



DOI: 10.5862/JPM.242.3

УДК: 538.911

Д.В. Панькин, М.Б. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ТОЛЩИНЫ ИНТЕРФЕЙСНОГО СЛОЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ AlN/GaN

В рамках модели диэлектрического континуума рассматривается поведение полярных оптических фононов в четырехслойных периодических системах со слоями GaN, AlN и твердым раствором на их основе. Аналитически установлен вид векового уравнения, описывающего свойства данного типа фононов в системах с различным отношением значений толщины слоев в практически важном короткопериодном пределе. Модель бинарной слоистой структуры, традиционно применяемая ранее для описания свойств сверхрешеток (СР), дополнена двумя слоями, имеющими диэлектрические свойства, характерные для твердого раствора $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$. Такую модель можно применять для описания тонкопериодных бинарных СР с размытыми интерфейсами. На основании полученных результатов сделано заключение, что введение дополнительного слоя приводит к появлению дополнительных слабоинтенсивных мод в спектрах комбинационного рассеяния, величина частотного расщепления которых зависит от толщины переходного слоя. В то же время значения частот основных интенсивных мод в указанных спектрах слабо зависят от толщины интерфейса, но весьма чувствительны к отношению значений толщины слоев GaN и AlN.

ПОЛЯРНЫЙ ФОНОН, МОДЕЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТИНУУМА, НИТРИДНАЯ СВЕРХРЕШЕТКА.

Введение

Широкозонные нитридные полупроводниковые соединения обладают рядом выдающихся свойств, открывающих широкие возможности их использования в оптоэлектронных приборах [1 – 3]. Большая величина запрещенной зоны позволяет таким устройствам работать в условиях высоких напряжений и температур [4, 5]. В настоящее время светоизлучающие диоды на основе широкозонных нитридов часто используются в оптоэлектронных устройствах спектрального диапазона от зеленой до УФ области [6, 7]. Наноструктуры на основе таких соединений позволяют существенно расширить возможности применения данных материалов.

Ключевым моментом, влияющим на эффективность оптоэлектронных приборов на основе гетероструктур, является качество структуры выращенных образцов [8, 9]. Спектроскопия комбинационного

рассеяния света (КР) считается в настоящее время перспективным методом для неразрушающего бесконтактного контроля качества и изучения выращенных структур. Высокая разрешающая способность современных КР-спектрометров вместе с высокой чувствительностью детекторов и соответствующим лазерным оборудованием позволяют регистрировать с высокой спектральной точностью даже очень слабые сигналы. Однако, наряду с задачей регистрации КР-сигнала, важным моментом является интерпретация полученного спектра.

В данной работе рассматривается возможность применения КР для контроля сверхрешеток (СР) на базе вюрцитных кристаллических нитридов GaN, AlN и их твердых растворов. По мере уменьшения периода таких СР все более актуальным становится вопрос о границе раздела [8] и об учете ее возможного несовершенства. Настоящее исследование рассматривает

изменение спектра делокализованных полярных оптических фононов при наличии размытого интерфейса. Моделирование размытости интерфейса осуществляется путем введения дополнительного слоя с промежуточными свойствами, характерными для твердого раствора $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$. Такой подход превращает стандартную задачу о двухслойной бинарной СР в задачу о четырехслойной СР. Результаты, полученные в рамках модели диэлектрического континуума (МДК), интерпретируются на основании анализа амплитуд атомных смещений и индуцированного ими электрического поля.

Модель диэлектрического континуума

С целью моделирования свойств полярных оптических фононов мы используем модель диэлектрического континуума. Основы данной модели были заложены в работе [10]. Применение данного подхода для описания поведения интерфейсных и квазиконфайнментных фононов в бинарных СР GaN/AlN можно найти в работах [11, 12]. Данная модель основана на классических уравнениях электродинамики. Для случая непроводящей среды, в которой отсутствуют объемные заряды, уравнения для напряженности и индукции электрического поля имеют следующий вид:

$$\text{rot}\mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

$$\text{div}\mathbf{D} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E}. \quad (3)$$

На границе раздела двух сред должны выполняться условия непрерывности тангенциальной (соответствующее направление обозначено индексом x) составляющей напряженности электрического поля и нормальной (соответствующее направление обозначено индексом z) составляющей вектора индукции электрического поля:

$$E_{1,x} = E_{2,x}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{zz}^{(1)} E_{1,z} = \varepsilon_{zz}^{(2)} E_{2,z}, \quad (5)$$

где $\varepsilon^{(1)}$ и $\varepsilon^{(2)}$ — диэлектрические проницаемости граничащих сред.

В МДК предполагается, что частотную зависимость диэлектрической проницаемо-

сти можно выразить как

$$\varepsilon = \varepsilon^\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

Выражение (6) описывает диэлектрическую функцию одномодового кристалла в области фононных частот [13]. Здесь ω_{LO} , ω_{TO} — частоты продольных и поперечных оптических фононов; ε^∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала.

В зависимости от направления поляризации полярные фононы в нитридных СР можно отнести либо к типу A_1 (атомы осциллируют вдоль оси СР), либо к дважды вырожденному типу E_1 (атомы осциллируют в направлениях, параллельных плоскости интерфейса). В зависимости от угла между волновым вектором \mathbf{q} и вектором поляризации \mathbf{P} фононы разделяются на продольные (LO) и поперечные (TO). Соответственно, мы имеем четыре типа полярных фононов: при $\mathbf{q} \parallel z$ — это $A_1(\text{LO})$ и $E_1(\text{TO})$, при $\mathbf{q} \parallel x$ — $A_1(\text{TO})$ и $E_1(\text{LO})$.

МДК основана на поиске решений уравнений (1) — (6) в виде плоских волн:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_0 \exp(i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r}).$$

Характерной особенностью СР с плоской границей раздела является возможность разделения решений на два принципиально разных типа в зависимости от направления волнового вектора \mathbf{q} . К первому типу относятся решения с волновым вектором, перпендикулярным плоскости интерфейса. Как показано в работе [12], такие фононы локализованы в слоях одного типа, а их частоты близки к значениям в соответствующих объемных материалах. Сдвиги частот таких фононов несут информацию об упругих деформациях в материалах соответствующих слоев [14]. Кроме того, путем подсчета числа гармоник таких стоячих волн можно оценить толщину слоев, в которых они локализованы [15]. Однако интенсивности высших гармоник таких мод в спектрах КР могут быть низкими, что приводит к размыванию этих линий на фоне других сигналов, например сигналов от буферных слоев.

К другому типу решений относятся фоновые моды с волновым вектором, лежащим в плоскости интерфейса. Напряженность электрического поля, индуцированного такими модами, экспоненциально спадает по мере удаления от интерфейса в глубь слоя. Такой спад интенсивности наиболее ярко выражен в изолированных гетеропереходах или длиннопериодных СР. Поэтому данный тип фоновых мод получил название интерфейсных. Частоты таких фононов, как показывают многочисленные экспериментальные и теоретические работы (см, например, [11, 12]), чувствительны к соотношению толщин слоев и могут быть использованы для характеристики выращенной структуры. Дальнейшему их изучению и будет посвящена данная статья.

Случай четырехслойной структуры

Переход от бинарной СР к четырехслойной вызван необходимостью учета того, что в короткопериодных структурах, характерные толщины которых не превышают десятка монослоев, уже нельзя пренебрегать размытостью интерфейсов. Интерфейс представляет собой дополнительный переходный слой, в котором одна структура постепенно перестраивается в другую. Как следствие, эти интерфейсные слои обладают промежуточными характеристиками. Для описания таких структур в МДК нами был введен дополнительный переходный слой с параметрами, характерными для твердого раствора $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$.

В общем случае в нитридных сверхрешетках возможны два типа полярных оптических фоновых мод [11]:

1) амплитуды фоновых мод имеют экспоненциальный характер в обоих слоях (так называемые интерфейсные моды (IF));

2) амплитуда фоновой моды имеет экспоненциально затухающий характер в одном из слоев и распространяющийся в другом (так называемый случай квазиконфайнментных мод (QC)).

В области фоновых частот диэлектрическая функция может принимать как положительные, так и отрицательные зна-

чения (см. формулу (6)). В анизотропных кристаллах, к которым относятся и рассматриваемые нами нитриды, изменения знака компонент ϵ_{xx} и ϵ_{zz} происходят на разных частотах. Поэтому знак произведения $\epsilon_{xx}\epsilon_{zz}$ меняется в зависимости от частоты. Как было показано в работе [11], характер фоновой моды (ее отнесение к типу 1 или 2) зависит от знака произведения $\epsilon_{xx}\epsilon_{zz}$, который меняется в зависимости от частоты (это показано на рис. 1). Фоновое поведение твердого раствора, как и в случае основных материалов GaN и AlN, тоже является одномодовым [16]. Частоты оптических фононов в таких СР, как и в случае бинарных СР) (см. рис. 1) лежат в двух интервалах: ТО-диапазон (от $A_{\text{ITO}}\text{-GaN}$ до $E_{\text{ITO}}\text{-AlN}$) и LO-диапазон (от $A_{\text{ILO}}\text{-GaN}$ до $E_{\text{ILO}}\text{-AlN}$). Тем не менее, наличие промежуточного слоя с характеристиками твердого раствора приводит к усложнению деления ТО- и LO- диапазонов.

Как видно из рис. 1, введение двух дополнительных слоев из твердого раствора приводит к тому, что в области частот от $E_{\text{ITO}}\text{-GaN}$ до $A_{\text{ITO}}\text{-AlN}$ появляются моды, для которых характер атомных движений в переходных слоях является распространяющимся. Частоты таких мод лежат в ТО-диапазоне от $A_{\text{ITO}}\text{-Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ до $E_{\text{ITO}}\text{-Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$, а в LO-диапазоне — от $A_{\text{ILO}}\text{-Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ до $E_{\text{ILO}}\text{-Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$. Остальная частотная область в диапазоне от $E_{\text{ITO}}\text{-GaN}$ до $A_{\text{ITO}}\text{-AlN}$ и от $E_{\text{ILO}}\text{-GaN}$ до $A_{\text{ILO}}\text{-AlN}$ соответствует фононам, для которых электрические поля проявляют экспоненциальный характер. Определение частот этих мод состоит в нахождении корней определителя матрицы, элементы которой составлены из коэффициентов граничных условий вида (4), (5) на интерфейсах, и условия периодичности.

С практической точки зрения наиболее важным является случай короткопериодных структур, т. е. структур с характерными размерами слоев порядка единиц — десятков нанометров. Для таких структур оправдано длинноволновое приближение, в котором параметр $s = qd \rightarrow 0$, где q — модуль волнового вектора фонона, d — толщина периода СР.

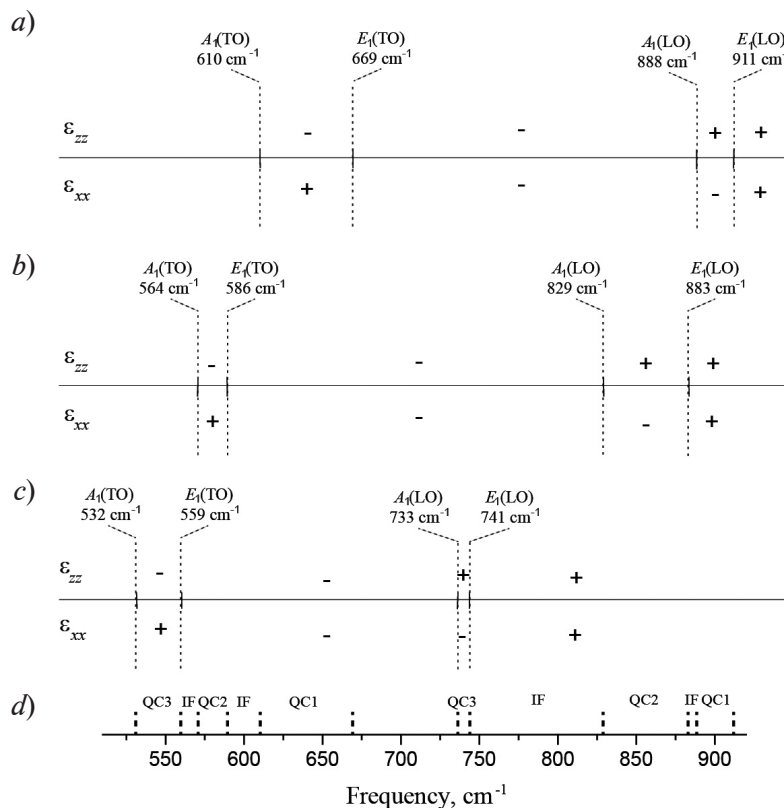


Рис. 1. Изменение знака величин диэлектрической проницаемости для слоев AlN (a), $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$ (b), GaN (c); d – типы фоновных мод: интерфейсная (IF), квазиконфайнментная с распространяющимся характером в i -м слое (QC i , $i = 1$ (для AlN), 2 (для $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$), 3 (для GaN)) и затухающим характером в остальных слоях

Применение МДК для описания полярных оптических фононов в четырехслойных структурах

В длинноволновом приближении мы можем пренебречь пространственными изменениями электрического поля и в каждом из слоев считать поле однородным. Направление роста нитридных СР совпадает с направлением гексагональной оси объемных составляющих. Поэтому можно считать, что и сама СР имеет симметрию C_{3v} [20]. Как следствие, полярные фоновные моды можно разделить на два неприводимых представления: невырожденный тип A (с поляризацией вдоль оси роста) и дважды вырожденный E (с поляризацией в плоскости интерфейса). В зависимости от направления волнового вектора эти фононы могут быть продольными (LO) или поперечными (TO). Для LO-фононов волновой вектор параллелен вектору поляризации, а для

TO-фононов – перпендикулярен. Согласно дисперсионному соотношению (6), для LO-фононов мы имеем равенство

$$\bar{\varepsilon} = 0, \tag{7}$$

а для TO-фононов должно выполняться другое равенство:

$$\bar{\varepsilon} = \infty. \tag{8}$$

Условие (4) означает, что напряженность поля в плоскости интерфейса во всех слоях одинакова (здесь и далее в формулах для обозначения величин, относящихся к определенным слоям, используются следующие подстрочные индексы: 1 – для слоя AlN, 2 – для слоя $Al_{0,5}Ga_{0,5}N$, 3 – для слоя GaN):

$$E_{x,1} = E_{x,2} = E_{x,3} = \bar{E}_x,$$

где $E_{x,m}$ ($m = 1, 2, 3$) – напряженность поля в плоскости интерфейса в слое m .

Из этого следует выражение для среднего значения диэлектрической проницаемости в плоскости интерфейса:

$$\bar{\varepsilon}_{xx} = \frac{1}{d} (d_1 \varepsilon_{xx,1} + d_3 \varepsilon_{xx,3} + 2d_2 \varepsilon_{xx,2}), \quad (9)$$

где d_m ($m = 1, 2, 3$) – толщина, а $\varepsilon_{xx,m}$ ($m = 1, 2, 3$) – диэлектрическая проницаемость в плоскости в слое m .

Условие (5) означает, что вектор смещения вдоль оси роста СР во всех слоях одинаков:

$$D_{z,1} = D_{z,2} = D_{z,3} = \bar{D}_z,$$

где $D_{z,m}$ ($m = 1, 2, 3$) – вектор смещения вдоль оси роста СР в слое m .

Из этого следует выражение для среднего значения обратной продольной диэлектрической проницаемости вдоль оси роста СР:

$$\frac{1}{\bar{\varepsilon}_{zz}} = \frac{1}{d} \left(\frac{d_1}{\varepsilon_{zz,1}} + \frac{d_3}{\varepsilon_{zz,3}} + \frac{2d_2}{\varepsilon_{zz,2}} \right), \quad (10)$$

где $\varepsilon_{zz,m}$ ($m = 1, 2, 3$) – диэлектрическая проницаемость вдоль оси роста СР в слое m .

В случае СР с идеальными интерфейсами ($d_2 = 0$) формулы (9), (10) переходят в формулы, приведенные в работе [12].

Как было отмечено выше, в нитридных СР полярные оптические моды можно разбить на четыре типа: $A(\text{TO})$, $E(\text{LO})$, $A(\text{LO})$ и $E(\text{TO})$. Для каждого из этих типов должно выполняться либо условие (7), либо условие (8). Для фононов с разными типами симметрии эти условия перечислены в табл. 1. Используя условия, приведенные в правом столбце табл. 1, соотношения (9), (10), диэлектрические функции (6) с параметрами из табл. 2, мы получаем уравнения для определения частот фононов для каждого из четырех типов.

В данной работе изложены результаты моделирования спектра полярных фононов в четырехслойной структуре. В ходе расчета фиксировалась общая длина периода СР и варьировалось отношение толщин слоев

Таблица 1

Соотношения между типами фононной моды и особенностями диэлектрической функции

Симметрия фонона	Диэлектрическая функция
$A(\text{TO})$	$\bar{\varepsilon}_{zz} = \infty$
$E(\text{LO})$	$\bar{\varepsilon}_{xx} = 0$
$A(\text{LO})$	$\bar{\varepsilon}_{zz} = 0$
$E(\text{TO})$	$\bar{\varepsilon}_{xx} = \infty$

Таблица 2

Фононные характеристики материалов

Материал	$\omega, \text{см}^{-1}$				ε^∞
	$A_1(\text{LO})$	$A_1(\text{TO})$	$E_1(\text{LO})$	$E_1(\text{TO})$	
GaN [17]	733	532	741	559	5,35
$\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ [18]	829	564	883	586	5,06*
AlN [19]	888	610	911	669	4,76

*) Среднее между значениями для объемных материалов GaN и AlN.

Обозначения: ω – частота фонона; A_1 , E_1 – типы мод; LO, TO – продольная и поперечная моды соответственно; ε^∞ – высокочастотная диэлектрическая постоянная материала.

GaN и AlN при фиксированной толщине переходных слоев $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$. В расчетах использованы безразмерные координаты s . Значение периода СР в относительных единицах составляло $s = qd = 0,12$ при толщине переходного слоя $s_2 = 0,01$. Таким образом, толщины слоев GaN и AlN менялись в пределах $0,01 - 0,09$. Для удобства анализа вводится безразмерный параметр

$$h = d_2/(d_1 + d_3),$$

где d_m – значения толщины слоев в размерных единицах ($m = 1, 2, 3$).

В полученных решениях можно выделить две группы фоновых мод (I и II). Эти моды имеют следующие частоты:

I. близкие к соответствующим значениям в объемных составляющих и локализованные в одном из слоев;

II. сильно зависящие от соотношения толщин слоев и делокализованные по всей СР.

К первому типу решений относятся фононы симметрии $A(\text{LO})$ и $E(\text{TO})$. В фононах этой симметрии частоты полярных фононов близки к частотам фононов в объемных материалах GaN, AlN, $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ (см. табл. 2). Отличие от случая бинарной СР AlN/GaN состоит в том, что в спектрах четырехслойных структур появляются фононы с частотами, характерными для материала промежуточного слоя. Как и в случае бинарной СР, частоты этих мод не изменяются при изменении относительной толщины слоев GaN и AlN.

Качественно иной характер проявляют моды симметрии $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$. Данные типы мод чувствительны к соотношению толщин слоев. Рассчитанные частоты таких мод в четырехслойных и бинарных СР приведены на рис. 2.

Для мод $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$ в четырехслойной периодической структуре мы получили по три решения. Одно из них попадает в «нормальный» диапазон: для $A(\text{TO})$ моды оно лежит в диапазоне ТО-частот, а для $E(\text{LO})$ моды – в диапазоне ЛО-частот. Частоты двух других решений оказываются в «аномальном» диапазоне: для $A(\text{TO})$ мод одно лежит в диапазоне ЛО-частот, а другое, для $E(\text{LO})$ мод, – в диапазоне ТО-частот.

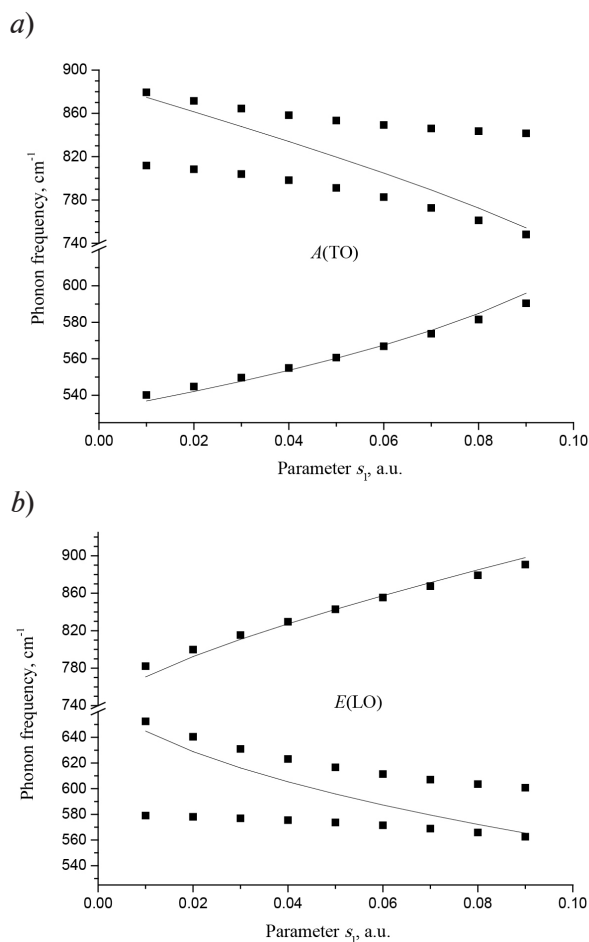


Рис. 2. Зависимости частот $A(\text{TO})$ (a) и $E(\text{LO})$ (b) фононов от параметра $s_1 = qd_1$ в ТО- и ЛО-диапазонах. Показаны случаи СР, содержащих переходные слои $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ с фиксированными толщинами $s_2 = 0,01$ (символы) и не содержащих, $s_2 = 0$ (линии).

В обоих случаях фиксированный период СР составлял $s = qd = 0,12$

«Нормальные» моды характеризуются синфазными амплитудами атомных смещений, а потому, как и в случае бинарной СР [12], являются наиболее интенсивными в спектрах КР (далее указанные моды будут обозначаться соответственно $A(\text{TO})^+$ и $E(\text{LO})^+$). Присутствующие промежуточные слои начинают оказывать заметное влияние на эти моды лишь в случае, когда толщина одного из слоев становится сопоставимой с толщиной переходного слоя. Но в большом диапазоне отношений толщин слоев GaN и AlN частоты этих мод почти не зависят

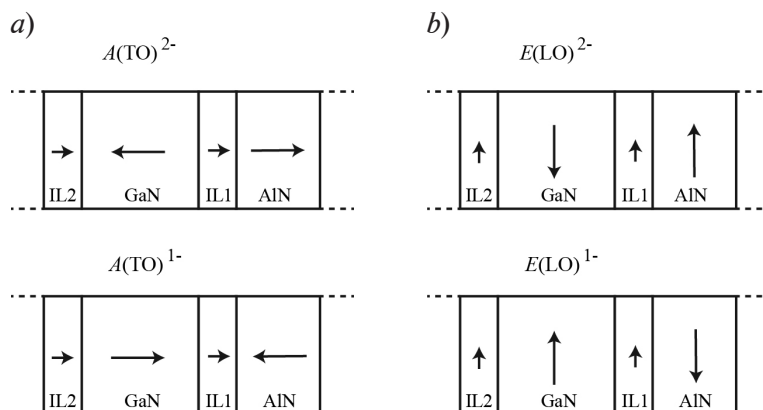


Рис. 3. Распределения амплитуд атомных смещений в периоде четырехслойной СП (IL1 и IL2 – переходные слои $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$). Представлены моды $A(\text{TO})^{1-}$ и $A(\text{TO})^{2-}$ (a), $E(\text{LO})^{1-}$ и $E(\text{LO})^{2-}$ (b). Стрелки отражают фазовые соотношения между атомными смещениями в слоях СП

от наличия промежуточного слоя. Этот результат подтверждает возможность использования этих мод для характеристики структуры выращенных образцов.

Теперь обратимся к анализу «аномальных» мод. Обозначим их соответственно $A(\text{TO})^{1-}$, $A(\text{TO})^{2-}$ и $E(\text{LO})^{1-}$, $E(\text{LO})^{2-}$. В таких модах амплитуды атомных смещений в слоях GaN и AlN антифазны. Введение между ними промежуточного слоя приводит к тому, что данные моды расщепляются по сравнению с бинарной СП. Расщепление связано с тем, что в случае фононов с более высокой частотой ($A(\text{TO})^{1-}$, $E(\text{LO})^{1-}$) атомы в переходном слое движутся синфазно с атомами в слое GaN и антифазно с AlN, а в случае фононов с меньшей частотой ($A(\text{TO})^{2-}$, $E(\text{LO})^{2-}$) атомы в переходном слое движутся синфазно с атомами в слое AlN и антифазно с атомами GaN (рис. 3).

Как видно из рис. 4, величина расщепления частот «аномальных» мод увеличивается с ростом толщины интерфейса и достигает величины 50 cm^{-1} при $h = 0,10$. Моделирование четырехслойных систем с различными толщинами переходных слоев показывает, что величина частотного расщепления этих мод несет информацию об относительных толщинах переходных слоев (см. рис. 4).

Результаты и выводы

По результатам моделирования спектра полярных оптических фононов в четырех-

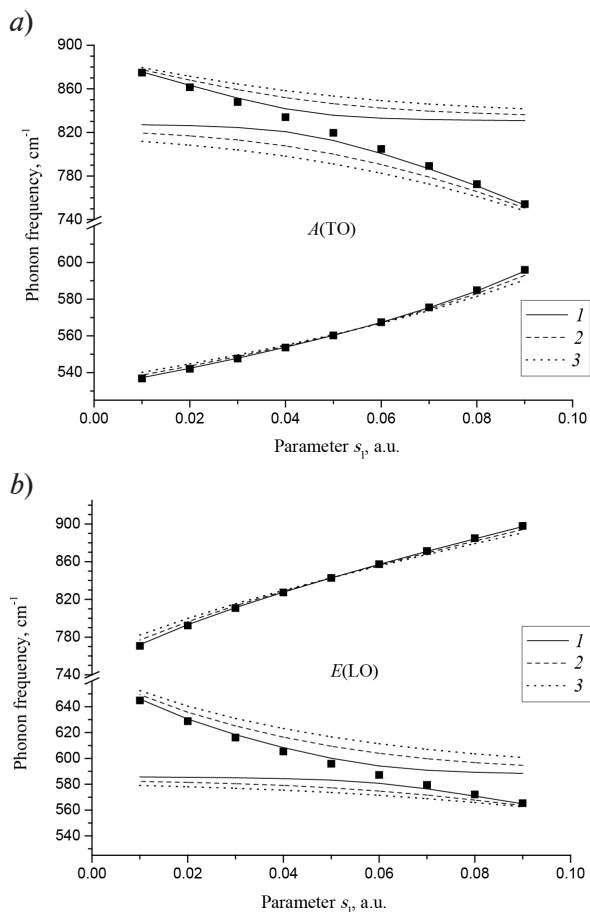


Рис. 4. Зависимости частот полярных фононных мод $A(\text{TO})$ (a) и $E(\text{LO})$ (b) в бинарных СП GaN/AlN с размытым интерфейсом от толщины слоя AlN s_1 , выраженной в безразмерных единицах, при разных значениях параметра h : 0 (символы), 0,01 (1), 0,05 (2), 0,10 (3)

слоистых СР предсказано появление дополнительных (по сравнению с бинарными СР) фоновых мод, несущих информацию о размерах переходного слоя. Показано, что в четырехслойных СР в фоновых спектрах симметрии $A(TO)$ и $E(LO)$ присутствует несколько мод, соответствующих разным фазовым отношениям атомных смещений как в слоях основных материалов, так и переходных слоях. Зависимость частот наиболее интенсивных линий $A(TO)^+$ и $E(LO)^+$ от отношения толщин слоев GaN/AlN практически совпадает с таковой для случая бинарной СР. Поэтому

эти линии могут быть использованы для определения отношения толщин основных слоев GaN/AlN даже при наличии размытых интерфейсов. Величины расщепления слабоинтенсивных мод ($A(TO)^{1-}$, $A(TO)^{2-}$ и $E(LO)^{1-}$, $E(LO)^{2-}$) могут быть использованы для определения относительной толщины переходного слоя. Таким образом, экспериментальное определение частот полярных оптических фононов открывает возможность оценки относительных размеров как основных слоев выращенной структуры, так и степени размытости интерфейса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hofstetter D., Baumann E., Giorgetta F.R., et al. High frequency measurements on an AlN/GaN-based intersubband detector at 1550 and 780 nm // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. No. 1. Pp. 231104–231106.
- [2] Nikishin S., Holtz M., Temkin H. Digital alloys of AlN/AlGaIn for deep UV light emitting diodes // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. Vol. 44. No. 10. Pp. 7221–7226.
- [3] Razeghi M., Henini M. Optoelectronic devices: III – nitrides. Oxford (England): Elsevier, 2004.
- [4] Maier D., Alomari M., Grandjean N.J.-F., et al. Testing the temperature limits of GaN-based HEMT devices // IEEE Transactions on Device and Materials Reliability. 2010. Vol. 10. No. 4. Pp. 427–436.
- [5] Jiang H.X., Lin J.Y. III-nitride quantum devices – microphotonics // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 2003. Vol. 28. No. 2. Pp. 131–183.
- [6] Ponce F.A., Bour D.P. Nitride-based semiconductors for blue and green light emitting devices // Nature. 1997. Vol. 386. No. 6623. Pp. 351–359.
- [7] Nakamura S., Krames M.R. History of gallium-nitride-based light-emitting diodes for illumination // Proceedings of the IEEE. 2013. Vol. 101. No. 10. Pp. 2211–2220.
- [8] Zanato D., Gokden S., Balkan N., et al. The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn // Semiconductor Science and Technology. 2004. Vol. 19. No. 3. Pp. 427–432.
- [9] Kröger R., Kruse C., Dennemarck J., et al. Characterization and structuring of nitride-based heterostructures for vertical-cavity surface-emitting lasers // 14th Conference on Microscopy of Semiconducting Materials, Oxford, England, Oxford University Press. 2005. No. 1. Pp. 79–82.
- [10] Rytov S.M. Electromagnetic properties of a finely stratified medium // Soviet Physics JETP. 1956. Vol. 2. No. 3. Pp. 466–475.
- [11] Gleize J., Renucci M.A., Frandon J., Demangeot F. Anisotropy effects on polar optical phonons in wurtzite GaN/AlN superlattices // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. No. 23. Pp. 15985–15992.
- [12] Смирнов М.Б., Карпов С.В., Давыдов В.Ю. и др. Колебательные спектры сверхрешеток AlN/GaN: теория и эксперимент // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. № 4. С. 716–727.
- [13] Born M., Huang K. Dynamical theory of crystal lattices. First ed. Oxford (England): Clarendon Press, 1954.
- [14] Darakchieva V., Valcheva E., Paskov P.P., et al. Phonon mode behavior in strained wurtzite AlN/GaN superlattices // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. No. 11. Pp. 115329–115337.
- [15] Shields A.J., Chamberlain M.P., Cardona M., Eber K. Raman scattering due to interface optical phonons in GaAs/AlAs multiple quantum wells // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. No. 24. Pp. 17728–17739.
- [16] Grille H., Schnittler Ch., Bechstedt F. Phonons in ternary group –III nitride alloys // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. No. 9. Pp. 6091–7105.
- [17] Davydov V.Yu., Kitaev Yu.E., Goncharuk I.N., et al. Phonon dispersion and Raman scattering in hexagonal GaN and AlN // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. No. 19. Pp. 12899–12907.
- [18] Давыдов В.Ю. Оптическое исследование полупроводниковых структур на основе нитридов металлов III группы и разработка коли-



чественных методик их диагностики. Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. СПб, 2009. 13 с.

[19] Kuball M., Hayes J.M., Prins A.D., et. al. Raman scattering studies on single-crystalline bulk AlN under high pressures // Appl. Phys. Lett. 2001.

Vol. 78. No. 6. Pp. 724 –726.

[20] Kitaev Yu.E., Limonov M.F., Tronc P., Yushin G.N. Raman-active modes in wurtzite $(\text{GaN})_m(\text{AlN})_n$ superlattices // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. No. 22. Pp. 14209 –14212.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ПАНЬКИН Дмитрий Васильевич – аспирант кафедры физики твердого тела Санкт-Петербургского государственного университета.

199034, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9
dima-pankin@mail.ru

СМИРНОВ Михаил Борисович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Санкт-Петербургского государственного университета.

199034, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9
smirnombr@rambler.ru

Pankin D.V., Smirnov M.B. THE APPLICABILITY OF RAMAN SPECTROSCOPY FOR ESTIMATION OF INTERFACES THICKNESS IN THE AlN/GaN SUPERLATTICES.

Polar optical phonons in quaternary nitride-based superlattices have been investigated in the framework of dielectric continuum model. In the considered systems, the superlattice period consisted of two main layers GaN and AlN and two interstitial layers $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$. Such structure simulates binary superlattices with diffuse interfaces. The presence of the finite thickness interface layers was shown to give rise to appearance of several low-intensity additional phonon modes active in Raman scattering; frequency splitting of such modes is sensitive to relative thickness of intermediate layers. The fundamental Raman-intense polar phonon modes were also stated to be independent on the interface thickness, and these modes being very sensitive to the main layer thicknesses.

POLAR PHONON, DIELECTRIC CONTINUUM MODEL, NITRIDE-BASED SUPERLATTICE.

REFERENCES

[1] D. Hofstetter, E. Baumann, F.R. Giorgetta, et al., High frequency measurements on an AlN/GaN-based intersubband detector at 1550 and 780 nm, Applied Physics Letters. 92(1) (2008) 231104–231106.

[2] S. Nikishin, M. Holtz, H. Temkin, Digital alloys of AlN/AlGaIn for deep UV light emitting diodes, Japanese Journal of Applied Physics. 44(10) (2005) 7221–7226.

[3] M. Razeghi, M. Henini, Optoelectronic devices: III-nitrides, Elsevier, Oxford, England, 2004.

[4] D. Maier, M. Alomari, N. Grandjean, et al., Testing the temperature limits of GaN-based HEMT devices, IEEE Transactions on Device and Materials Reliability. 10 (4) (2010) 427–436.

[5] H.X. Jiang, J.Y. Lin, III-nitride quantum devices – microphotronics, Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 28(2) (2003) 131–183.

[6] F.A. Ponce, D.P. Bour, Nitride-based semiconductors for blue and green light emitting devices, Nature. 386(6623) (1997) 351–359.

[7] S. Nakamura, M.R. Krames, History of

gallium-nitride-based light-emitting diodes for illumination, Proceedings of the IEEE. 101(10) (2013) 2211–2220.

[8] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, et al., The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn, Semiconductor Science and Technology. 19(3) (2004) 427–432.

[9] R. Kröger, C. Kruse, J. Dennemarck, et al., Characterization and structuring of nitride-based heterostructures for vertical-cavity surface-emitting lasers, 14th Conference on Microscopy of Semiconducting Materials, Oxford, England, Oxford University Press. 1 (2005) 79–82.

[10] S.M. Rytov, Electromagnetic properties of a finely stratified medium, Soviet Physics JETP. 2(3) (1956) 466–475.

[11] J. Gleize, M.A. Renucci, J. Frandon, F. Demangeot, Anisotropy effects on polar optical phonons in wurtzite GaN/AlN superlattices, Phys. Rev. B. 60(23) (1999) 15985–15992.

[12] M.B. Smirnov, S.V. Karpov, V.Yu. Davydov, et al., Vibrational spectra of AlN/GaN superlattices:

theory and experiment, *Physics of the Solid State*. 47(4) (2005) 742–753.

[13] **M. Born, K. Huang**, *Dynamical theory of crystal lattices*, First ed., Clarendon Press, Oxford, England, 1954.

[14] **V. Darakchieva, E. Valcheva, P.P. Paskov, et al.**, Phonon mode behavior in strained wurtzite AlN/GaN superlattices, *Phys. Rev. B*. 71(11) (2005) 115329–115337.

[15] **A.J. Shields, M.P. Chamberlain, M. Cardona, K. Eber**, Raman scattering due to interface optical phonons in GaAs/AlAs multiple quantum wells, *Phys. Rev. B*. 51(24) (1995) 17728–17739.

[16] **H. Grille, Ch. Schnittler, F. Bechstedt**, Phonons in ternary group –III nitride alloys, *Phys. Rev. B*. 61(9) (2000) 6091–7105.

[17] **V.Yu. Davydov, Yu.E. Kitaev, I.N. Goncharuk, et al.**, Phonon dispersion and Raman

scattering in hexagonal GaN and AlN, *Phys. Rev. B*. 58(19) (1998) 12899–12907.

[18] **V.Yu. Davydov**, *Opticheskoe issledovanie poluprovodnikovyyh struktur na osnove nitridov metallov III gruppy i razrabotka kolichstvennyh metodik ih diagnostiki*. [Optical investigation of semiconductor structures on the basis of group III metal nitrides and design of quantitative methods of its diagnostics], Diss.doct. fiz.-mat. Nauk, St. Petersburg, 2009.

[19] **M. Kuball, J.M. Hayes, A.D. Prins, et al.**, Raman scattering studies on single-crystalline bulk AlN under high pressures, *Appl. Phys. Lett.* 78(6) (2001) 724–726.

[20] **Yu.E. Kitaev, M.F. Limonov, P. Tronc, G.N. Yushin**, Raman-active modes in wurtzite $(\text{GaN})_m(\text{AlN})_n$ superlattices, *Phys. Rev. B*. 57(22) (1998) 1420–14212.

THE AUTHORS

PANKIN Dmitrii V.

St. Petersburg State University

Universitetskaya Emb., 7-9, St. Petersburg, 199034, Russian Federation
dima-pankin@mail.ru

SMIRNOV Mikhail B.

St. Petersburg State University

Universitetskaya Emb., 7-9, St. Petersburg, 199034, Russian Federation
smirnomb@rambler.ru