

03,09,12

Оптическая характеристика структурных и электрических свойств нанослоев *n*-GaP, выращенных на проводящих подложках (001) *n*-GaP

© Б.Х. Байрамов¹, В.В. Топоров¹, Ф.Б. Байрамов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bairamov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 10 сентября 2020 г.

В окончательной редакции 10 сентября 2020 г.

Принята к публикации 16 сентября 2020 г.

Сообщается о результатах исследования структурных и электрических свойств гомоэпитаксиального наномасштабного слоя (001) *n*-GaP, толщиной 70 nm, выращенного методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP, ориентированного по оси (001). В спектре рамановского рассеяния света такого нанослоя *n*-GaP в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001) в сравнении со спектром высокоомного кристаллического образца (001) *si*-GaP удалось обнаружить две достаточно узкие линии, приписанные колебаниям поперечных TO(Г)₋ фононов и высокочастотным продольным связанным плазмон-фононным LO(Г)₊ колебаниям. При этом установлено, что спектральные параметры LO(Г)₊ колебаний как в нанослое *n*-GaP, так и в подложке (001) *n*-GaP существенно отличаются между собой, а также и от спектральных параметров линии продольных оптических LO(Г)₋ фононов. Анализ выявленных строгих количественных особенностей спектральных параметров позволил получить ценную информацию о совершенстве кристаллической структуры наномасштабного гомоэпитаксиального слоя (001) *n*-GaP. Помимо этого, показано что, численные расчеты на основе микроскопической модели рассеяния света LO(Г)₊ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием, позволили бесконтактным и неразрушающим образом определить концентрацию *n* и подвижность μ свободных носителей заряда гомоэпитаксиального слоя наномасштабной толщины и проводящей сильнолегированной подложки. Полученные значения оказались $n_{\text{heteri}} = (3.25 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и подвижности $\mu_{\text{heteri}} = (40.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для гомоэпитаксиального слоя (001) *n*-GaP в сравнении с $n_{\text{subs}} = (2.52 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $\mu_{\text{subs}} = (51.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для подложки (001) *n*-GaP образца *n*-GaP/*n*-GaP (001).

Ключевые слова: гомоэпитаксиальный наномасштабный слой (001) *n*-GaP, сильнолегированная подложка, концентрация и подвижность носителей заряда.

DOI: 10.21883/FTT.2021.01.50402.193

1. Введение

В настоящее время наметилась определенная тенденция к росту выращивания высококачественных ориентированных гомоэпитаксиальных слоев (включая и наномасштабной толщины) широкозонных полупроводников на исходных сильнолегированных пластинах того же материала необходимых для создания приборных структур, демонстрирующих в сравнении с гетероэпитаксиальными слоями лучшую совокупность физических свойств: степени кристаллического совершенства структуры с меньшей плотностью дислокаций и других структурных дефектов, оптических, электрических и иных свойств. Совершенные и высококачественные слои получаются только при условиях послыстного роста, происходящего через зарождение на поверхности и рост двумерных островков новой фазы, рассматриваемого как 2D-фазовый переход первого рода, и их последующий рост до

образования полного монослоя растущего монокристалла [1–9]. Такие ключевые достоинства гомоэпитаксиальных слоев вместе с тем требуют также развития и максимально эффективных методов исследования их кристаллической структуры и диагностики электрических свойств. Одной из основных проблем технологии приборов на основе гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках являются очевидные сложности определения степени совершенства кристаллической структуры, а также концентрации и подвижности свободных носителей заряда на основе традиционного метода исследования электрических свойств полупроводниковых материалов путем врезания процессов предварительного приготовления металлических омических контактов и проведения электрических измерений проводимости и эффекта Холла [5,7,9].

Оптическая спектроскопия рамановского рассеяния света является одним из наиболее привлекательных ме-

тодов исследования кристаллической структуры и динамики элементарных решеточных и электронных возбуждений. Исчерпывающую информацию о теоретических и экспериментальных исследованиях в этом направлении можно найти в работах [10–24]. В спектрах рамановского рассеяния легированных полупроводников вследствие кулоновского взаимодействия могут проявляться два типа элементарных возбуждений — одночастичные и коллективные. Спектры одночастичного рассеяния света, обусловленные различными флуктуациями плотности электронного газа вследствие наличия зависимости энергии блоховских электронов от квазиимпульса, т. е. непараболичности зон, а также спин-орбитального взаимодействия. При этом, радиус экранирования r_s настолько велик, что электронное возбуждение со световым волновым вектором q не экранируется — $qr_s \gg 1$ и наиболее существенны флуктуации зарядовой плотности. Спектр квазиупругого электронного рассеяния простирается до $100\text{--}200\text{ см}^{-1}$ по обе стороны от возбуждающей линии лазера [13–16]. Помимо этого, в спектрах легированных полупроводников при концентрациях свободных носителей заряда $n \sim 10^{16}\text{ см}^{-3}$ и выше проявляются плазменные колебания электронов проводимости. Плазменная частота ω_p в пренебрежении дисперсией (в пределе $\mathbf{k} = 0$) определяется выражением $\omega_p = (4\pi ne^2/\varepsilon_\infty m^*)^{1/2}$, где e — заряд электрона, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость и m^* — эффективная масса носителей. Макроскопические электрические поля таких колебаний в полярных полупроводниках взаимодействуют с электрическим полем полярных продольных колебаний решетки. В результате такого взаимодействия образуются связанные плазмон-фононные колебания с перенормированной частотой и соответствующие им коллективные моды проявляются в спектрах рамановского рассеяния.

В исследованиях легированных полупроводников с электронным типом проводимости связанные состояния плазмон-фононных колебаний [10] обычно интерпретировались теоретически в виде двух — низкочастотной LO_- и высокочастотной LO_+ ветвей таких связанных состояний, определяемых мнимой частью обратной диэлектрической функции кристалла, зависящей от концентрации n .

В отличие от таких традиционно выполняемых исследований, для более строго количественного описания процесса рамановского рассеяния света связанными плазмон-фононными колебаниями, впервые была предсказана необходимость учета в диэлектрической функции кристалла затухания решеточных колебаний [11,15], наряду с затуханием плазменного колебания Γ , определяемого временем импульсной релаксации электронов проводимости известной формулой $\tau = \mu \varepsilon m^* / e$, где μ — подвижность свободных носителей заряда, ε — диэлектрическая проницаемость и m^* — эффективная масса. Первые результаты по измерению концентраций и подвижностей свободных носителей заряда из данных спектров рамановского рассеяния света связанными

плазмон-фононными колебаниями в легированных полупроводниках *n*-GaP в широком диапазоне концентраций и подвижностей свободных носителей заряда были продемонстрированы в работе [15]. Развитый подход, на примере исследований кристаллов *n*-GaP, позволил создать принципиально новую прецизионную методику рамановской спектроскопии, позволяющей изучать тонкие механизмы электрон-фононного взаимодействия в легированных полупроводниках. Было показано, что обнаружение в спектрах рамановского рассеяния света проявления вкладов новых механизмов резонансных электрон-фононных взаимодействий значительно повышают информативность и надежность данного метода и его аналитические возможности для легированных полупроводников [15–17]. Впервые были получены масштабированные закономерности немонокотных зависимостей спектральных параметров — полуширины и смещения частоты линий связанных плазмон-фононных $LO(\Gamma)_+$ колебаний от концентрации n и подвижности μ свободных носителей заряда. В этой же работе приводятся результаты определения концентраций и подвижностей свободных носителей заряда на основе прямых электрических измерений проводимости и эффекта Холла, выполненные на тех же образцах *n*-GaP. Полученные данные непосредственно указали на их хорошее численное согласие с результатами, полученными по измерению концентраций и подвижностей свободных носителей заряда по спектрам рамановского рассеяния света $LO(\Gamma)_+$ колебаниями [15]. На их основе развиты бесконтактные и неразрушающие методы определения совершенства кристаллической структуры и чрезвычайно важных основных электрических параметров полупроводников — концентрации и подвижности носителей заряда. Впоследствии, предложенные развитые подходы для исследования рамановского рассеяния света $LO(\Gamma)_+$ колебаниями с определением концентраций n и подвижностей μ были успешно реализованы в многих мировых научных центрах. Эффективности использования развитых подходов, судя по ссылкам на работы по *n*-GaP [15] и *n*-ZnO [16] экспериментально подтверждены опубликованными многочисленными исследованиями (в более чем в 300 случаях) для чрезвычайно перспективных в оптоэлектронике и нанолитронике, в том числе и для современных квантовых технологий, различных полярных легированных полупроводников, таких как: A^2B^6 , (например, ZnO, ZnS, ZnSe, CdS, CdTe), A^3B^5 (GaN, GaAs, InP, InN), A^4B^4 (4H-SiC, 6H-SiC, β -SiC) и многими другими. В то же время, судя по ссылкам на последующие обзоры, только по GaN [18], SiC [19], InP [20] и другими, основывающимся на результатах использования подходов, разработанных в оригинальных работах [15,16], число использований и подтверждений, введенных в [15,16] подходов, существенно превышает 1000, став, таким образом, принципиальной основой современной оптической метрологии полупроводниковых материалов.

В настоящей работе показано, что на основе развития спектроскопии микрорамановского рассеяния света может быть реализован метод исследования совершенства кристаллической структуры при одновременном бесконтактном неразрушающем измерении локальной концентрации носителей заряда в гомоэпитаксиальных слоях наномасштабной толщины. Такие исследования выполнены на примере монокристалла кристалла (001) n -GaP толщиной 70 nm, выращенного методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла n -GaP, ориентированного по оси (001).

2. Методика эксперимента

Для наших исследований использовался образец n -GaP/ n -GaP (001) со специально нелегированным наномасштабным гомоэпитаксиальным слоем n -GaP толщиной 70 nm, выращенным методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла n -GaP, ориентированного по оси (001) (образец № 1). Для непосредственного сравнения использовался образец № 2 сильно компесированного высокоомного (с удельным сопротивлением $\sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) полуизолирующего кристалла si -GaP, также ориентированного по оси (001).

Возбуждение спектров микрорамановского рассеяния света осуществлялось излучением второй гармоники непрерывного лазера на алюмоиттриевом гранате с длиной волны $\lambda_i = 532.070 \text{ nm}$ по методике, приведенной в [25,26]. Спектральный состав рассеянного света анализировался с помощью конфокального рамановского спектрометра HR 800 (Horiba Jobin Yvon), оснащенного микроскопом Olympus BX 41 с микрообъективом $100\times$ (NA 0.9). Локальный размер возбуждающего пятна составлял $\sim 0.9 \text{ mkm}$. Измерения спектров рассеяния света выполнены в одних и тех же экспериментальных условиях для всех образцов при комнатной температуре и в конфигурации обратного рассеяния при параллельной поляризации падающего и рассеянного света $Z(XX)Z$ -с осями X, Y и Z , соответственно, вдоль направлений $[11\bar{0}]$, $[110]$ и $[001]$.

3. Экспериментальные результаты исследований и их обсуждение

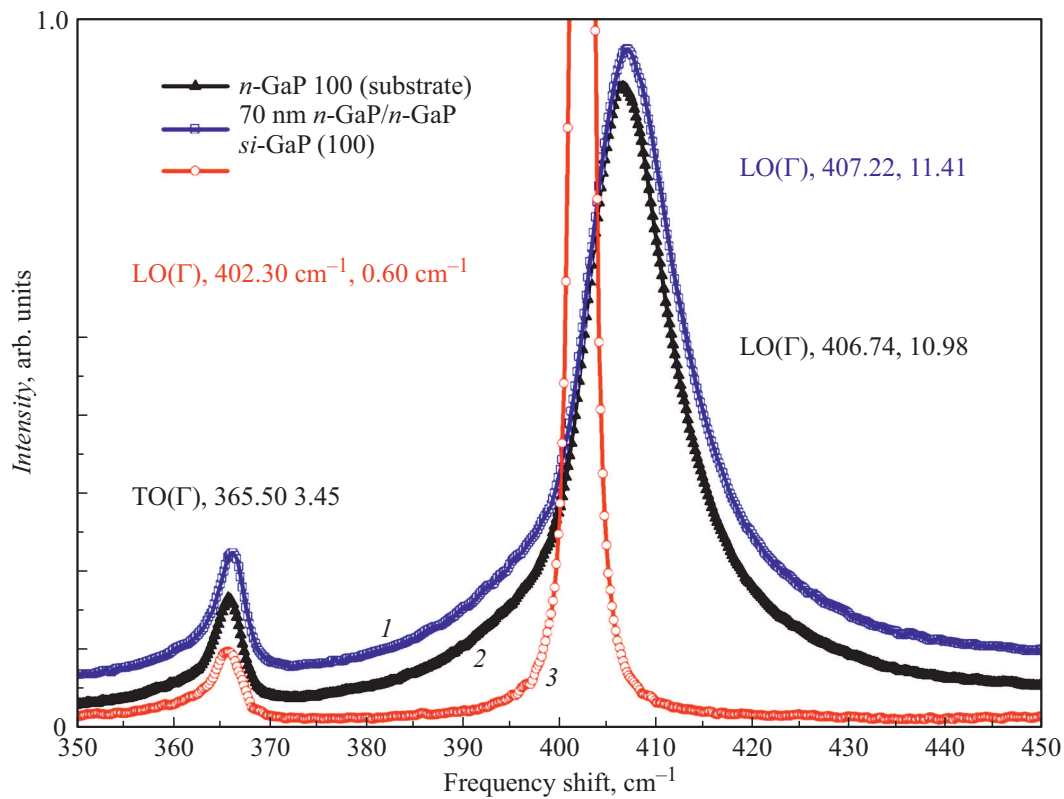
Как уже отмечалось выше, одной из основных проблем измерения структурных и электрических параметров гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на сильнолегированных подложках являются очевидные сложности определения концентрации и подвижности свободных носителей заряда на основе традиционного метода исследования электрических свойств полупроводниковых материалов путем выполнения электрических

измерений проводимости и эффекта Холла [12]. В особенности, такие сложности возникают для гомоэпитаксиальных слоев наномасштабной толщины.

На рисунке представлены типичные фрагменты спектров рамановского рассеяния света, измеренные в конфигурации обратного рассеяния при параллельной поляризации и рассеянного света $Z(XX)Z$ - в диапазоне частот $350\text{--}450 \text{ cm}^{-1}$ для гомоэпитаксиального слоя n -GaP (кривая с точками) и сильнолегированной подложки n -GaP (001) (кривая с точками) в исследуемом образце № 1 n -GaP/ n -GaP (001) в сравнении со спектром для образца № 2 полуизолирующего кристалла si -GaP (001) (кривая с кружками). Толщина гомоэпитаксиального слоя, выращенного методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей подложке n -GaP, ориентированной по оси (100), равна 70 nm. Все спектры получены в одних и тех же экспериментальных условиях при комнатной температуре и при возбуждении излучением лазера с длиной волны $\lambda_i = 532.070 \text{ nm}$ с одинаковой плотностью мощности лазерного излучения. Указанные на спектрах численные величины значения частоты и истинные полуширины линии — полная ширина на половине ее высоты (в cm^{-1}) получены с выделением лоренцевского контура из наблюдаемого фохтовского контура с учетом поправки на спектральное разрешение, описываемое гауссовским контуром.

Из приведенных на рисунке спектров хорошо видно, что в рамановском спектре, выявленном для гомоэпитаксиального слоя n -GaP, толщиной 70 nm также удается обнаружить две достаточно узкие характерные линии, типичные для других зарегистрированных спектров и для сильнолегированной подложки n -GaP (001) и полуизолирующего кристалла si -GaP (001). Помимо этого также хорошо заметно, что все низкочастотные линии при 365.50 cm^{-1} имеют одинаковые численные значения интенсивностей, частот и полуширин. В то же время, все совсем, наоборот, для высокочастотных линий. Они существенно отличаются между собой по спектральным параметрам и имеют разные численные значения интенсивностей, частот и полуширин. В высокоомном (с удельным сопротивлением $\sim 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) полуизолирующем кристалле si -GaP (001) концентрация свободных носителей заряда n меньше чем 10^{17} cm^{-3} и, соответственно, плазменным вкладом свободных носителей можно пренебречь. Поэтому наблюдаемые типичные линии можно интерпретировать как обусловленные колебаниями поперечных $\text{TO}(\Gamma)_-$ (при 365.50 cm^{-1} с полушириной 3.45 cm^{-1}) и продольных $\text{LO}(\Gamma)$ (при 402.30 cm^{-1} с полушириной 0.60 cm^{-1}) оптических фононов.

Соответственно, характерные смещенные линии, в спектрах гомоэпитаксиального слоя n -GaP, толщиной 70 nm и для сильнолегированной подложки n -GaP (001), в исследуемом образце № 1 n -GaP/ n -GaP (001), могут быть интерпретированы как соответствующие связанным высокочастотным продольным плазмон-фононным



Спектры рамановского рассеяния света поперечными TO(Γ)₋ и продольными LO(Γ) оптическими фононами, а также высокочастотными продольными связанными плазмон-фононными LO(Γ)₊ колебаниями в диапазоне частот 350–450 cm⁻¹ в кристаллах (001) *si*-GP (кривая 3), (001) *n*-GaP (кривая 2) и образце *n*-GaP/*n*-GaP с гомоэпитаксиальным нанослоем *n*-GaP (кривая 1). Спектры усиленные по вертикальной шкале интенсивности рассеяния, четко демонстрируют, эволюцию спектральных параметров. Спектры получены при комнатной температуре и при возбуждении излучением лазера с длиной волны $\lambda_i = 532.070$ nm. Толщина нанослоя, выращенного методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на проводящей подложке *n*-GaP, ориентированной по оси (001), равна 70 nm. Указанные величины значения частоты и полуширин линии (полных ширин на половине интенсивности) полученных с выделением лоренцевого контура из наблюдаемого фохтовского контура с учетом поправки на спектральное разрешение. Помимо этого, приведены результаты численного расчета для концентрации n и подвижности μ свободных носителей заряда гомоэпитаксиального слоя наномасштабной толщины и проводящей сильнолегированной подложки. Расчеты выполнены на основе микроскопической модели рассеяния света LO(Γ)₊ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием. Рисунки в цвете online.

LO(Γ)₊ колебаниям. В полярных кристаллах образование таких связанных электрон-фононных состояний обусловлено механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием [12]. Необходимо отметить, что колебания поперечных TO(Γ)₋ фононов не образуют связанных плазмон-фононных состояний [12] и, как отмечалось выше, непосредственно измеренные значения частот и ширин линий не изменялись. Обнаружение и четкое выявление спектров продольных плазмон-фононных LO(Γ)₊ колебаний при 407.22 cm⁻¹ с полушириной 11.41 cm⁻¹ для гомоэпитаксиального слоя *n*-GaP (001) и, соответственно, 406.74 cm⁻¹ с полушириной 10.98 cm⁻¹ для подложки *n*-GaP (001) позволяет бесконтактным и неразрушающим образом определять локальную концентрацию n и подвижность μ свободных носителей заряда для гомоэпитаксиального наномасштабного слоя *n*-GaP, толщиной 70 nm и выращенного на проводящей сильнолегированной

подложки *n*-GaP (001). Расчеты выполнены на основе микроскопической модели рассеяния света LO(Γ)₊ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием [12]. Полученные численные значения оказались равными $n_{\text{hepi}} = (3.25 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и подвижности $\mu_{\text{hepi}} = (40.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для гомоэпитаксиального слоя (100) *n*-GaP в сравнении с $n_{\text{subs}} = (2.52 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $\mu_{\text{subs}} = (51.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ подложки (100) *n*-GaP образца *n*-GaP/*n*-GaP (100).

Как видно, концентрации и подвижности носителей заряда в наномасштабном гомоэпитаксиальном слое (001) *n*-GaP и объемной подложке (001) *n*-GaP оказались близкими по порядку величины. Несмотря на казалось бы очень близкие значения величин частот линий плазмон-фононных LO(Γ)₊ колебаний и на небольшую разницу концентраций $\Delta n_{\text{hepi}} = (0.73 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ для гомо-

эпитаксиального слоя (001) *n*-GaP и подложки (001) *n*-GaP, соответствующие сигналы в довольно узком частотном диапазоне достаточно хорошо разрешены и четко прослеживаются в спектральных измерениях.

4. Заключение

В работе представлены результаты исследования методом КРС структурных и электрических свойств гомоэпитаксиального нанослоя *n*-GaP, толщиной 70 nm, выращенного газовой эпитаксией из металлоорганических соединений на проводящей сильнолегированной подложке кристалла *n*-GaP, ориентированного по оси (001). Показано, что в спектре рамановского рассеяния света такого нанослоя *n*-GaP в образце *n*-GaP/*n*-GaP (001) в сравнении со спектром высокоомного кристаллического образца (001) *si*-GaP удается обнаружить две достаточно узкие линии. Они приписаны колебаниям поперечных TO(Г) фононов и высокочастотным продольным связанным плазмон-фононным LO(Г)₊ колебаниям. На основании таких экспериментальных данных также установлено, что спектральные параметры LO(Г)₊ колебаний как в нанослое *n*-GaP, так и в подложке (001) *n*-GaP существенно отличаются друг от друга и от спектральных параметров линии LO(Г) продольных оптических фононов в *si*-GaP. Анализ выявленных строгих количественных особенностей спектральных параметров позволил получить ценную информацию о совершенстве кристаллической структуры наномасштабного эпитаксиального слоя (001) *n*-GaP. Помимо этого, показано что, численные расчеты на основе микроскопической модели рассеяния света LO(Г)₊ колебаниями, обусловленного механизмами деформационного потенциала и электрооптическим рассеянием, позволяют бесконтактным и неразрушающим образом определить концентрацию и подвижность свободных носителей заряда гомоэпитаксиального слоя наномасштабной толщины. Полученные значения концентрации носителей заряда оказались $n_{\text{неp}i} = (3.25 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $\mu_{\text{неp}i} = (40.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для гомоэпитаксиального слоя (001) *n*-GaP в сравнении с $n_{\text{субс}} = (2.52 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и $\mu_{\text{субс}} = (51.0 \pm 0.1) \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ для подложки (001) *n*-GaP образца *n*-GaP/*n*-GaP (001).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Itoh. Prog. Surf. Sci. **66**, 53 (2001).
- [2] P. Kratzer, C.G. Morgan, M. Scheffler. Phys. Rev. B **59**, 15246 (1999).
- [3] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, А.И. Торопов. Письма в ЖЭТФ **86**, 553 (2007).

- [4] O.A. Ageev, M. Solodovnik, S.V. Balakirev, I.A. Mikhailin, M. Eremenko. J. Crystal Growth **457**, 46 (2017).
- [5] O.C. Комков, А.Н. Пихтин, Ю.В. Жилиев, Л.М. Федоров. Письма в ЖТФ **34**, 1, 81 (2008).
- [6] B. Németh, W. Kunert, K. Stolz, K. Volz. J. Cryst. Growth **310**, 1595 (2008).
- [7] S. Nagarajan, H. Jussila, J. Lemettinen, K. Banerjee, M. Sorpanen, H. Lipsanen. J. Phys. D **46**, 165103 (2013).
- [8] O.C. Комков, Д.Д. Фирсов, Т.В. Львова, И.В. Седова, А.Н. Семенов, В.А. Соловьев, С.В. Иванов. ФТТ **58**, 707 (2016).
- [9] K. Storm, F. Halvardsson, M. Heurlin, D. Lingren, A. Gustafsson, P.M. Wu, B. Monemar, L. Samuelson. Nature Nanotechnol. **7**, 718 (2012).
- [10] Light Scattering in Solids, Topics in Applied Physics / Ed. M. Cardona, G. Guntherodt. Springer, Berlin, Heidelberg, N.Y. (1974). 543 p.
- [11] В.Н. Байрамов, В.А. Воитенко, В.В. Топоров, Г. Ирмер, J. Monecke. Phys. Status Solidi **1**, 2773 (2004).
- [12] Ф.Н. Байрамов, Г. Ирмер, В.В. Топоров, В.Н. Байрамов. Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 05FE06 (2011).
- [13] Б.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, И.П. Ипатова. УФН **163**, 67 (1993).
- [14] В.Н. Байрамов, В.А. Воитенко, И.П. Ипатова. Phys. Rep. **229**, 221 (1993).
- [15] В.Н. Байрамов, И.П. Ипатова, В.В. Топоров, В.А. Воитенко, Г. Ирмер, J. Monecke, E. Jahne. Appl. Surf. Sci. **50**, 1, 300 (1991).
- [16] В.Н. Байрамов, В.А. Воитенко, В.П. Зakharchenya, В.В. Топоров, М. Henini, A.J. Kent. Nanotechnol. **11**, 314 (2000).
- [17] G. Irmer, V.V. Toporov, В.Н. Байрамов, J. Monecke. Phys. Status Solidi **119**, 2, 595 (1983).
- [18] В.Н. Байрамов А. Heinrich, G. Irmer, V.V. Toporov, E. Ziegler. Phys. Status Solidi B **119**, 1, 227 (1983).
- [19] J.T. Holmi, В.Н. Байрамов, S. Suihkonen, H. Lipsanen. J. Cryst. Growth **499**, 47 (2018).
- [20] H. Harima. J. Condens. Matter. Phys. **14**, 38, 967 (2002).
- [21] S. Nakashima, H. Harima. Phys. Status Solidi **162**, 39 (1997).
- [22] L. Artús, R. Cuscó, J. Ibáñez, N. Blanco, G. González-Díaz. Phys. Rev. B **60**, 5456 (1999).
- [23] В.Н. Байрамов, В.В. Топоров, Ф.Б. Байрамов. Semicond. **53**, 2129 (2019).
- [24] Б.Х. Байрамов, В.В. Топоров, Ф.Б. Байрамов. ФТП **54**, 1189 (2020).
- [25] Ф.Б. Байрамов, В.В. Топоров, О.Б. Чакчир, В.Н. Анисимов, Б.Х. Байрамов. Письма в ЖТФ **44**, 12, 3 (2018).
- [26] Б.Х. Байрамов. ФТТ **58**, 707 (2016).

Редактор К.В. Емцев