

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНООСНО-СЖАТОГО p -ГЕРМАНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ МЕЛКОЙ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ

А. В. Андрианов^{a}, А. О. Захарьин^a, П. С. Алексеев^{a**}, М. С. Каган^b*

*^a Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
194021, Санкт-Петербург, Россия*

*^b Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 февраля 2012 г.

Представлены результаты спектральных и поляризационных исследований спонтанного терагерцевого излучения в условиях электрического пробоя мелких акцепторов (галлий) в кристаллах германия. Спектры излучения кристаллов, одноосно-сжатых в направлении [111] под давлением $P \sim 3$ кбар, а также недеформированных, измерены при $T = 5$ К с помощью фурье-спектрометра с шаговым сканированием. Выполнены оценки поляризации излучения для переходов дырок между различными состояниями мелкого акцептора в одноосно-сжатом германии. Для идентификации наблюдаемых линий излучения экспериментальные значения их энергий и поляризаций сопоставлены с расчетными. Обнаружены спектральные линии, соответствующие переходам дырок из резонансного состояния на возбужденные состояния акцепторов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Терагерцевый (ТГц) диапазон частот электромагнитных волн (0.1–10 ТГц) представляет особый интерес для множества приложений. Использование излучения этого диапазона необходимо для дистанционного экологического мониторинга, глобальных метеорологических наблюдений, в радарных системах, в астрономии космического базирования, в медицине, в лабораторных приборах для молекулярной спектроскопии и во многих других областях [1, 2]. Тем не менее этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным и используемым. В основном, это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц-излучения. В настоящее время известно довольно много процессов в полупроводниках, приводящих к генерации ТГц-излучения. В частности, ТГц-излучение возникает при оптических переходах между уровнями мелких примесей. Например, в работе [3] было продемонстрировано

возникновение внутрипримесной инверсии и, соответственно, ТГц-лазерной генерации на переходах между примесными уровнями при мощной оптической накачке. В работах [4, 5] наблюдалось интенсивное спонтанное ТГц-излучение в кремнии, возникавшее за счет внутрипримесных оптических переходов неравновесных носителей заряда при электрическом пробое мелких примесных центров. В кристаллах германия примесный пробой и соответствующее ТГц-излучение возникают в значительно меньших полях, чем в кремнии, — всего несколько В/см [6]. Особый интерес представляет акцепторная примесь в Ge, поскольку схема энергетических уровней мелкого акцептора позволяет получить ТГц-лазерную генерацию на переходах между резонансными и локализованными уровнями акцептора при одноосной деформации кристалла [7, 8]. Интегральное ТГц-излучение при пробое мелких акцепторов в Ge исследовалось во многих работах (см., например, работы [9, 10] и ссылки в них). Спектральное распределение этого излучения исследовалось недавно в работах [11, 12].

В настоящей работе представлены результаты спектральных и поляризационных исследований

*E-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

**E-mail: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

ТГц-излучения, обусловленного электрическим пробоем мелкого акцептора в Ge (часть экспериментальных результатов была ранее кратко изложена в работах [11, 13]). Исследованы как одноосно-деформированные, так и недеформированные кристаллы. Приведены спектры электролюминесценции в поляризационной геометрии $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$ и $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ (\mathbf{e} — единичный вектор в направлении поля волны, \mathbf{P} — приложенное одноосное сжатие), а также зависимости степени поляризации ТГц-излучения от электрического поля для различных наблюдаемых линий спектра. Наблюдаемые линии излучения идентифицированы с помощью сопоставления их энергий с расчетными значениями, а также с помощью оценки поляризации излучения для переходов дырок между различными состояниями мелкого акцептора. Обнаружены спектральные линии, соответствующие переходам дырок из резонансного состояния на возбужденные состояния акцепторов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследовались кристаллы p -Ge, легированные Ga до концентрации 10^{14} см^{-3} . Образцы для измерений были вырезаны в форме прямоугольных параллелепипедов размером $6 \times 1.5 \times 1.5 \text{ мм}^3$ с наибольшим размером в направлении [111]. На одной из длинных граней наносились омические контакты с расстоянием между ними около 5 мм. Для создания одноосного давления в направлении [111] образец германия был плотно вмонтирован при комнатной температуре в оправку из органического стекла, после чего вся конструкция помещалась в гелиевый оптический криостат и охлаждалась до $T = 5 \text{ К}$. Давление в исследуемом образце возникало за счет разницы термических коэффициентов расширения материала оправки и германия. Оправка с исследуемым образцом находилась вблизи поверхности жидкого гелия в его парах. Температура в камере с образцом измерялась термпарой Cu/CuFe, один спай которой размещался в непосредственной близости к исследуемому образцу, а второй был помещен в жидкий гелий. Для определения величины созданного одноосного давления в образцах p -Ge(Ga) измерялся спектр фотопроводимости деформированного образца, который сравнивался с опубликованными спектрами для одноосно-деформированного германия [12]. Результаты такого сопоставления (детально изложенного в работе [13]) позволяют заключить, что одноосное давление в направлении [111], достигаемое в нашей установке, составляло $3 \pm 0.3 \text{ кбар}$

при $T = 5 \text{ К}$. Измерения электролюминесценции проводились с помощью специализированного фурье-спектрометра с шаговым сканированием в диапазоне $5\text{--}350 \text{ см}^{-1}$ [14]. Спектральное разрешение в большинстве случаев составляло 0.6 мэВ . Детектором ТГц-излучения служил кремниевый болометр, охлаждавшийся жидким гелием. Для уменьшения джоулева нагрева напряжение смещения на исследуемые образцы подавалось в виде пачек прямоугольных импульсов. Длительности импульсов и интервалов между ними в пачке составляли по 10 мкс. Длительность пачек — 6.2 мс, а частота их следования — 80 Гц. Сигнал ТГц-излучения измерялся методом синхронного детектирования на частоте следования пачек импульсов. Перед входным окном фурье-спектрометра устанавливался линейный поляризатор, пропускающий излучение с вертикальной ориентацией вектора поляризации (S -поляризация по отношению к плоскости падения излучения на светоделитель). Поляризатор имел коэффициенты пропускания около 70 % для излучения, поляризованного в плоскости его пропускания, и не более примерно 0.1 % для излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости. Конструкция держателя образцов и криостата позволяла вращать оправку вместе с исследуемым образцом относительно оптической оси измерительной системы, что в сочетании с поляризатором, установленным на входе фурье-спектрометра, позволяло проводить измерения спектров ТГц-электролюминесценции с селекцией поляризации излучения вдоль и поперек оси давления (соответственно геометрия $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ и $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

ТГц-излучение в недеформированных кристаллах p -Ge(Ga) при гелиевых температурах наблюдается при достижении примесного пробоя при напряженности электрического поля выше 3.3 В/см [6, 9, 10]. В электрическом поле вплоть примерно до 20 В/см это излучение не поляризовано. Как было отмечено в работе [11], зависимость мощности ТГц-излучения образца p -Ge от напряженности поля имеет немонотонный характер с максимумом при 13.8 В/см . Оценка спектрально интегрированной мощности излучения (СИМИ) в полосе чувствительности измерительной системы с учетом потерь, связанных со сбором излучения и доставкой его к детектору, дает величину порядка 17 нВт при напряженности электрического поля 13.8 В/см .

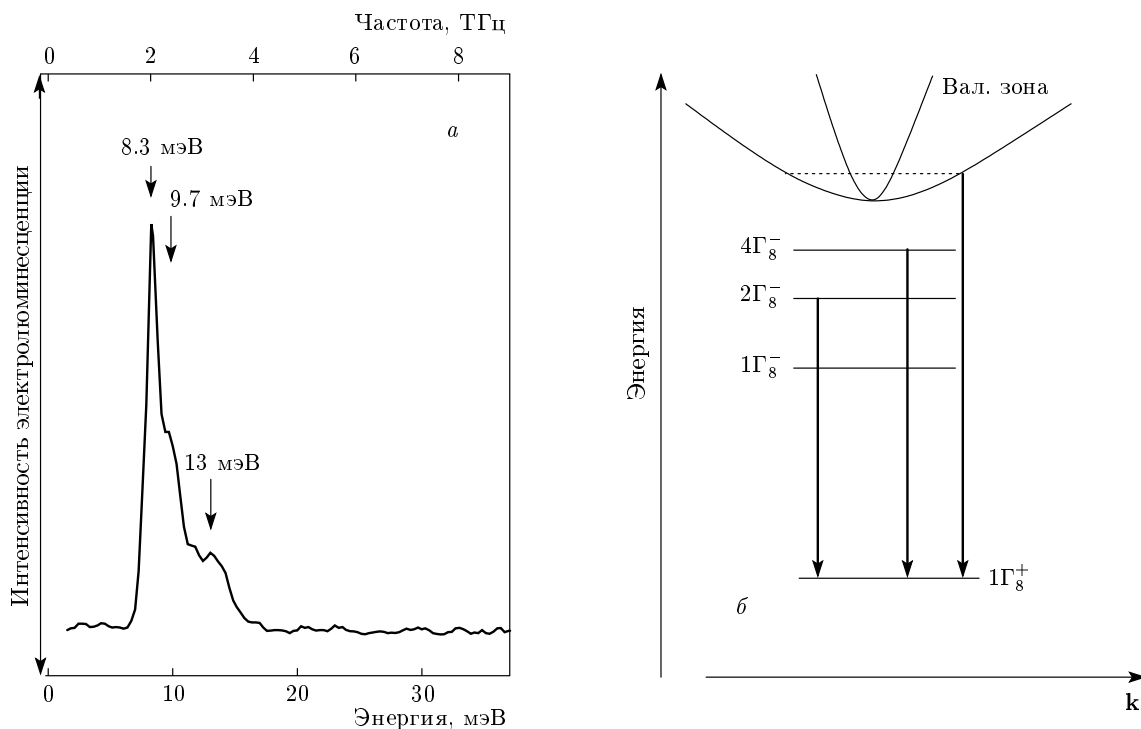


Рис. 1. а) Спектр ТГц-электролюминесценции недеформированного образца Ge(Ga) при $T = 5$ К и $F = 7.5$ В/см. б) Схема оптических переходов, ответственных за ТГц-излучение в Ge(Ga) вблизи порога примесного пробоя

Спектр ТГц-излучения при напряженности поля вблизи порога примесного пробоя показан на рис. 1а. Поскольку энергия ионизации галлия в недеформированных кристаллах Ge составляет 11.2 мэВ [15], основная узкая линия в спектре излучения с максимумом при энергии примерно 8.3 мэВ может быть отнесена к оптическим переходам дырок между вторым возбужденным состоянием акцептора $2\Gamma_8^-$ и основным состоянием примеси $1\Gamma_8^+$ (рис. 1б). Спектральное положение линии излучательного перехода $2\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ согласуется с результатами исследований поглощения в Ge(Ga) [16] и теоретического анализа [17, 18]. Асимметрия основной линии излучения со стороны высоких энергий связана со вкладом узкой линии с максимумом примерно при 9.7 мэВ и широкой линии с максимумом приблизительно при 13 мэВ. Линия при 9.7 мэВ соответствует оптическому переходу дырок между одним из высоких возбужденных состояний акцептора (скорее всего, из состояния $4\Gamma_8^-$) и основным состоянием примеси. Излучение с энергией больше 11 мэВ обусловлено переходами дырок из валентной зоны на основное состояние акцептора. Необходимо отметить, что в спектре ТГц-излучения (рис. 1а) не проявляются оптические переходы из первого возбужденного состояния

акцептора $1\Gamma_8^-$. Это связано с тем, что сила осциллятора перехода $1\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ крайне мала. Она почти на два порядка меньше силы осциллятора перехода $2\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ [19].

В деформированном p -Ge(Ga) наблюдается уменьшение напряженности поля порога примесного пробоя до значений порядка 2.2 В/см (при $T = 5$ К и одноосном давлении примерно 3 кбар (см. выше)). Зависимость мощности ТГц-электролюминесценции от напряженности поля также имеет немонотонный характер, но максимум достигается при $F \sim 7$ В/см. Оценка СИМИ в этом случае дает величину 45 нВт при напряженности поля 7 В/см.

Под действием одноосной деформации ТГц-электролюминесценция германия становится сильно поляризованной. Степень линейной поляризации и ориентация вектора поляризации излучения по отношению к оси деформации меняются по спектру. Поскольку в нашем случае существует только одно выделенное направление — направление сжатия вдоль [111] и параллельного ему электрического поля — поляризация излучения может быть ориентирована только вдоль или поперек направления [111]. Поэтому для определения степени поляризации излучения достаточно знать

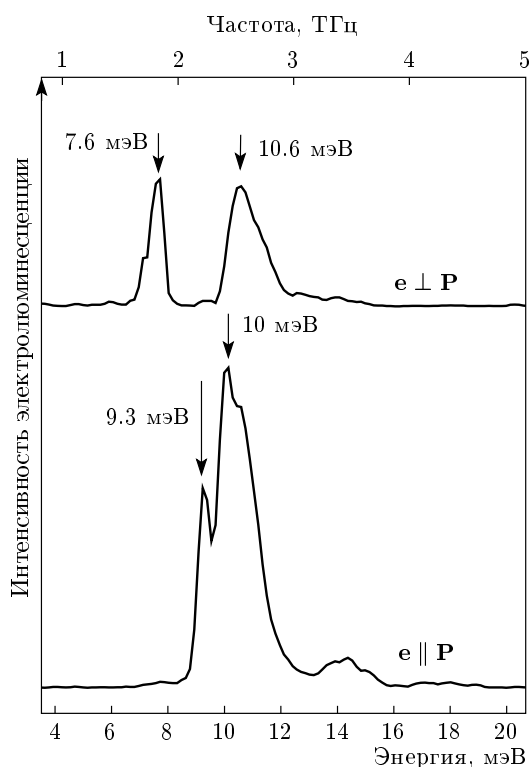


Рис. 2. Поляризационные спектры ТГц-электролюминесценции Ge(Ga), одноосно-деформированного в направлении [111]: $T = 5$ К, $F = 5.43$ В/см, одноосное давление $P = 3 \pm 0.3$ кбар

интенсивности излучения с поляризацией вдоль и поперек направления [111], I_{\parallel} и I_{\perp} . Степень поляризации выражается формулой $\rho = |I_{\parallel} - I_{\perp}| / (I_{\parallel} + I_{\perp})$. На рис. 2 приведены поляризационные спектры ТГц-излучения одноосно-деформированного Ge(Ga), измеренные вблизи порога примесного пробоя при напряженности электрического поля 5.43 В/см. В поляризационной геометрии $e \perp P$ в спектре излучения хорошо видна интенсивная узкая линия с максимумом при 7.6 мэВ. Величина степени ее поляризации составляет 93%. В спектрах излучения видны, кроме того, сильно поляризованные линии с максимумами при энергиях 9.3 и 10.0 мэВ (см. рис. 2). Данные линии поляризованы преимущественно вдоль оси давления ($e \parallel P$), и вблизи порога примесного пробоя степень их поляризации достигает значений соответственно 90% и 69%. При энергиях 10–12 мэВ наблюдается широкая линия (полоса). В поляризации $e \perp P$ данная полоса имеет максимум при 10.6 мэВ. Этому максимуму при той же энергии 10.6 мэВ в поляризации $e \parallel P$ соответствует особенность на высокоэнергетическом плече

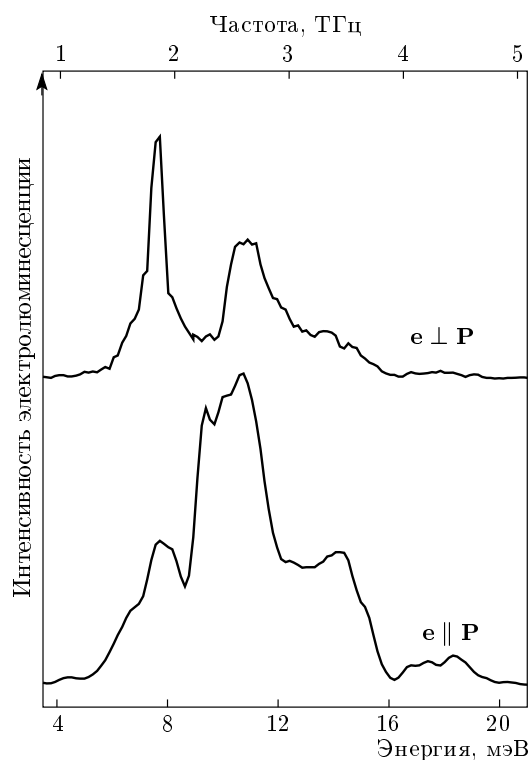


Рис. 3. Поляризационные спектры ТГц-электролюминесценции Ge(Ga), одноосно-деформированного в направлении [111]: $T = 5$ К, $F = 7.9$ В/см, одноосное давление $P = 3 \pm 0.3$ кбар

линии 10.0 мэВ. В полосе 10–12 мэВ излучение поляризовано преимущественно вдоль давления ($e \parallel P$), а в ее максимуме при 10.6 мэВ степень линейной поляризации составляет приблизительно 40%.

На рис. 3 показаны спектры электролюминесценции при большем поле 7.9 В/см. Видно, что спектры становятся более размытыми. Видно также, что степень поляризации ТГц-излучения падает. На рис. 4 приведена зависимость степени поляризации для разных линий излучения как функция напряженности поля. Наиболее сильные изменения степени поляризации наблюдаются для линии с максимумом при энергии 7.6 мэВ: степень ее поляризации $e \perp P$ падает до 20% при напряженности поля $F = 7.9$ В/см. Энергия этой линии от электрического поля не зависит. На линиях при энергиях 9.3, 10 и 10.6 мэВ степень поляризации излучения $e \parallel P$ падает соответственно до значений порядка 75%, 52% и 35%. Широкая высокоэнергетическая полоса с ростом электрического поля еще более уширяется и при $F = 7.9$ В/см простирается от 9 до 16 мэВ; поляризация остается преимущественно $e \parallel P$.

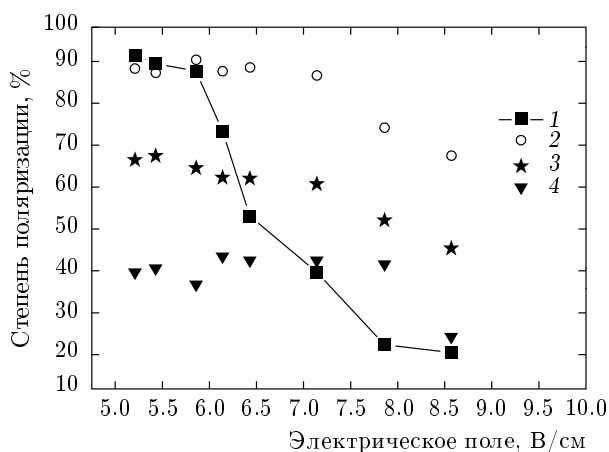


Рис. 4. Зависимость степени линейной поляризации ТГц-электролюминесценции одноосно-деформированного Ge(Ga) от напряженности электрического поля для различных линий излучения: 1 — 7.6 мэВ ($e \perp P$), 2 — 9.3 мэВ ($e \parallel P$), 3 — 10 мэВ ($e \parallel P$), 4 — 10.6 мэВ ($e \parallel P$)

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как известно, одноосная деформация снимает вырождение валентной зоны Ge при $k = 0$ и расщепляет ее на две подзоны — «легких» и «тяжелых» дырок, — разделенные энергетическим зазором, пропорциональным приложенному давлению. Под действием давления расщепляются также и состояния акцептора. При достаточно больших давлениях часть возбужденных акцепторных состояний оказывается в сплошном спектре подзоны легких дырок, образуя резонансные состояния. В пределе больших давлений, когда энергетический зазор между подзонами намного больше, чем энергия связи примеси, в запрещенной зоне и в континууме должны существовать две серии возбужденных состояний, относящихся к расщепленным валентным подзонам. Энергии и волновые функции акцепторных состояний, включая резонансные, рассчитывались численно в ряде работ (см., например, обзор [20] и ссылки там). Мы будем пользоваться работами [21, 22]. Расчет [21] проводился с учетом полной кубической симметрии O_h (без деформации) и симметрии D_{3d} (при сжатии вдоль оси [111]); расчет [22] проводился в сферическом приближении.

На рис. 5 приведены положения некоторых уровней акцептора при сжатии примерно 3 кбар с приблизительным соблюдением энергетических интервалов. Интенсивная линия с энергией 7.6 мэВ, на-

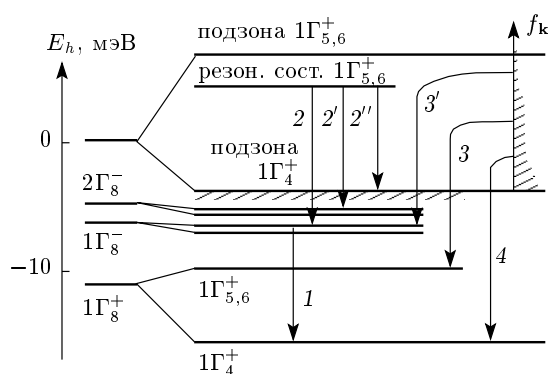


Рис. 5. Состояния мелкого акцептора при сжатии вдоль оси [111] и идентифицированные переходы между этими состояниями. В правой части рисунка схематически показано распределение по энергии свободных дырок с функцией распределения f_k

блюдаемая в спектре, соответствующем поляризации $e \perp P$, обусловлена внутрицентровым переходом между состояниями $1\Gamma_8^-$ и $1\Gamma_4^+$ (переход 1 на рис. 5), а точнее, переходами из близких по энергии нечетных состояний $1\Gamma_4^-$ и $1\Gamma_{5,6}^-$, на которые расщеплено состояние $1\Gamma_8^-$ при давлении около 3 кбар (разность их энергий около 0.2 мэВ [21] не разрешалась в наших опытах). Действительно, согласно расчету работы [21], энергии переходов из этих состояний в основное составляют примерно 7.3 и 7.5 мэВ (в работе [22] получены несколько меньшие значения, однако расхождение с измеренной энергией не превышает точности расчета, указанной авторами [22]).

Необходимо отметить, что переход $1\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ появляется в спектре электролюминесценции p -Ge только под действием одноосной деформации. Объяснение этого факта было дано в работе [19], где было показано, что вероятность этого оптического перехода (сила осциллятора) сильно увеличивается с ростом давления: примерно в 30 раз при давлении около 3 кбар.

Для оценки поляризации линии 7.6 мэВ воспользуемся работой [23], в которой с помощью симметричного анализа рассчитывались относительные интенсивности переходов между связанными состояниями. В этой работе относительные величины матричных элементов внутрицентровых переходов описываются некоторым параметром u , зависящим от структуры волновых функций начального и конечного состояний. Для перехода $1\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_4^+$ параметр u рассчитывался в работе [21] и был экспериментально определен в работе [24] по измерению расщепления линии поглощения при давлении менее

0.08 кбар. Теоретическое и экспериментальное значения u , полученные в работах [21, 24], хорошо согласуются и дают $u \approx 0.95$. Пользуясь рис. 2 работы [23], на котором отложены относительные величины матричных элементов переходов (фактически, степень поляризации) как функция u , получаем для перехода $1\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_4^+$ величину степени поляризации $e \perp \mathbf{P} \sim 95\%$, что хорошо согласуется с экспериментом.

Линии ТГц-излучения с максимумами при 10 и 10.6 мэВ по энергии в принципе соответствуют оптическим переходам из континуума подзоны легких дырок в основное состояние акцептора, так как по расчету [21] энергия связи основного состояния при давлении 3 кбар составляет около 9.6 мэВ. Линия 9.3 мэВ также должна относиться к переходам из сплошного спектра вследствие понижения кулоновского барьера примеси в электрическом поле (эффект Френкеля–Пула). (В поле $F = 5.43$ В/см это понижение $\Delta E = 2(e^3 F/\kappa)^{1/2}$, где e — заряд электрона, κ — диэлектрическая константа, что составляет примерно 0.4 мэВ, поэтому все состояния с энергией связи, меньшей 9.2 мэВ, должны оказаться в континууме.) Однако изрезанный спектр и высокая степень поляризации ТГц-излучения на данных линиях (9.3, 10 и 10.6 мэВ) указывают на то, что значительный вклад в излучение дают переходы из дискретных состояний, связанных с примесями. Такими возможными переходами могут быть переходы из «основного» резонансного состояния $1\Gamma_{5,6}^+$ в первое возбужденное нечетное состояние $1\Gamma_8^-$ (10.6 мэВ, переход 2 на рис. 5) и в более мелкие нечетные состояния (10 и 9.3 мэВ, переходы 2' и 2''). В пользу проявления переходов из резонансного состояния свидетельствуют большая степень поляризации $e \parallel \mathbf{P}$ этих линий и практически идентичные зависимости степени поляризации от электрического поля. Кроме того, рассчитанные энергии кванта для этих переходов неплохо согласуются с экспериментом.

Согласно работе [22], резонансное состояние при давлении около 3 кбар находится при энергии примерно 7.9 мэВ от края нижней подзоны дырок, а первое возбужденное состояние $1\Gamma_8^-$ (точнее, близкие по энергии состояния $1\Gamma_4^-$ и $1\Gamma_{5,6}^-$) расположено при энергии около 2 мэВ от края валентной зоны. Переходы из локализованной части резонансного состояния на основной уровень запрещены из-за одинаковой четности этих состояний. Соответственно, линия излучения по теории должна быть при энергии вблизи 9.9 мэВ. Экспериментальное значение 10.6 мэВ в пределах точности расчета в 5%, установленной авторами [22], дает вполне удовлетво-

рительное согласие. Примерно с той же точностью с расчетом согласуются и экспериментальные энергии 10 и 9.3 мэВ. Отметим, что несмотря на то что положение линий излучения при 10.6, 10 и 9.3 мэВ несколько отличается от расчетных значений, разности их энергий в точности соответствуют расчетным для уровней $1\Gamma_8^-$, $2\Gamma_8^-$ и $3\Gamma_8^-$.

Рассмотрим теперь поляризацию этих переходов. Теоретический анализ показывает, что основной вклад в локализованную часть резонансного состояния дают состояния верхней дырочной подзоны. Поэтому для оценки поляризации перехода из локализованной части резонансного состояния на первое возбужденное состояние можно использовать теорию [23]. В работе [23] рассчитаны, в частности, интенсивности оптических переходов из состояния $1\Gamma_{5,6}^+$ в состояния $1\Gamma_4^-$ и $1\Gamma_{5,6}^-$, имеющих поляризацию соответственно $e \perp \mathbf{P}$ и $e \parallel \mathbf{P}$, в зависимости от параметра u , упоминавшегося выше. Как видно на рис. 2 из этой работы, интенсивность переходов с поляризацией $e \parallel \mathbf{P}$ больше, чем для поляризации $e \perp \mathbf{P}$ во всем диапазоне изменения u . Следовательно, переходы из резонансного состояния $1\Gamma_{5,6}^+$ на локализованные нечетные состояния типа $n\Gamma_4^-$ и $n\Gamma_{5,6}^-$, на которые расщепляются под давлением состояния типа $n\Gamma_8^-$, должны давать суммарное излучение с преимущественной поляризацией $e \parallel \mathbf{P}$.

Таким образом, наблюдаемые спектральные линии 10.6, 10 и 9.3 мэВ могут быть отнесены к оптическим переходам между «основным» резонансным состоянием акцептора и низшими нечетными возбужденными состояниями в запрещенной зоне.

Рассмотрим теперь влияние электрического поля F на степень поляризации. Наблюдаемое в эксперименте сильное уменьшение степени поляризации $e \perp \mathbf{P}$ линии 7.6 мэВ с ростом F (с 93% до 20%, см. рис. 4) может быть связано с включением в электрическом поле переходов с другой поляризацией. Разогрев дырок увеличивает заселенность состояний непрерывного спектра с большей энергией, из которых могут происходить переходы с той же энергией 7.6 мэВ. Заметную роль (при нашем давлении около 3 кбар), на наш взгляд, должны играть переходы из сплошного спектра на локализованное состояние $1\Gamma_{5,6}^+$, произошедшее из основного состояния $1\Gamma_8^+$ (переходы 3 на рис. 5). Другие возможные переходы — это переходы из состояний сплошного спектра с большей энергией на более мелкие примесные состояния (переходы 3' на рис. 5). Но уже для перехода 3' соответствующая ему энергия свободных дырок близка к энергии резонансного состо-

яния, где их концентрация резко падает из-за резонансного рассеяния [7, 25, 26]. Оптические переходы свободных дырок на четные состояния акцепторов имеют преимущественную поляризацию $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ за счет преобладания дырок с волновым вектором в направлении поля. Действительно, легко убедиться, что матричный элемент оптического перехода свободных дырок с импульсом, направленным перпендикулярно оси давления, на четные состояния акцепторов обращается в нуль. При этом оценка показывает, что уже в поле 5 В/см дрейфовая скорость дырок оказывается того же порядка, что и среднеквадратичная скорость «теплого» движения дырок, разогретых электрическим полем. Таким образом, конкуренция оптических переходов из сплошного спектра на состояние $1\Gamma_{5,6}^+$ с преимущественной поляризацией $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ должна уменьшать наблюдаемую степень поляризации $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$ линии 7.6 мэВ. Экспериментальным подтверждением этого является поляризация излучения $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ при больших энергиях (в полосе 10–16 мэВ), где оно заведомо вызвано оптическими переходами из сплошного спектра на основное состояние (переходы типа 4 на рис. 5).

Уменьшение степени поляризации линий 9.3, 10 и 10.6 мэВ гораздо более слабое и начинается примерно с 7 В/см (рис. 4). Оно может быть вызвано возрастанием вклада межподзонных переходов дырок с ростом напряженности поля. Такие переходы должны давать преимущественную поляризацию излучения $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$. Однако в используемых полях вклад таких переходов не должен быть еще существенным. Кроме того, с ростом напряженности поля также возрастает «фон» неполяризованного излучения, также уменьшающий наблюдаемую степень поляризации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектры ТГц-излучения, вызванного электрическим пробоем мелкой акцепторной примеси, в одноосно-сжатом германии при гелиевых температурах. При одноосной деформации кристалла ТГц-излучение является линейно-поляризованным. Интенсивная линия излучения в спектре при энергии 7.6 мэВ соответствует переходу из первого возбужденного в основное состояние акцептора и поляризована перпендикулярно приложенному давлению. При давлении порядка 3 кбар в направлении [111] и напряженности электрического поля вблизи порога примесного пробоя степень линейной поляризации $\mathbf{e} \perp \mathbf{P}$ этой линии достигает

величины порядка 93%. Линии излучения при энергиях 9.3, 10 и 10.6 мэВ с высокой степенью поляризации $\mathbf{e} \parallel \mathbf{P}$ связываются с оптическими переходами из «основного» резонансного примесного состояния на нечетные локализованные возбужденные состояния примеси.

Мы благодарим И. Н. Ясиевич за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-02-00230, 11-02-00611, 12-02-00455-а), Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № 147.740.11.0892), гранта Президента РФ «Ведущие научные школы» (НШ-5442.2012.2), а также в рамках Программ РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и «Современные проблемы радиофизики».

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Nature Materials* **1**, 26 (2002).
2. P. H. Siegel, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50**, 910 (2002).
3. S. G. Pavlov, H.-W. Hubers, E. E. Orlova et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **235**, 126 (2003).
4. T. N. Adam, R. T. Troeger, S. K. Ray et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 713 (2003).
5. P.-C. Lv, R. T. Troeger, T. N. Adam et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 22 (2004).
6. S. H. Koenig and R. D. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 170 (1960).
7. M. A. Odnobludov, I. N. Yassievich, M. S. Kagan et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 644 (1999).
8. Yu. P. Gousev, I. V. Altukhov, K. A. Korolev et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 757 (1999).
9. Ю. Л. Иванов, в тем. сб. *Вопросы физики полупроводников*, Матер. XI Зимней школы по физ. полупроводн., Ленинград: ФТИ им. А. Ф. Иоффе (1984), с. 160–181.
10. Л. В. Берман, Л. И. Гавриленко, З. Ф. Красильник и др., *ФТП* **19**, 369 (1985).
11. А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, И. Н. Ясиевич и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 448 (2004).
12. Я. Е. Покровский, Н. А. Хвальковский, *ФТП* **44**, 1332 (2010).

13. А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, И. Н. Ясиевич и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 410 (2006).
14. Н. Н. Зиновьев, А. В. Андрианов, В. Н. Некрасов и др., ФТП **36**, 234 (2002).
15. F. Bassani, G. Iadonisi, and V. Preziosi, Rep. Progr. Phys. **37**, 1099 (1974).
16. Я. Е. Покровский, Н. А. Хвальковский, Письма в ЖЭТФ **80**, 381 (2004); ФТП **39**, 187 (2005).
17. P. Clauws, J. Broeckx, E. Rotsaert et al., Phys. Rev. B **38**, 12377 (1988).
18. N. Bingelli and A. Baldereschi, Sol. St. Comm. **66**, 323 (1988).
19. Д. В. Козлов, Письма в ЖЭТФ **85**, 247 (2007).
20. В. Я. Алешкин, Л. В. Гавриленко, М. А. Одноблудов и др., ФТП **42**, 899 (2008).
21. R. Buczko, Nuovo Cimento **9**, 669 (1987).
22. Д. В. Козлов, В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, ЖЭТФ **120**, 1495 (2001).
23. S. Rodriguez, P. Fisher, and F. Barra, Phys. Rev. B **5**, 2219 (1972).
24. A. D. Martin, P. Fisher, C. A. Freeth et al., Phys. Lett. A **99**, 391 (1983).
25. М. А. Одноблудов, А. А. Прокофьев, И. Н. Ясиевич et al., Phys. Rev. B **70**, 115209 (2004).
26. М. С. Кипа, П. С. Алексеев, И. Н. Ясиевич, ФТП **44**, 210 (2010).