

МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК h -GaTe/ m -GaTe НА ПОДЛОЖКАХ GaAs (001): СТРУКТУРНЫЕ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

С.В. Сорокин^{a*}, И.В. Седова^a, П.С. Авдиенко^a, Д.Д. Фирсов^b, О.С. Комков^{b,a},
А.И. Галлимов^a, М.А. Яговкина^a, М.В. Рахлин^a

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

^b Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
197376, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 1 сентября 2022 г.,
после переработки 1 сентября 2022 г.
Принята к публикации 1 октября 2022 г.

Тонкие пленки GaTe выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001). Методом рентгеновской дифрактометрии подтверждено сосуществование фаз h - и m -GaTe во всех выращенных слоях. Установлена количественная корреляция между условиями МПЭ и фазовым составом формируемых пленок. Экспериментально определен верхний предел температуры МПЭ при выращивании слоев GaTe/GaAs (001). Приведены новые данные, подтверждающие дефектную природу широкой полосы излучения с максимумом $E \sim 1.45$ – 1.46 эВ, доминирующей в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции слоев GaTe/GaAs (001).

DOI: 10.31857/S0044451022120094
EDN: LDEOTR

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие методов выращивания слоистых полупроводников по-прежнему остается в фокусе внимания научного сообщества в связи с их потенциалом для разработки и создания полупроводниковых устройств нового поколения. Свойства слоистых полупроводников могут сильно видоизменяться при уменьшении толщины слоя с возможностью перестройки зонной структуры в монослойном пределе [1], что обеспечивает исследователям дополнительную степень свободы при разработке оптоэлектронных приборов. На сегодняшний день большинство слоев соединений $A^{III}B^{VI}$ и гетероструктур на их основе изготавливают либо методом механической эксфолиации (отслоения) от объемных кристаллов, либо выращивают методами химического (физического) газового транспорта (CVT, PVT) или

химического осаждения из газовой фазы (CVD) [2]. Тем не менее, существует целый ряд публикаций, в которых слои соединений $A^{III}B^{VI}$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), т. е. методом, потенциально позволяющим изготавливать гетероструктуры на основе слоистых соединений в масштабе пластин большого диаметра [2–6].

Одним из перспективных материалов для создания высокочувствительных фотоприемников, полевых транзисторов, солнечных элементов и термоэлектрических устройств [7–9] является моноклинный теллурид галлия (m -GaTe), который относится к группе слоистых монохалькогенидов металлов группы IIIA (соединений типа $A^{III}B^{VI}$) и является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны, лежащей в красном диапазоне длин волн ($E_g \approx 1.7$ эВ при $T = 300$ К). Как и другие слоистые полупроводники $A^{III}B^{VI}$, GaTe состоит из вертикально упорядоченных тетраслоев (ТС) толщиной ~ 8 Å, связанных друг с другом слабыми силами Ван-дер-Ваальса, при этом каждый ТС содержит четыре ковалентно-связанных атомных плоскости в последовательности Te-Ga-Ga-Te. Отличи-

* E-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

тельной особенностью GaTe является возможность кристаллизоваться в двух фазах: термодинамически устойчивой моноклинной структуре (m -GaTe) (точечная группа симметрии $C2/m$) и метастабильной гексагональной структуре (h -GaTe) (точечная группа симметрии $R\bar{6}3/mmc$), которая обычно наблюдается в ультратонких слоях [10, 11]. Более того, обе кристаллические структуры могут сосуществовать одновременно, а также и переходить одна в другую [6, 10–12]. В h -GaTe ТС укладываются вдоль направления оси c , как и в случае GaSe или InSe [5]. Напротив, m -GaTe имеет деформированную структуру ТС, в котором каждый слой имеет два варианта ориентации связи Ga-Ga: две трети из них ориентированы перпендикулярно слою, а оставшаяся треть лежит почти в плоскости слоя [2, 10]. В результате m -GaTe является сильно анизотропным материалом с низкой пространственной симметрией.

В отличие от моноклинного m -GaTe, метастабильный h -GaTe является гораздо менее изученным материалом. В частности, до сих пор не существует единого мнения относительно значения ширины запрещенной зоны (E_g) данного соединения. Так, теоретические расчеты из первых принципов, проведенные в работе [12], предсказывают, что как объемные кристаллы, так и пленки h -GaTe толщиной вплоть до одного ТС должны иметь непрямую структуру зон [7]. Однако в ряде других работ отмечается, что структурные различия между объемными фазами h - и m -GaTe незначительны; при этом на основании экспериментальных данных утверждается, что гексагональный h -GaTe — это прямозонный полупроводник с E_g в диапазоне 1.6–1.8 эВ при $T=300$ К [13, 14]. С другой стороны, в относительно недавней работе [6] широкая линия излучения с энергией ~ 1.46 эВ, наблюдаемая в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) тонких пленок GaTe, выращенных методом МПЭ, была интерпретирована, как связанная с около-краевым излучением в h -GaTe.

Настоящая работа посвящена исследованию структурных и оптических свойств тонких пленок GaTe, выращенных методом МПЭ на подложках GaAs (001). Подтверждено сосуществование обеих фаз h - и m -GaTe во всех выращенных слоях и определена максимальная температура роста методом МПЭ в системе GaTe/GaAs (001). В работе также представлены новые данные, подтверждающие дефектную природу широкой линии излучения, доминирующей в низкотемпературных спектрах ФЛ выращенных слоев, с максимумом вблизи ~ 1.45 – 1.46 эВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Слои GaTe были выращены на подготовленных для эпитаксии ("epi-ready") подложках GaAs (001) при температуре подложки (T_S) в диапазоне 450–550°C с использованием двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Россия). В качестве источников молекулярных пучков использовались стандартные эффузионные ячейки Ga и Te. Интенсивности потоков определялись посредством измерения эквивалентных давлений в пучках (BEPs — beam equivalent pressures) в положении подложки ионизационным датчиком Байярда–Альперта. Все слои были выращены в условиях слабого обогащения поверхности роста Te: соотношение интенсивностей потоков Te/Ga (BEP) изменялось от 10 до 18 при повышении T_S от 450 до 550°C, соответственно. Рост слоев GaTe инициировался одновременным открытием заслонок Te и Ga на поверхности буферного слоя GaAs толщиной ~ 200 нм, выращенного в отдельной ростовой камере $A^{III}B^V$, и переданного в камеру роста соединений $A^{III}B^{VI}$ через высокий вакуум. Средняя скорость роста (R) всех выращенных слоев GaTe составила 1.5–1.8 нм/мин.

Для контроля *in situ* процесса МПЭ применялся метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Исследование структурных свойств выращенных слоев GaTe/GaAs(001) проводилось методом порошковой рентгеновской дифрактометрии (РД) (дифрактометр D2 Phaser). Для измерения фотолюминесценции слоев GaTe/GaAs была задействована экспериментальная установка на базе ИК фурье-спектрометра Vertex 80, описанная в работе [15]. В качестве источника возбуждения использовался фиолетовый диодный лазер SSP-DHS-405 с длиной волны 405 нм. При этом диаметр возбужденной области на образцах достигал нескольких миллиметров, т. е. был значительно больше среднего размера доменов в слоях GaTe. Спектр микро-ФЛ был измерен в проточном гелиевом криостате ST-500-Attocube при $T = 8$ К при возбуждении лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 405$ нм (лазер CUBE, Coherent). Диаметр возбужденной области на образце и спектральное разрешение составили ~ 12 мкм и ~ 80 мкэВ, соответственно. Так как при хранении теллурида галлия в условиях окружающей среды наблюдается постепенная деградация его оптических и структурных свойств за счет окисления [16], в настоящей работе измерения РД и ФЛ проводились на только что выращенных или хранившихся в вакууме образцах.

Таблица. Параметры МПЭ и толщины слоев GaTe/GaAs (001)

Образец	T_S , °C	P_{Te}/P_{Ga} (БЕР)	P_{Ga} (БЕР), Торр	R , нм/мин	d , нм
S1	450	11	$4 \cdot 10^{-8}$	~ 1.5	~ 270
S2*	520 (144 нм) 545 (106 нм)	16	$4.3 \cdot 10^{-8}$	~ 1.8	~ 250
S3	530	15	$5 \cdot 10^{-8}$	~ 1.8	~ 200
S4	550	18	$4.5 \cdot 10^{-8}$	~ 1.8	~ 210

*2-stage growth mode.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры МПЭ (температура роста T_S , интенсивность потока Ga (P_{Ga}), соотношение эквивалентных давлений в пучках P_{Te}/P_{Ga}), а также средние значения скоростей роста (R) и толщин (d) выращенных слоев GaTe/GaAs (001) представлены в Таблице.

Как отмечалось ранее, слои GaTe могут кристаллизоваться как в термодинамически стабильной моноклинной фазе (m -GaTe), так и метастабильной гексагональной фазе (h -GaTe), которая может переходить в m -GaTe при увеличении толщины слоя и/или температуры [4, 10, 12]. Анализ кривых РД подтверждает сосуществование фаз h - и m -GaTe во всех выращенных слоях GaTe/GaAs (001) (рис. 1(a)). На рис. 1(a) кривые РД нормированы на интенсивность пика (-420) m -GaTe. Наиболее интенсивный пик, связанный с гексагональной фазой h -GaTe ($\sim 21.4^\circ$), наблюдается в образце S1, выращенном при наиболее низкой $T_S = 450^\circ\text{C}$. В то же время этот пик практически отсутствует в образце S4, выращенном при наиболее высокой $T_S = 550^\circ\text{C}$. На рис. 1(b) представлена зависимость отношения интенсивностей пиков РД (004) h -GaTe и (-420) m -GaTe от температуры осаждения слоев GaTe/GaAs (001). Черная штриховая линия на рис. 1(b), аппроксимирующая эту зависимость, проведена для наглядности. Несмотря на некоторые различия в толщине слоев, зависимость носит ярко выраженный экспоненциальный характер. Из зависимости следует, что в образце S4 содержание гексагональной фазы более чем на два порядка по величине меньше, чем в образце S1. Полученный результат подтверждает ранее установленный факт, что именно температура роста является ключевым фактором для фазового контроля слоев GaTe [11, 12]. Чем выше температура осаждения слоя, тем меньше содержание в нем гексагональной фазы h -GaTe. Образец S2, выращенный в двухстадийном режиме МПЭ,

представлен на зависимости рис. 1(b) температурой начальной стадии эпитаксиального роста (первые 144 нм GaTe были выращены при $T_S = 520^\circ\text{C}$), так как именно продолжительная фаза низкотемпературного роста определяет высокое содержание фазы h -GaTe в этом слое. Это утверждение хорошо согласуется с эволюцией картин ДБЭО образца S2 в процессе МПЭ. Яркость картины ДБЭО постепенно уменьшается по мере роста слоя, при этом полосчатые рефлексы утолщаются и становятся более размытыми. После осаждения ~ 144 нм GaTe температура роста в образце S2 была увеличена до $T_S = 545^\circ\text{C}$, при этом дифракционная картина практически не изменилась до самого конца процесса МПЭ. В то же время при выращивании слоев GaTe при более высоких температурах МПЭ (образцы S3, S4) яркость картин ДБЭО сохранялась от начала и до конца процесса эпитаксиального роста [8].

Из-за высокой скорости переиспарения GaTe и, соответственно, проблем с нуклеацией GaTe на поверхности GaAs, нам не удалось вырастить слои GaTe при еще более высоких температурах ($T_S > 550^\circ\text{C}$) для выбранной интенсивности потока Ga. Стоит подчеркнуть, что отсутствие зародышеобразования при высоких температурах подложки весьма характерно для роста и других слоистых материалов в режиме эпитаксии Ван-дер-Ваальса [5, 17].

Низкотемпературные ($T=11$ К) спектры ФЛ слоев GaTe/GaAs (001), выращенных при $T_S > 520^\circ\text{C}$ (образцы S2, S3 и S4), измеренные при плотности мощности возбуждения $\rho_{exc} = 0.5$ Вт/см², представлены на рис. 2(a). В спектрах ФЛ наблюдаются четыре ярко выраженные полосы излучения, максимумы которых соответствуют ~ 1.72 – 1.77 , 1.57 , 1.45 и 1.25 эВ. Широкая полоса излучения с $E > 1.7$ эВ, расположенная вблизи края фундаментального поглощения m -GaTe, связана как с рекомбинацией свободных и локализованных на примесях экситонов в

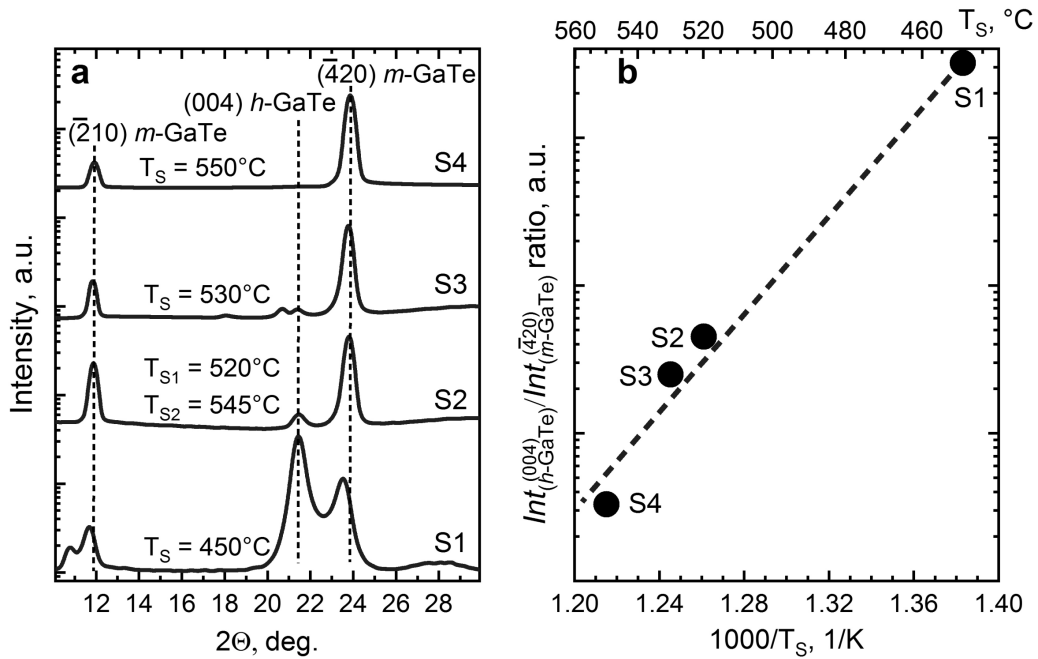


Рис. 1. (а) Кривые РД слоев GaTe/GaAs (001), выращенных при различных температурах T_s . Кривые нормированы на интенсивность пика (-420) *m*-GaTe. (б) Зависимость отношения интенсивностей пиков (004) *h*-GaTe и (-420) *m*-GaTe от температуры осаждения слоя GaTe/GaAs (001)

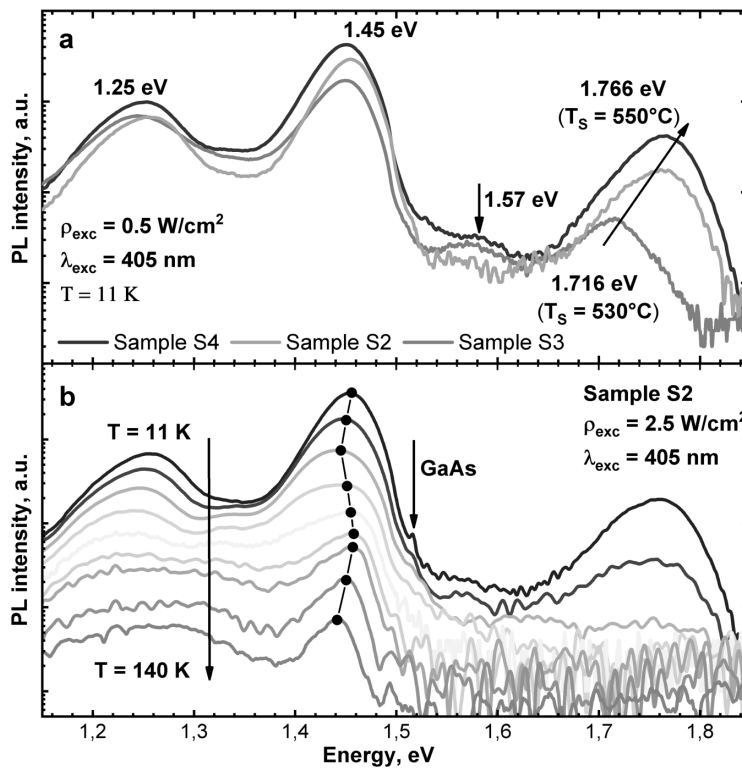


Рис. 2. (а) Спектры ФЛ слоев GaTe/GaAs (001), выращенных при различных температурах T_s . (б) Температурная зависимость спектров ФЛ для образца S2. Черными точками отмечены положения максимумов доминирующей полосы излучения

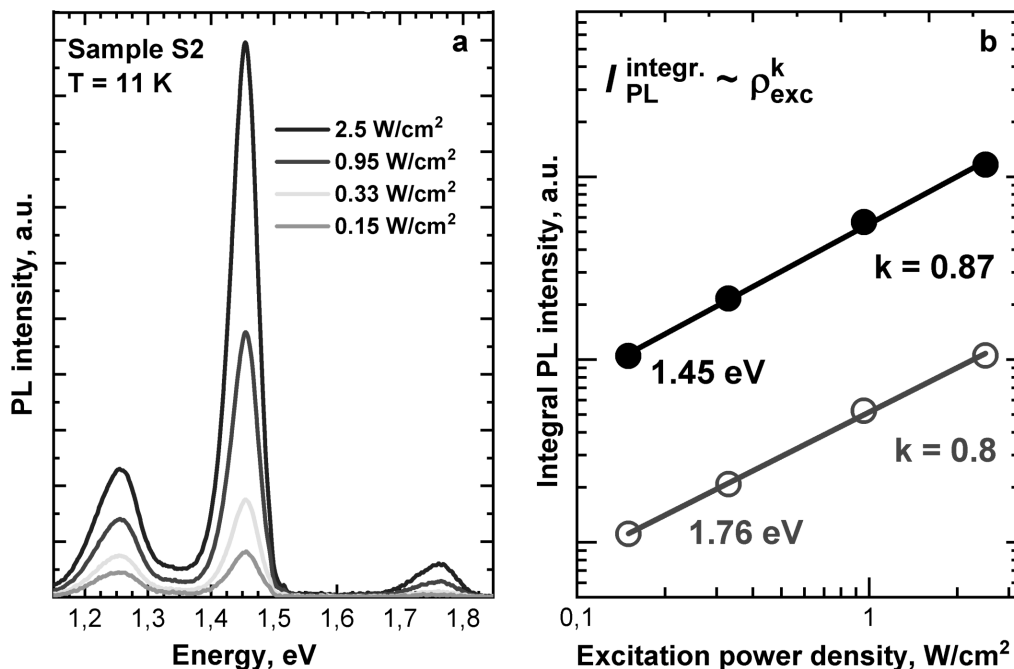


Рис. 3. (а) Спектры ФЛ при различных плотностях мощности возбуждения для образца S2. (б) Зависимость интегральной интенсивности двух полос ФЛ (~ 1.76 эВ и ~ 1.45 эВ) от плотности мощности возбуждения для образца S2

m-GaTe, так и с переходами из свободного состояния в связанное (free-to-bound — FB) [18]. В этом случае заметный коротковолновый сдвиг максимума ФЛ, а также увеличение интегральной интенсивности этой полосы ФЛ при увеличении температуры эпитаксиального роста вызваны возрастанием вклада рекомбинации свободных и связанных на донорах экситонов в ФЛ за счет уменьшения плотности структурных дефектов в слоях GaTe. При этом важно подчеркнуть, что в спектрах ФЛ (рис. 2(а)) мы наблюдаем широкую полосу излучения вместо набора отдельных линий в связи с большой площадью области возбуждения на образце (несколько квадратных миллиметров).

Слабая широкая полоса излучения с $E = 1.57$ эВ вызвана рекомбинацией донорно-акцепторных пар в GaTe (DAP) [18, 19], в то время как полоса с энергией $E = 1.25$ эВ ранее была атрибутирована нами, как связанная с излучением вакансионных Ga комплексов в GaAs, поскольку она наблюдалась и в спектре ФЛ "чистой" подложки GaAs без осажденного на ней слоя GaTe [5]. Тем не менее, весьма вероятно, что эта полоса ФЛ может быть связана с излучением еще не определенных дефектных комплексов в слоях GaTe. Широкая полоса излучения с максимумом $E \sim 1.45$ эВ доминирует в спектрах ФЛ всех

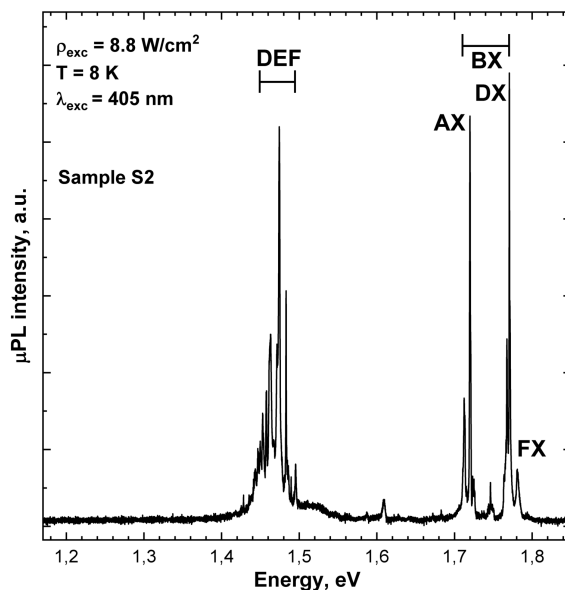


Рис. 4. Спектр микро-ФЛ слоя *m*-GaTe/GaAs (001) (образец S2) измеренный при $\rho_{exc} \approx 8.8$ Вт/см² ($T = 8$ К). Диаметр возбужденной области на образце составлял ~ 12 мкм, а спектральное разрешение ~ 80 мкэВ

выращенных образцов (рис. 2(а)). Эта полоса излучения не связана с излучением из подложки GaAs,

так как узкий пик ФЛ от подложки отчетливо наблюдается на коротковолновой стороне этой полосы излучения при большей плотности возбуждения $\rho_{exc} = 2.5 \text{ Вт/см}^2$ ($T = 11 \text{ К}$, образец S2) (см. рис. 2(b)). Из сопоставления данных РД и измеренных спектров ФЛ следует, что при уменьшении содержания фазы h -GaTe в исследуемых образцах (S2, S3 и S4) интенсивность ФЛ (I_{PL}) полосы 1.45 эВ изменяется незначительно. Это служит указанием того, что эта полоса излучения не связана с околокраевым излучением в h -GaTe. Более того, спектры ФЛ образца S2, измеренные в диапазоне $T = 11$ – 140 К (рис. 2(b)), показывают, что интенсивность экситонной ФЛ в m -GaTe быстро спадает с увеличением температуры и полностью исчезает уже при $T \sim 60 \text{ К}$, в то время как полоса излучения с энергией $\sim 1.45 \text{ эВ}$ продолжает доминировать в спектрах ФЛ вплоть до $T = 140 \text{ К}$. При этом температурная зависимость энергетического положения максимума этой полосы носит немонотонный S-образный характер, что характерно для локализованных или связанных с дефектами состояний.

Важно отметить, что в спектре ФЛ образца S1, выращенного при наиболее низкой $T_S = 450^\circ\text{C}$, наблюдаются только две очень слабые по интенсивности полосы ФЛ с максимумами ~ 1.45 и 1.25 эВ , причем в спектре ФЛ доминирует именно полоса с $E = 1.25 \text{ эВ}$, несмотря на значительное содержание фазы h -GaTe в данном образце. При этом отсутствие полосы излучения с $E > 1.7 \text{ эВ}$ в образце S1, по всей видимости, связано с низкой температурой эпитаксиального роста, и, соответственно, высокой плотностью структурных дефектов в слое GaTe. Эти наблюдения также дают дополнительные аргументы в пользу того, что полоса ФЛ с энергией $\sim 1.45 \text{ эВ}$ определяется излучением центров, связанных с дефектами.

Спектры ФЛ для образца S2, измеренные при различной плотности мощности возбуждения, а также зависимости интенсивности интегральной ФЛ для двух полос излучения с энергией $E \sim 1.76 \text{ эВ}$ и $E \sim 1.45 \text{ эВ}$ от плотности мощности возбуждения приведены на рис. 3(a) и рис. 3(b), соответственно. Интенсивность I_{PL} обеих полос демонстрирует сублинейную зависимость от плотности мощности возбуждения с показателем степени $k < 1$, что указывает на канал рекомбинации с участием дефектов/примесей [20]. Однако в случае слоистых материалов сублинейная степенная зависимость со значениями $k < 1$ наблюдалась ранее также и для экситонных состояний [21, 22]. Из рис. 3(b) следует, что для полосы ФЛ с $E = 1.45 \text{ эВ}$ значение показателя

степени $k = 0.87$ оказывается больше, чем для полосы, связанной с экситонными переходами ($k = 0.8$). Полученные данные хорошо согласуются с работой [23], в которой было экспериментально показано, что степенные коэффициенты для переходов FB из свободного состояния в связанное и переходов DAP могут быть близки к степенным коэффициентам для экситонной рекомбинации.

При уменьшении области возбуждения и увеличении спектрального разрешения (применение метода микро-ФЛ) полоса излучения с энергией $E = 1.45 \text{ эВ}$ разбивается на набор узких линий, что хорошо коррелирует с атрибуцией этой полосы ФЛ, как связанной с рекомбинацией на структурных дефектах в GaTe (зона DEF на рис. 4). Также стоит отметить, что пик ФЛ с близкой энергией ($\sim 1.47 \text{ эВ}$ при $T = 4 \text{ К}$) наблюдали ранее в спектрах ФЛ флейков GaTe, синтезированных методом PVT на подложках сапфира [24]. При этом было установлено, что этот пик ФЛ не связан с межзонными переходами второй фазы, а наблюдается только на краях доменов. Соответственно, было высказано предположение, что пик ФЛ с $E \sim 1.47 \text{ эВ}$ связан с излучением эмиссионных центров, локализованных на краях отдельных доменов. Эта интерпретация хорошо соответствует и нашим экспериментальным данным. Высокая плотность структурных дефектов в растущей пленке, возможность образования латеральных гетерофазных h/m гомопереходов и, соответственно, образования доменных границ из-за наличия во всех выращенных слоях GaTe включений фазы h -GaTe, а также большая площадь области возбуждения на образце хорошо согласуется с тем, что интенсивность полосы ФЛ с $E \sim 1.45 \text{ эВ}$ достаточно слабо изменяется от образца к образцу, и эта полоса доминирует в спектрах ФЛ. Также важно отметить, что пики с энергией в этом диапазоне не наблюдаются в спектрах ФЛ слоев GaTe, синтезированных методом Бриджмена (см., например, [18]), так как температура роста в этом случае и, соответственно, структурное совершенство слоев GaTe значительно выше.

Из рис. 4 также следует, что при уменьшении области возбуждения и увеличении спектрального разрешения широкая полоса ФЛ с максимумом $\sim 1.76 \text{ эВ}$ также расщепляется на набор узких линий, связанных с излучением свободных (FX) и связанных экситонов (BX). При этом можно разрешить линии экситонов, связанных как на донорах (DX), так и на акцепторах (AX). Энергетическое положение этих линий ФЛ хорошо согласуется с имеющимися литературными данными [18, 22]. Кроме того,

стоит отметить, что в спектре микро-ФЛ отсутствуют какие-либо линии в диапазоне энергий 1.2–1.3 эВ, в отличие от спектров ФЛ, представленных на рис. 2.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе методами оптической и структурной характеристики были исследованы тонкие пленки GaTe, выращенные методом МПЭ на подложках GaAs (001). Данные, полученные из анализа кривых РД выращенных слоев, подтверждают сосуществование фаз *h*- и *m*-GaTe во всех выращенных слоях. Установлена количественная взаимосвязь между условиями МПЭ и фазовым составом выращиваемых слоев GaTe/GaAs (001). Подтверждено, что именно температура роста является ключевым фактором фазового контроля слоев GaTe. Приведены данные, позволяющие заключить, что полоса излучения с энергией $E \sim 1.45$ эВ, доминирующая в спектрах низкотемпературной ФЛ слоев GaTe/GaAs (001), выращенных методом МПЭ, связана с излучением эмиссионных центров, локализованных на границах отдельных доменов.

Финансирование. Работа А.И. Г. и М.В. Р. выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-20049, <https://rscf.ru/project/22-22-20049/>) и Санкт-Петербургского Научного фонда (грант в соответствии с соглашением № 21/2022 от 14 апреля 2022 г.).

ЛИТЕРАТУРА

- Z. Yang and J. Hao, Adv. Mater. Technol. **4**, 1900108 (2019).
- F. Liu, H. Shimotani, H. Shang et al., ACS Nano, **8**, 752 (2014).
- B. Marfoua and J. Hong, Nanotechnology **32**, 115702 (2021).
- Y. Liu, X. Wu, W. Guo et al., Nanotechnology **32**, 225204 (2021).
- H. Cai, Y. Gu, Y.-C. Lin et al., Appl. Phys. Rev. **6**, 041312 (2019).
- X. Yuan, L. Tang, P. Wang et al., Nano Res. **8**, 3332 (2015).
- C. J. Bae, J. McMahon, H. Detz et al., AIP Advances **7**, 035113 (2017).
- S.V. Sorokin, P. S. Avdienko, I.V. Sedova et al., Materials **13**, 3447 (2020).
- S. H. Huynh, N.Q. Diep, T. V. Le et al., ACS Appl. Nano Mater. **4**, 8913 (2021).
- Q. Zhao, T. Wang, Y. Miao et al., Phys. Chem. Chem. Phys. **18**, 18719 (2016).
- Y. Yu, M. Ran, S. Zhou et al., Adv. Funct. Mater. **29**, 1901012 (2019).
- M. Liu, S. Yang, M. Han et al., Small **17**, 2007909 (2021).
- E. G. Gillan and A. R. Barron, Chem. Mater. **9**, 3037 (1997).
- L. C. Muhimmah and C.-H. Ho, Appl. Surf. Science **542**, 148593 (2021).
- D. D. Firsov, O. S. Komkov, V. A. Solov'ev et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 285108 (2016).
- J. J. Fonseca, S. Tongay, M. Topsakal et al., Adv. Mater. **28**, 6465 (2016).
- C. H. Lee, S. Krishnamoorthy, D. J. O'Hara et al., J. Appl. Phys. **121**, 094302 (2017).
- A. Zubiaga, J. A. García, F. Plazaola et al., J. Appl. Phys. **92**, 7330 (2002).
- H. S. Güder, B. Abay, H. Efeoglu et al., J. Lumin. **93**, 243 (2001).
- T. Schmidt, K. Lischka, and W. Zulehner, Phys. Rev. B **45**, 8989-8994 (1992).
- S. Tongay, J. Suh, C. Ataca et al., Sci. Rep. **3**, 2657 (2013).
- P. S. Avdienko, I. V. Sedova, D. D. Firsov et al., J. Opt. Soc. Am. B **38**, 2579-2586 (2021).
- A. Zubiaga, J. A. García, F. Plazaola et al., Phys. Rev. B **68**, 245202 (2003).
- H. Cai, B. Chen, G. Wang et al., Adv. Mater. **29**, 1605551 (2017).