

Неравновесные акустические фононы в ZnTe при гелиевых температурах: влияние примесей и структурных дефектов на длины свободного пробега фононов

© В.С. Багаев, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, Ю.В. Клевков, В.С. Кривобок,
В.П. Мартовицкий, Н.Н. Сентюрина, А.И. Шарков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: багаев@lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2004 г.)

С помощью рентгеновской дифрактометрии, люминесценции и методики тепловых импульсов исследован кристаллит ZnTe, отобранный из друзы крупнозернистого поликристаллического ZnTe, полученного методом химического синтеза паров компонентов при температуре $\sim 650^\circ\text{C}$. Кристаллиты состоят из макрослоев $\{110\}$ с одной системой двойников. Двойниковые плоскости $\{111\}$ с расстояниями $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ между ними перпендикулярны слоям роста (110) . Распространение акустических фононов исследовалось методом тепловых импульсов. Сравнение откликов на приход акустических фононов разных поляризаций для исследованного образца с откликами для высокочистого крупнозернистого ZnTe с хаотически расположенными двойниковыми системами (с расстоянием $5\text{--}10\ \mu\text{m}$ между ними) и для бездвойникового монокристаллического ZnTe позволило сделать заключение о радикальном влиянии двойников на рассеяние акустических фононов. Определены длины свободного пробега LA-, FTA-, STA-фононов путем сравнения экспериментальных откликов с рассчитанными методом Монте-Карло.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 02-02-17392, 03-02-16854, 04-02-17078, а также грантом поддержки ведущих научных школ 1923.2003.2 и программой президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“.

1. Введение

Кристаллы теллурида цинка (ZnTe) являются типичными представителями группы широкозонных соединений A_2B_6 . Однако пока они сравнительно мало исследованы. Являясь несомненно перспективным материалом с высоким квантовым выходом люминесценции в удобном видимом диапазоне, в силу ряда особенностей (исходная дырочная проводимость, характерная для всех методов получения кристаллов и пленок, склонность к самокомпенсации, практическая невозможность инвертирования в настоящее время типа проводимости при легировании) ZnTe имеет ограниченное практическое применение.

Тем не менее кроме давно известного применения в качестве подложек, пластины $\{110\}$ ZnTe оказалось удобно использовать в качестве когерентного и некогерентного электрооптических сенсоров в терагерцевой области ($2\text{--}40\ \text{THz}$) благодаря высокому качеству использованного материала и необходимым электрооптическим коэффициентам [1].

Имея возможность управлять технологией роста ZnTe, позволяющей существенно изменять режимы кристаллизации, и контролируя кристаллическую структуру образцов, выращенных в условиях, удаленных от термодинамического равновесия, мы провели исследование влияния точечных дефектов и уровня (степени) двойникования на рассеяние и распространение акустических фононов и излучательные свойства полученных образцов.

Кроме того, цель данной работы заключалась в характеристике материала, выращенного по разработанной разновидности метода роста из газовой фазы — по методу химического синтеза компонентов из паровой фазы (ХСКПФ), с помощью рентгенодифракционных методов, измерения низкотемпературной люминесценции и тепловых импульсов.

Условия роста в использованном нами методе существенно отличаются от квазиравновесных условий кристаллизации. В частности, получение нескольких десятков граммов материала при квазиравновесном выращивании занимает сутки, а примерно такое же количество материала при использовании метода ХСКПФ получается за десятки минут. Добавим, что в материале, получаемом методом ХСКПФ, насколько нам известно, содержится минимальное общее количество основных примесей, что соответствует уровню чистоты лучших материалов. Особенность данного метода (в отличие от квазиравновесных) состоит в том, что из-за спонтанного зарождения кристаллитов выращенная друза материала в зависимости от параметров процесса роста содержит всего $5\text{--}10\%$ монокристаллических зерен размером $5\text{--}10\ \text{mm}$ от общего веса друзы.

Ранее были предприняты попытки получить сведения о механизме рассеяния фононов в высокочистом крупнозернистом (ZT04) [2] и монокристаллическом (ZT-1) [3] теллуриде цинка. В образце ZT04 было незначительное количество примесей, но он состоял из зерен размерами до нескольких сотен микрометров, содержащих хаотически ориентированные двойниковые системы с

расстояниями между плоскостями двойникового в единицы микрометров. Образец ZT-1, напротив, не содержал двойниковых плоскостей, но имел до 10^{17} см^{-3} примесей. Исследованный же в данной работе ZnTe содержал промежуточную концентрацию примесей по сравнению с образцами, исследованными в [2,3], двойниковая система была упорядочена, а расстояние между двойниковыми границами достигало сотен микрометров.

2. Получение ZnTe и рентгеноструктурные исследования

Друза полукристаллического ZnTe с явно выраженным рельефом поверхности на фронте кристаллизации была получена методом ХСКПФ при взаимодействии паров компонентов в зоне кристаллизатора при температуре $650\text{--}700^\circ\text{C}$. Синтез проводился в кварцевом реакторе диаметром 90 mm в динамическом вакууме. Пары компонентов формировались в отдельных ячейках, сочлененных с кристаллизатором, и подавались навстречу друг другу. Плотность потоков и соотношение парциальных давлений паров цинка и теллура задавались при нагреве ячеек с индивидуальным контролем температуры.

В качестве исходных компонентов в этом процессе использовались предварительно очищенные нами теллур (содержание основных примесей меньше 10^{16} см^{-3}) и промышленный цинк (99,999%).

Поверхность роста, которая сформировалась в процессе конденсации при $\sim 650^\circ\text{C}$, пересыщении паров $\sim (1.5\text{--}5.0) \cdot 10^3$ и их соотношении $P_{\text{Zn}}/P_{\text{Te}_2} \geq 2$, представляла собой множество достаточно крупных кристаллитов с направлением роста $[110]$ (рис. 1).

При общей массе компонентов $\sim 250 \text{ g}$ процедура синтеза занимала не более 2 h до полного удаления компонентов из ячеек. Полученные скорости образования кристаллитов ZnTe характерны, как мы полагаем,

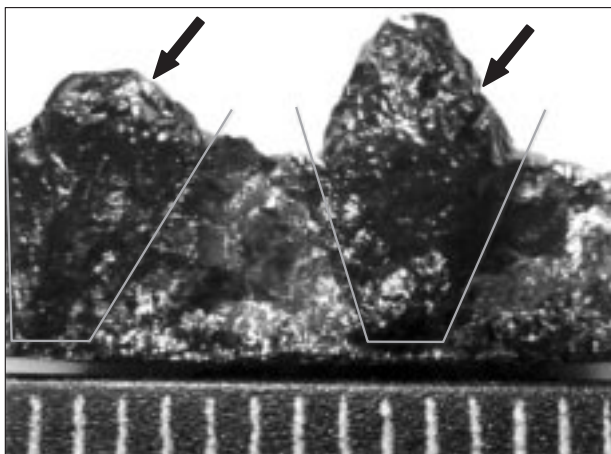


Рис. 1. Фотография части друзы ZnTe. Стрелками отмечены кристаллиты. Цена деления линейки, показанной внизу, 1 mm.

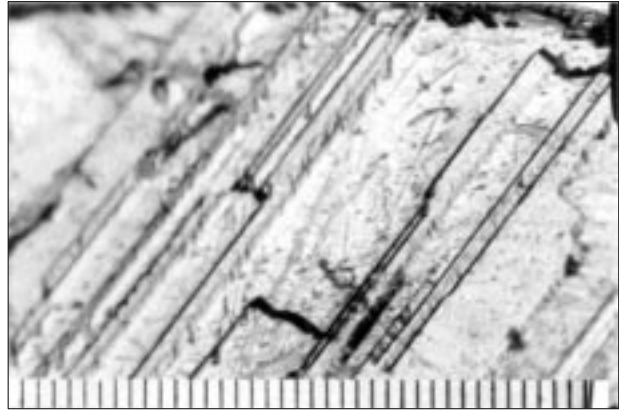


Рис. 2. Оптическое изображение поверхности кристаллита ZT05, полученное с помощью микроскопа UNION 6551. Цена деления линейки, показанной внизу, $10 \mu\text{m}$.

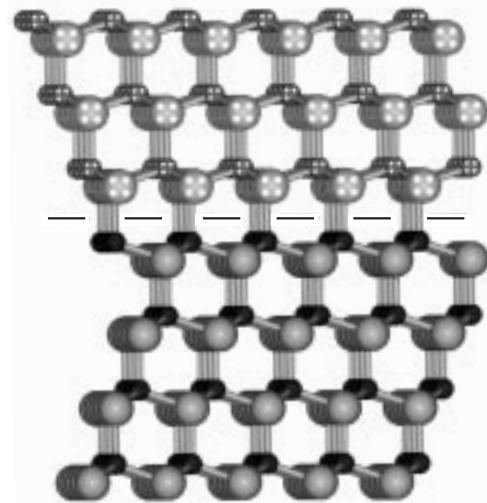


Рис. 3. Атомная модель двойника в кристалле со структурой сфалерита с горизонтальной двойниковой плоскостью $\{111\}$, перпендикулярной плоскости рисунка. Штриховой линией показана плоскость двойникового вращающегося. Шары большего размера обозначают атомы теллура, меньшего — цинка.

для неравновесных условий кристаллизации с участием концентрационных и термических флуктуаций перед фронтом конденсации.

Рентгенодифрактометрические исследования показали, что кристаллы в виде неправильных четырехгранных пирамид образованы макрослоями $\{110\}$, растущими за вершины пирамиды к ее основанию. Для исследований был вырезан фрагмент кристаллита (ZT05), образованный одной системой макрослоев (110). Как и в [2], в исследованной пластинке содержатся двойники, которые на картине травления представлены одной системой параллельных линий (рис. 2). Рентгенографические исследования позволили установить, что двойниковые плоскости расположены перпендикулярно слоям роста (110), в то время как при росте слоями $\{111\}$

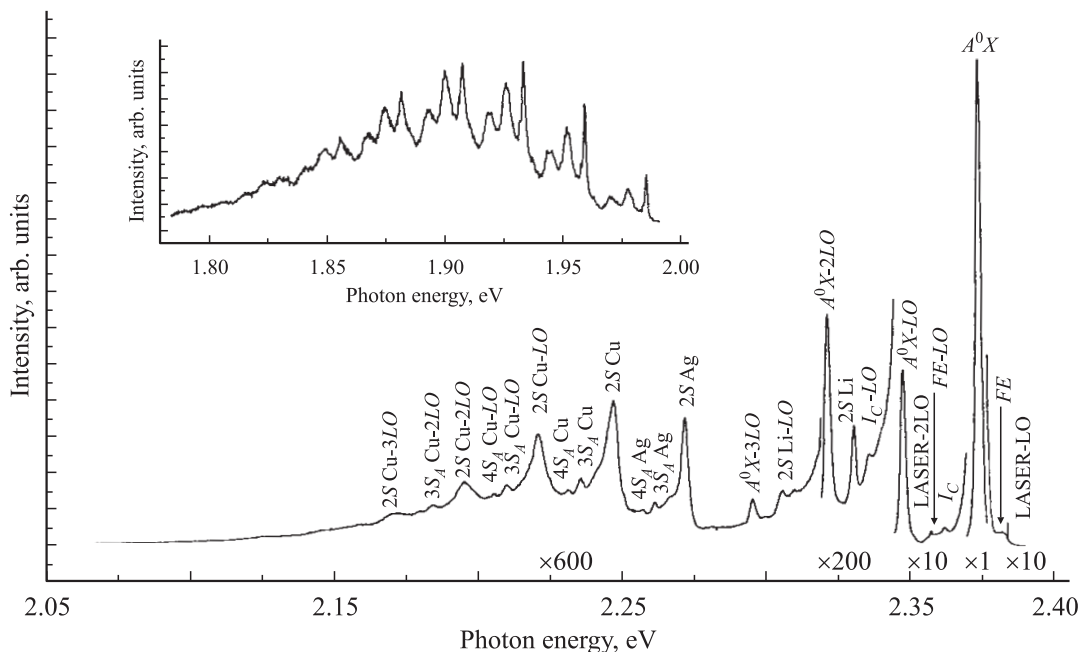


Рис. 4. Спектр ФЛ монокристаллического образца при температуре $T = 5$ К. На вставке приведен фрагмент спектра в области излучения кислорода.

они образуются параллельно ростовым слоям [4]. Таким образом, переход от слоевого роста $\{111\}$ при кристаллизации из конгруэнтно сублимируемого ZnTe к росту слоями $\{110\}$ при синтезе из исходных компонентов сопровождается не только сменой плоскости роста, но и изменением положения двойниковых плоскостей относительно ростовой поверхности. Механизмы образования двойников в материале, выращенном методом ХСКПФ, очевидно отличаются от характерных для эпитаксиально выращенных на разных подложках пленок ZnTe и CdTe (см. многочисленные данные в [5]). На рис. 3 показана построенная нами атомная модель двойниковой плоскости для рассматриваемого случая.

Образцы ZnTe для измерений фотолюминесценции и тепловых импульсов шлифовались и полировались механически. Далее образец ZnTe обезжиривался кипячением в ацетоне в течение 2 min, а нарушенный слой удалялся с помощью химической полировки в 6 vol.% растворе Br_2 в метаноле (осч, обезвоженном) в течение 2 min (скорость удаления нарушенного слоя $60 \mu\text{m}/\text{min}$). После химической полировки в этом растворе образцы тщательно промывались последовательно в метаноле, в 1N растворе NaOH в метаноле в течение 5 min, еще раз в метаноле, горячей дистиллированной воде и, наконец, в холодной воде, после чего высушивались на воздухе.

Для выявления кристаллографической структуры свободная от нарушенного слоя поверхность подвергалась селективному травлению в 12.5N водном растворе NaOH при температуре 80°C в течение 15–120 s с последующей отмывкой в горячей и холодной дистиллированной воде. После селективного травления на

поверхности образца хорошо были видны двойниковые границы и дислокации, концентрация последних не превышала 10^2cm^{-2} .

3. Измерения фотолюминесценции

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились в парах гелия в интервале температур от 5 до 30 К. Источником оптического возбуждения служили аргоновый и гелий-кадмиевый лазеры с квантами возбуждения 2.41 eV (5145 \AA) и 2.81 eV (4416 \AA) соответственно. Измерения спектров осуществлялись при возбуждении как естественной ростовой грани образца, так и образца после травления. Размер пятна возбуждения составлял порядка $100 \mu\text{m}$. Спектр анализировался двойным монохроматором ДФС-24 с разрешением не хуже 0.1 meV. Сигнал от фотомножителя регистрировался с помощью метода счета фотонов.

На рис. 4 приведен спектр краевой ФЛ ростовой грани монокристаллического образца, записанный при температуре 5 К. Отметим, что вид спектра не зависит от места возбуждения, причем имеет место лишь небольшое различие в интенсивности интегральной ФЛ при возбуждении ростовой грани образца и образца после травления. В спектре проявляются переходы, обусловленные свободным экситоном (FE), переходы, связанные с экситонно-примесными комплексами, и их фонные (LO) повторения. Экситонно-примесные комплексы (основная линия A^0X) представлены тремя акцепторами — Li, Cu, Ag. Об этом свидетельствует наличие достаточно богатой структуры соответствующих

двухдырочных переходов, обозначенных в спектре как F , A , где F — конечное состояние дырки, локализованной на акцепторе, A — акцепторная примесь (например, $3S_A Cu$). В длинноволновой части спектра (вставка на рис. 4) регистрируется достаточно интенсивное излучение, связанное с изоэлектронной примесью — O_{Te} . Очень слабый переход в районе 2.362 eV (I_C) обусловлен, по-видимому, экситоном, связанным на двухзарядном акцепторе, проявление которого в ZnTe типично для данных неравновесных условий роста. В качестве такого двухзарядного акцептора могут выступать C_{Te} , Si_{Te} либо вакансии цинка [6].

Остановимся подробнее на линии A^0X , которая незначительно уширена (полуширина $\sim 2.5 \text{ meV}$) и имеет крыло в длинноволновой области. Подобный эффект наблюдается при концентрации акцепторной примеси $N_A \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [7]. Такая концентрация мелкой акцепторной примеси также влияет на вид экситонной ФЛ. Излучение в области дна экситонной зоны практически отсутствует при $T = 5 \text{ K}$, но при повышении температуры до 25 K , когда эффективен процесс выброса экситона с мелкого примесного центра, появляется достаточно яркая ФЛ, обусловленная поляритоном.

Таким образом, характеристика с помощью ФЛ позволяет заключить, что исследуемый образец представляет собой монокристалл с достаточно высоким качеством кристаллической решетки, о чем свидетельствуют высокий квантовый выход ФЛ, наличие экситонного излучения, которое при увеличении температуры имеет ярко выраженную поляритонную структуру, проявление отчетливой структуры двухдырочных переходов, а также отсутствие каких-либо переходов, связанных с протяженными дефектами и комплексами. Наличие однородного распределения примесей (Ag , Li , Cu , O) в замещенном состоянии на уровне $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ является важной характеристикой исследуемого образца.

При сравнении спектров ФЛ, измеренных нами ранее на крупнозернистом образце ZnTe (ZT04) со средней концентрацией акцепторов $N_A < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [2], со спектром данного кристаллита (ZT05) следует отметить: 1) более высокую ($\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) суммарную концентрацию акцепторов в кристаллите; 2) отсутствие в спектре так называемых Y -линий, которые обычно связывают с наличием таких протяженных дефектов, как дислокации и границы кристаллитов; 3) существенно более интенсивную ФЛ в экситонной области, что характеризует высокое кристаллическое совершенство исследованного кристаллита.

Интерес представляет также сравнение спектров ФЛ кристаллита ZT05 со спектрами монокристаллов (ZT-1), которые исследовались в [3]. Кроме излучения, связанного с Ag , Li , Cu , O в замещенном состоянии, в монокристаллах проявляется также излучение, вызванное донорной примесью и комплексом, в состав которого входит вакансия Zn. Квантовый выход ФЛ в краевой области монокристаллов примерно на порядок ниже, чем в

кристаллитах, исследованных в данной работе, и интенсивность излучения последних в области кислорода в несколько раз меньше. Такое отличие связано не только с меньшей концентрацией кислорода, но и с отсутствием в кристаллитах ZT05 различных комплексных дефектов, характерных для монокристаллов ZT-1 [3].

4. Исследование неравновесного теплопереноса

Исследование неравновесного теплопереноса производилось с помощью методики тепловых импульсов в геометрии „на прохождение“ при использовании для генерации неравновесных фононов как непосредственно фотовозбуждения поверхности образца импульсами света азотного лазера, так и нагрева этими импульсами золотой пленки, напыленной на образец. Детектирование неравновесных фононов проводилось тонкопленочным сверхпроводниковым болометром размером $50 \times 70 \mu\text{m}$, выполненным из гранулированного алюминия. Схема экспериментов аналогична описанной в [2].

На рис. 5 представлено сравнение экспериментальных откликов болометра на приход неравновесных фононов, зарегистрированных в принципиально разных образцах ZnTe: ZT-1, ZT04 и ZT05. Предварительно представляется необходимым отметить, что отклик при времени, соответствующем приходу импульса лазера, вызван не „засветкой“ болометра непосредственно светом лазера (например, после многократных отражений от стенок гелиевой камеры), а попаданием на него прошедшего сквозь кристалл излучения люминесценции, вызванной в основном связанными экситонами (см. раздел 3).

В ZT04, как показано в [2], отклики на приход неравновесных фононов имеют явный диффузионный вид: передний фронт плавный, начинается не при времени баллистического пролета (200 ns), а с 1500 ns ; максимум

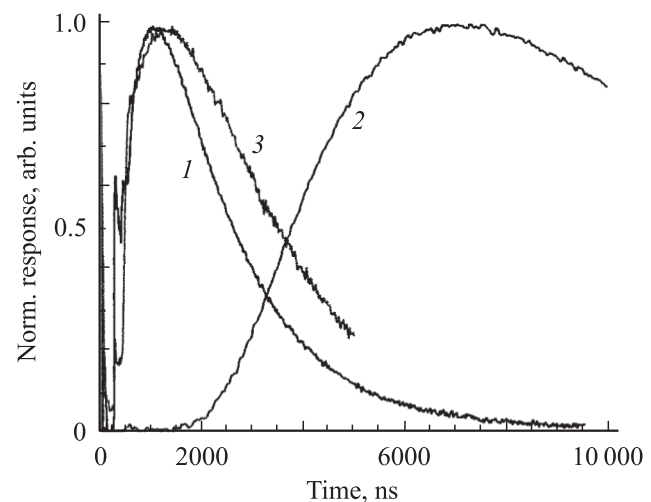


Рис. 5. Нормированные отклики болометра на приход неравновесных акустических фононов в ZT-1 [3] (1), ZT04 [2] (2) и ZT05 (3) при фотовозбуждении.

отклика соответствует $7.5 \mu\text{s}$; форма отклика не зависит от способа генерации неравновесных фононов и энергии возбуждения; разделение фононов по поляризациям отсутствует. Как показано в [8], это характерно для случая, когда доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние не на точечных, а на протяженных дефектах. В [2] было получено, что средняя длина свободного пробега в ZT04 составляет $14 \mu\text{m}$.

В ZT05 картина совершенно иная, так что вид отклика приближается к зарегистрированному на монокристаллическом ZnTe. Отклики существенно короче, они начинаются в момент, соответствующий времени баллистического пролета, отчетливо регистрируется раздельный приход фононов разных поляризаций (данное обстоятельство указывает на то, что здесь присутствуют фононы с длинами свободного пробега в сотни микрометров). Отклики, полученные при генерации неравновесных фононов импульсно нагреваемой золотой пленкой, отличаются от откликов при фотовозбуждении (рис. 6), а их форма зависит от энергии возбуждения, что возможно только в случае, когда частотно-зависимое рассеяние фононов на точечных дефектах доминирует над частотно-независимым рассеянием на протяженных дефектах.

Сильное отличие откликов, полученных при генерации неравновесных фононов импульсно нагреваемой золотой пленкой, от откликов при фотовозбуждении качественно связано с тем, что эти отклики состоят из двух частей, формируемых фононами, средние длины свободного пробега которых разделены характерной величиной — толщиной образца. Одна часть обусловлена более низкочастотными фононами, которые имеют большие (порядка сотен микрометров и более) длины свободного пробега. Эти фононы формируют в

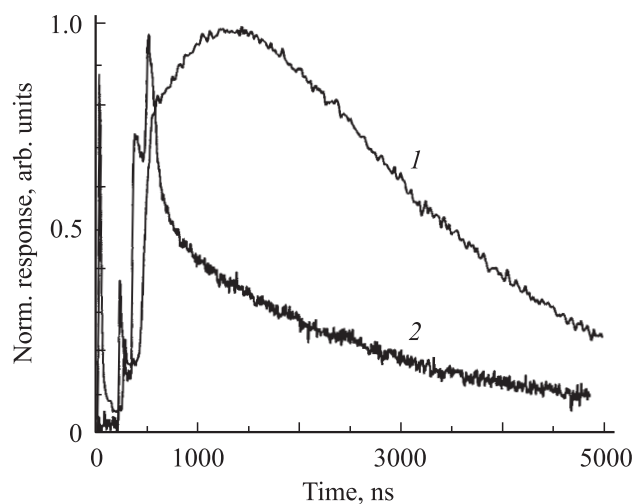


Рис. 6. Отклики болометра на приход неравновесных акустических фононов в ZT05 при фотовозбуждении (1) и при импульсном нагреве золотой пленки, нанесенной на образец (2). Пики при временах 190, 340 и 530 ns соответствуют приходу фононов LA, FTA и STA.

Рассчитанные времена относительно распада и упругого рассеяния неравновесных акустических фононов на изотопах и длина их свободного пробега в ZnTe

Параметр	Частота фононов, THz					
	3.0	2.0	1.5	1.0	0.75	0.5
Время относительно распада, ns	2.8	21.4	90	700	2900	22 000
Время относительно рассеяния, ns	0.14	0.72	2.3	11.4	36	180
Длина свободного пробега, μm	0.56	2.8	9.2	45	140	720

зависимости от конкретных условий либо пики, либо просто резкий передний фронт при временах, соответствующих временам баллистического пролета фононов сквозь образец. Другая часть обусловлена более высокочастотными фононами. Из-за сильной частотной зависимости ($\tau = A_{\text{SCAT}} \cdot \nu^{-4}$ для упругого рассеяния на точечных дефектах) времени свободного пробега эти фононы имеют существенно меньшие (порядка десятков микрометров) длины свободного пробега. Указанные фононы формируют диффузионную часть отклика. В случае фотовозбуждения доля высокочастотных фононов больше, соответственно интенсивность диффузионной части отклика выше. И наоборот, в случае нагрева металлической пленки выше интенсивность баллистических пиков, как это было обнаружено ранее для германия в [8].

В том случае, когда рассеяние на протяженных дефектах незначительно, для ZnTe можно провести анализ, подобный сделанному в [9] для CdTe, и получить таким образом значения величин, характеризующих распространение и эволюцию неравновесных фононов в ZnTe.

Основное предположение, с которого начинается анализ, следующее: поскольку ZnTe является материалом с очень „богатым“ изотопическим составом (цинк содержит пять изотопов, причем содержание основного Zn^{64} составляет 48.6%, а теллур — восемь изотопов, среди которых доли основных Te^{128} и Te^{130} составляют 31.7 и 33.8% соответственно), а концентрация примесных атомов, напротив, сравнительно невелика (причем частично они могут быть распределены в решетке в виде преципитатов), доминирует рассеяние фононов именно на изотопах. В этом случае интенсивность рассеяния может быть вычислена по методике [10]. Полученное значение $A_{\text{SCAT}} = 8.74 \cdot 10^{-41} \text{ s}^{-3}$. Аналогичное предположение делалось и в [9] при анализе откликов в CdTe. Если использовать данные по постоянным упругости третьего порядка из [11] и провести расчет интенсивности распада LA-фононов в соответствии с формулами работы [12], то получится величина $A_{\text{LIFE}}(\text{LA}) = 1.46 \cdot 10^{-54} \text{ s}^{-4}$. Найденные в этом случае характерные времена и длины свободного пробега фононов относительно упругого рассеяния и распада в зависимости от частоты фононов представлены в таблице.

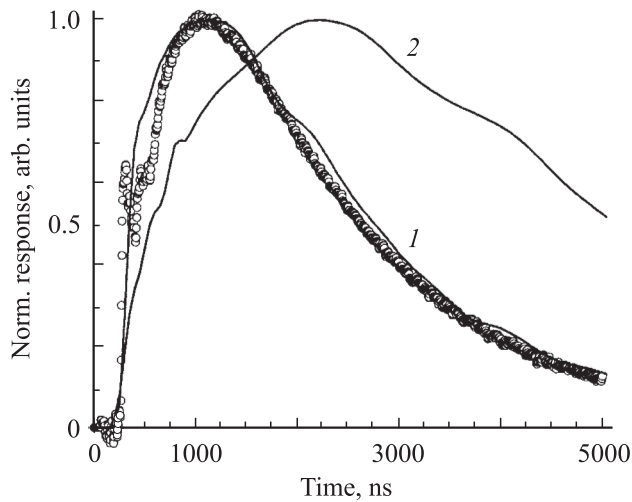


Рис. 7. Сравнение экспериментального отклика на образце ZT-1 (кружки) с рассчитанными методом Монте-Карло при константах распада LA -фононов $1.46 \cdot 10^{-54}$ (1) и $7 \cdot 10^{-54} \text{ s}^{-4}$ (2).

Хотя данные расчеты носят характер оценочных (особенно для процессов распада), они позволяют сделать некоторые выводы. Во-первых, на один распад приходится несколько десятков актов рассеяния (см. таблицу). Во-вторых, при толщине пластины в сотни микрометров баллистические пики могут создавать фононы с частотами порядка 0.5 THz и меньше. В-третьих, основная часть LA -фононов, приходящих при временах порядка 500 ns, имеет частоту около 1 THz.

С оценкой частоты FTA - и STA -фононов дело обстоит сложнее. Насколько нам известно, в литературе отсутствует расчет скорости распада FTA - и STA -фононов в ZnTe, но в любом случае интенсивность этих процессов существенно ниже (см., например, [13] для NaF и [14] для кремния). Кроме того, возможен еще один путь для уменьшения частоты TA -фононов: конверсия при упругом рассеянии в LA -фононы с последующим распадом. В связи с высокой интенсивностью процессов рассеяния мы полагаем, что именно этот механизм является существенным для материалов с высокой интенсивностью упругого рассеяния (например, ZnTe, CdTe). Однако из-за того, что плотность состояний LA -фононов (6.3%) значительно меньше плотности STA -фононов (61%), уменьшение эффективных частот последних происходит существенно медленнее, их средняя частота оказывается выше, чем для LA -фононов.

Приведенная выше оценка величины константы распада фононов является приближением, так как величины констант упругости третьего порядка, определяющие ангармонизм решетки, находились при комнатной температуре и не для образцов, полученных по данной технологии. В то же время значения констант распада LA -фононов в кремнии и германии, вычисленные при использовании данных для низких тем-

ператур, были в 1.7–2.5 раза больше, чем при использовании данных, полученных при комнатной температуре [12]. В связи с этим было проведено моделирование распространения неравновесных фононов в пластине ZnTe методом Монте-Карло [15], где изменяемым параметром являлась величина $A_{LIFE}(LA)$. В результате оказывается возможным практически подогнать расчетный отклик к экспериментальному (рис. 7) при величине $A_{LIFE}(LA) = 7 \cdot 10^{-54} \text{ s}^{-4}$, что отличается от рассчитанной величины в ~ 5 раз. STA -фононы при моделировании полагались нераспадающимися. Величина $A_{LIFE}(FTA)$ полагалась в 10 раз меньшей, чем $A_{LIFE}(LA)$. Это, разумеется, недостаточно корректно, так как из-за малой плотности состояний LA -фононов распад FTA -фононов может оказывать существенное влияние на эволюцию фононного спектра. Оценка такого влияния показывает, что величина $A_{LIFE}(FTA)$ может повлиять на точность определения величины $A_{LIFE}(LA)$ в пределах 20–30%.

После того как оценена интенсивность процессов распада фононов, можно провести оценку вероятности их рассеяния на двойниковых плоскостях в ZT04, как это было сделано в [9] для CdTe. Основной трудностью при таком анализе является оценка среднего расстояния между плоскостями. Как отмечалось в [2], это расстояние может меняться в разных зернах от единиц до десятков микрометров. В процессе моделирования это расстояние принималось равным $5 \mu\text{m}$ (соответствующая модель была подробно описана в [16]). Сравнение результатов расчетов с экспериментальным откликом на образце ZT04 показано на рис. 8. Как видно, наилучшее согласие достигается в том случае, когда средняя вероятность рассеяния на плоских границах составляет $\sim 30\%$. Это существенно больше, чем было получено для рассеяния фононов на плоскостях двойникования в

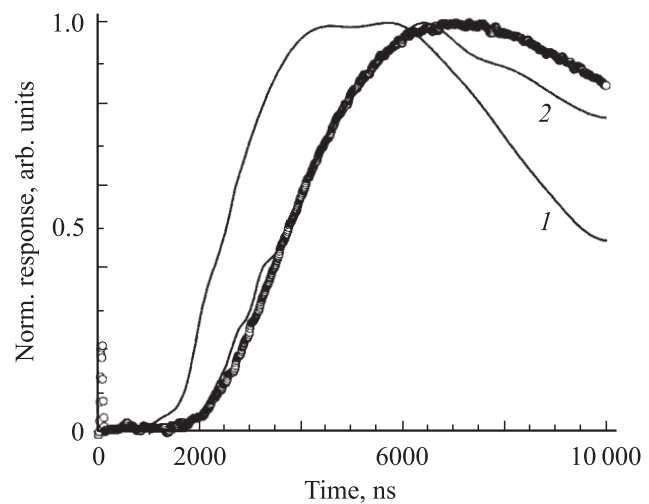


Рис. 8. Сравнение экспериментального отклика на образце ZT04 (кружки) с рассчитанными методом Монте-Карло при вероятности рассеяния фононов на двойниковых плоскостях 20 (1) и 30% (2).

CdTe [9], где эта величина составляла 4%, а также в InTe [17], для которого она равна $\sim 1\%$.

Нами были проведены расчеты коэффициентов отражения и прохождения (в том числе с конверсией моды) фононов на одиночной двойниковой границе в ZnTe, схема которой показана на рис. 3. Расчеты проводились в длинноволновом приближении. Использовались значения тензора упругости, полученные при комнатной температуре. Результаты расчетов, усредненные по углам распространения падающих фононов, показывают, что вероятности отражения *LA*- и *FTA*-фононов составляют доли процента, а *STA*-фононов — 2%. Подробнее эти расчеты будут рассмотрены в отдельной работе.

Таким образом, имеется расхождение между полученной при анализе откликов методом Монте-Карло высокой вероятностью рассеяния фононов на плоскостях двойникования и результатами рассмотрения прохождения фононов через одиночную плоскость. Возможно, что рассеяние происходит не только на двойниках, но и на границах зерен (которых на толщине образца может быть 3–4), где вероятность рассеяния близка к единице [16]. В противном случае использованные для оценки прохождения фононов через систему плоскостей двойникования модели и приближения не вполне адекватно соответствуют действительности.

5. Заключение

Исследование рассеяния акустических фононов в образцах ZnTe с различным количеством примесей, дислокаций и двойниковых систем показало, что при уровне концентрации примесей $10^{15}–10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и дислокаций $10^2–10^4 \text{ cm}^{-2}$ отсутствие или наличие двойниковых плоскостей с расстояниями между ними в несколько десятков микрометров не оказывает практически никакого влияния на величины длин свободного пробега, которые для этих образцов определяются только изотопическим рассеянием. Однако в высокочистом крупнозернистом ZnTe с хаотически расположенными двойниковыми системами и расстояниями между ними в $1–10 \mu\text{m}$ доминирует рассеяние на двойниках, так что длина пробега акустических фононов уменьшается по сравнению с бездвойниковым или слабодвойниковым материалом (хотя и сильнее легированным) более чем на порядок.

Список литературы

- [1] Q. Wu, X.-C. Zhang. Appl. Phys. Lett. **71**, 1285 (1997); A. Leitenstörter, S. Hunshe, J. Shah, M.C. Nuss, W.H. Knox. Appl. Phys. Lett. **74**, 1516 (1999); M. Schall, Uhd Jepsen. Appl. Phys. Lett. **77**, 2801 (2000); Ajay Nahata, James T. Yardley, Tony F. Heinz. Appl. Phys. Lett. **81**, 963 (2002).
- [2] В.С. Багаев, Т.И. Галкина, А.И. Шарков, А.Ю. Клоков, В.П. Мартовицкий, В.В. Зайцев, Ю.В. Клевков. ФТТ **45**, 11, 1941 (2003).
- [3] Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Ю.В. Коростелин, В.В. Зайцев. ФТП **37**, 5, 539 (2003).
- [4] Ю.В. Клевков, В.П. Мартовицкий, С.А. Медведев. ФТП **37**, 2, 129 (2003).
- [5] Ю.Ю. Логинов, Пол Д. Браун, Кен Дьюроуз. Закономерности образования структурных дефектов в полупроводниках A_2B_6 . Логос, М. (2003). 304 с.
- [6] W.S. Kuhn, A. Lusson, B. Quhen, C. Grattepain, H. Dumont, O. Gorochov, S. Bauer, K. Wolf, M. Morz, T. Reisinger, A. Rosenauer, H.P. Wagner, H. Stanzl, W. Gebhardt. Prog. Cryst. Growth Charact. **31**, 119 (1995).
- [7] H. Venghaus, P.J. Dean. Phys. Rev. B **21**, 1596 (1980).
- [8] В.С. Багаев, Х. Бельска-Левандовска, М.М. Бонч-Осмоловский, Т.И. Галкина, С. Левандовский, Г.Н. Михайлова, А.Г. Полярков, Г. Юнг. ЖЭТФ **77**, 5(11), 2117 (1979).
- [9] А.И. Шарков, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, Ю.В. Клевков. ФТТ **45**, 1, 156 (2003).
- [10] S. Tamura. Phys. Rev. B **30**, 2, 849 (1984).
- [11] Devinger Pal Singh. Ind. J. Phys. A **62**, 205 (1988).
- [12] S. Tamura. Phys. Rev. B **31**, 4, 2574 (1985).
- [13] S. Tamura, H.J. Maris. Phys. Rev. B **31**, 4, 2595 (1985).
- [14] A. Berke, A.P. Mayer, R.K. Wehner. Solid State Commun. **54**, 5, 395 (1985).
- [15] М.М. Бонч-Осмоловский, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Д.В. Казаковцев. ФТТ **38**, 4, 1051 (1996).
- [16] A.I. Sharkov, T.I. Galkina, A.Yu. Klokov, R.A. Khmel'nitskii, V.A. Dravin, A.A. Gippius, V.G. Ralchenko, A.V. Karabutov. Diamond & Related Mater. **9**, 1100 (2000).
- [17] L.S. Mitchell, A.C. Anderson. J. Low Temp. Phys. **91**, 5/6, 341 (1993).