

Расщепление частот оптических фононов в растянутых слоях германия

В. А. Володин^{+*1)}, В. А. Тимофеев⁺, А. Р. Туктамышев^{+*}, А. И. Никифоров⁺

⁺Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 января 2017 г.

После переработки 30 января 2017 г.

Растянутые пленки германия в многослойных гетероструктурах Ge/GeSn/Si/GeSnSi, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках Si(001), исследованы с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света. Двуосные деформации растяжения в пленках достигали 1.5%, что превысило значения, полученные ранее для данной системы. Экспериментально обнаружено расщепление частот длинноволновых оптических фононов, т.е. вызванный двуосными растяжениями сдвиг частоты синглета, как и предсказывают расчеты, больше сдвига частоты дублета. Обнаружен также индуцированный деформациями сдвиг пиков комбинационного рассеяния света от двухфононного рассеяния в германии.

DOI: 10.7868/S0370274X17050101

Одним из способов управления зонной структурой полупроводников является упругая деформация [1, 2]. В работе [3] теоретически показано, что двуосные растягивающие напряжения в германии увеличивают подвижность как электронов, так и дырок. Относительно небольшая разница в энергии (0.14 эВ) между прямыми и непрямыми переходами в Ge дает надежду на создание прямозонного деформированного германия для создания светоизлучающих структур с хорошей квантовой эффективностью. Теоретические расчеты предсказывают уменьшение энергии Г-долины в зоне проводимости и превращение Ge в прямозонный материал при его двуосном растяжении на $\sim 2\%$ [4–6]. Кимерлинг с соавторами сообщил о сверхлинейном увеличении мощности излучения от накачки (лазерный эффект) в растянутых пленках германия *n*-типа [7]. Выращивание пленок на искусственной подложке с несовпадающим параметром кристаллической решетки является одним из путей получения сильно деформированных материалов. В многослойных гетероструктурах InGaAs/Ge/InGaAs деформация растяжения в пленках Ge в плоскости роста достигает 2.33% [8–10]. В этом случае, если параметр подложки больше параметра деформируемого материала, а толщина выращиваемого слоя не превосходит критической, пленка остается псевдоморфной и является двухосно растянутой. Для выращивания растянутых слоев

Ge и GeSn в качестве искусственной подложки использованы также гетероструктуры, в которых на подложке Si выращивались релаксированные буферные слои $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}$ [11–15]. Однако вследствие ограниченной растворимости Sn в Ge, двуосные деформации растяжения Ge в такой системе обычно не превышают 1.1%. Следует отметить, что применение буферных слоев $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}$ позволяет осуществлять рост на подложке из Si, а значит, технология совместима с традиционной кремниевой технологией, в отличие от подхода с применением буферных слоев InGaAs.

Изменение оптических свойств растянутых пленок германия в таких структурах анализировалось из данных спектроскопии фотолюминесценции [16–18]. В работе [19] был обнаружен длинноволновый сдвиг края поглощения таких пленок с применением метода спектроскопии пропускания света. Комбинационное рассеяние света является эффективным инструментом исследования механических деформаций в пленках полупроводников и их твердых растворов [20–22]. Известно, что двуосные механические напряжения приводят к расщеплению трижды вырожденного длинноволнового оптического фонона в Si или Ge на синглет и дублет [20, 21]. Для обратного рассеяния от поверхности Si(111), в соответствии с правилами отбора разрешены и синглет и дублет, что позволило наблюдать их расщепление экспериментально [21]. Экспериментальные попытки исследовать это расщепление для пле-

¹⁾e-mail: volodin@isp.nsc.ru

нок с наиболее распространенной ориентацией (001) наталкивались на трудности, связанные с тем, что при обратном рассеянии от поверхности (001) сигнал от дублета не виден, так как рассеяние на этих модах запрещено правилами отбора по симметрии.

Первая попытка обнаружить дублет была сделана с применением широкоапертурного объектива для увеличения углов падения и рассеяния [23]. В данной работе мы использовали так называемую “in-plane” геометрию рассеяния, с возможностью регистрировать фононы с направлением волнового вектора вдоль слоев гетероструктуры [24–26].

Образец с напряженным слоем Ge толщиной 70 нм был выращен на твердом растворе $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ при температуре 250 °С в условиях сверхвысокого вакуума 10^{-7} – 10^{-8} Па на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) “Катунь С”. Слой твердого раствора $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ толщиной 600 нм был осажден при температуре 200 °С на многослойной структуре, содержащей слой твердого раствора $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.4}\text{Sn}_{0.1}$ и Si (см. вставку к рис. 1). В камере МЛЭ были установлены электронно-лучевой испаритель для Si и эффузионные ячейки Кнудсена для получения молекулярных пучков Ge и Sn. Скорость роста слоя $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.4}\text{Sn}_{0.1}$ – 0.2 Å/с. Осаждение пленки $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ проходило при различной скорости ее роста: буферный слой $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ начинал расти со скорости 0.05 Å/с, в процессе осаждения скорость увеличивалась до 0.62 Å/с. Первоначально низкая скорость роста необходима для получения гладкой поверхности, отсутствие стадии с низкой скоростью осаждения приводило к образованию трехмерных островков. Толщина слоя $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$, полученного при низкой скорости роста, составляла 5 нм. Дальнейший рост слоя Ge проводился при скорости осаждения 0.545 Å/с. Используя метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ), фиксировалась картина ДБЭ, отражающая структуру и морфологию поверхности. Были также выращены структуры при более высоких температурах роста последнего слоя германия. Более подробно условия роста описаны в работе [27].

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) регистрировали при комнатной температуре при возбуждении лазерами – аргоновым с $\lambda = 514.5$ нм (2.41 эВ) и твердотельным с $\lambda = 660$ нм (1.89 эВ). Мощность доходящего до образца излучения составляла 1 мВт, что не вызывало заметного нагрева образцов. Испытание проводили на оборудовании научно-образовательного комплекса “Наносистемы и современные материалы” Но-

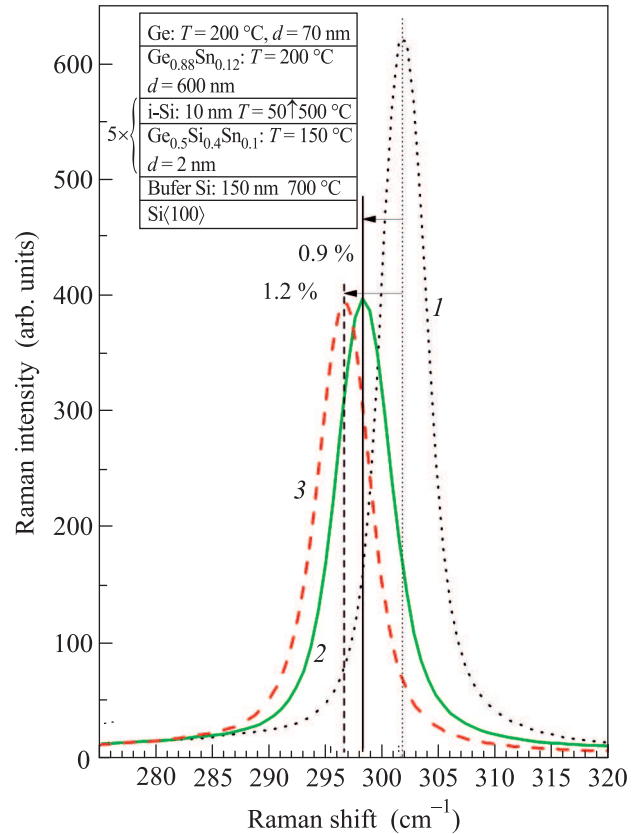


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры комбинационного рассеяния света монокристаллического германия (кривая 1) и гетероструктуры Ge/GeSnSi при возбуждении фотонами с энергией 2.41 эВ (кривая 2) и 1.89 эВ (кривая 3). Геометрия рассеяния $Z(XY)-Z$ разрешена для синглета. На вставке – схематическое изображение многослойной структуры

во-сибирского государственного университета – спектрометре T64000 Horiba Jobin Yvon.

На рис. 1 показаны спектры КРС ненапряженно-го объемного монокристаллического Ge и образца, содержащего максимально растянутые пленки Ge, при возбуждении “зеленым” и “красным” лазерами. Частота длинноволнового продольного оптического (LO) фонона в Ge составляет 301.5 cm^{-1} . Пики с положением 298.4 cm^{-1} (“зеленый” лазер) и 296.7 cm^{-1} (“красный” лазер) относятся к рассеянию на LO-фононах в дуосно растянутом германии. Здесь LO-фонон относится к синглетной моде, смещение его частоты от деформаций хорошо исследовано [20]. В случае дуосных напряжений отличны от нуля только две компоненты тензора напряжений $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. Тогда компоненты тензора деформаций определяются следующими соотношениями $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = (S_{11} + S_{12})\sigma_{xx}$, а $\varepsilon_{zz} = 2S_{12}\sigma_{xx}$, где S_{ij} – соответствующие

компоненты тензора жесткости; в кристаллах с кубической симметрией этот тензор имеет только три независимые компоненты [28]. Сдвиг частот длинноволновых фононов определяется параметрами ангармонизма (q и p) и равен соответственно для синглета и дублета [20]:

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_s &\cong \frac{\omega_0}{2} \left(2\frac{q}{\omega_0^2} + \frac{p}{\omega_0^2} \frac{2S_{12}}{S_{11} + S_{12}} \right) \varepsilon_{xx}, \\ \Delta\Omega_d &\cong \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{p}{\omega_0^2} + \frac{q}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{2S_{12}}{S_{11} + S_{12}} \right) \right) \varepsilon_{xx}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_0 – частота оптического фонона в недеформированном материале.

Для германия $\Delta\Omega_s = -4.05\varepsilon_{xx}$, деформации выражены в процентах, сдвиг частоты в обратных сантиметрах [20, 22]. Очевидно, что растяжение составляет 0.9% и 1.2% при возбуждении “зеленым” и “красным” лазером соответственно, вследствие того, что деформации в верхнем слое Ge неоднородны по глубине. Поглощение фотонов с энергией 2.41 эВ такое, что эффективная толщина слоя, с которого собирается сигнал КРС, составляет всего 17 нм (это только верхняя часть пленки). Для фотонов с энергией 1.89 эВ коэффициент поглощения в 5 раз меньше и эффективная толщина слоя, с которого собирается сигнал КРС, составляет 85 нм, что почти равно толщине слоя германия. Значит, в основном, сигнал собирается со средней части пленки.

Таким образом, неоднородность деформаций по толщине велика, механические напряжения релаксируют при удалении от гетерограницы. О неоднородности деформаций свидетельствует и некоторое уширение пиков от растянутых пленок, по сравнению с пиками от объемного германия. В последнем случае ширина пика на полувысоте составляет 5 см^{-1} , а для растянутых пленок – 5.8 см^{-1} .

Стоит отметить, что геометрия рассеяния в этом случае была $Z(XY)-Z$. Здесь и далее оси, указанные в скобках, соответствуют направлению поляризации вектора напряженности электрического поля падающей и рассеянной электромагнитных волн, а оси вне скобок показывают направление волнового вектора падающей и рассеянной электромагнитных волн. Такие обозначения называются обозначениями Порто [29]. Оси X , Y , и Z параллельны кристаллографическим направлениям (100), (010) и (001) соответственно. В случае обратного рассеяния от поверхности (001), разрешенными для кристаллов с решеткой типа алмаза являются только продольные моды (в данном случае – синглет). Для фононов, в кото-

рых атомы смещаются вдоль направлений X , Y и Z , компоненты тензора КРС ($D_{\alpha\beta}$) имеют вид:

$$\begin{aligned} \text{TO}_X \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix}; \quad \text{TO}_Y \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\ \text{LO}_Z \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2)$$

где TO_X и TO_Y – поперечные оптические фононы, в которых атомы смещаются вдоль осей X или Y соответственно, d определяется дифференциальной поляризуемостью связей при изменении их длины либо угла между ними.

В соответствии с правилами отбора, интенсивность КРС пропорциональна $(E_s D_{\alpha\beta} E_i)^2$, где E_i – вектор поляризации падающего света, E_s – вектор поляризации рассеянного света. Если оба эти вектора лежат в плоскости XY , интенсивность рассеяния для мод TO_X и TO_Y (моды дублета) равна нулю.

Чтобы наблюдать и синглет, и дублет, была применена геометрия рассеяния, в которой луч лазера фокусировался на “торец” гетероструктуры, – называемая “in-plane” геометрия [24–26]. Теперь волновые векторы фотона (и фонона) направлены вдоль оси X' . Направления осей X' и Y' – это кристаллографические направления (110) и (1-10) соответственно. Обратим внимание, что так как волновой вектор теперь направлен вдоль оси X' , фонон с направлением смещения атомов вдоль оси Z теперь является поперечным, а не продольным. Тензоры КРС для фононов, в которых атомы смещаются вдоль направлений (X' , Y' , и Z) будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \text{LO}_{X'} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & d \\ d & d & 0 \end{pmatrix}; \quad \text{TO}_{Y'} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & d \\ -d & d & 0 \end{pmatrix}; \\ \text{TO}_Z \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

В данной геометрии фонон $\text{LO}_{X'}$ (теперь это одна из компонент дублета) запрещен во всех поляризациях. Фонон TO_Z (синглет) разрешен в геометрии $X'(Y'Y')-X'$, а фонон $\text{TO}_{Y'}$ (компонента дублета) разрешен в геометрии $X'(ZY')-X'$, что позволило регистрировать моды по отдельности.

На рис. 2 приведены спектры, полученные в геометриях рассеяния $X'(ZY')-X'$ и $X'(Y'Y')-X'$. Пи-

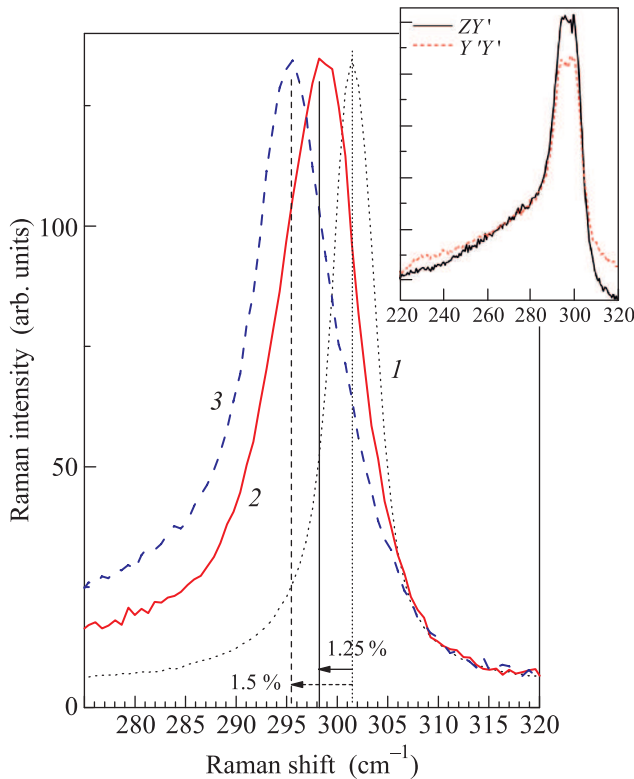


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры комбинационного рассеяния света в геометрии “in-plane” (кривая 1 – монокристаллический германий, геометрия $X'(ZY')-X'$) и многослойной гетероструктуры GeSnSi/Ge/GeSnSi: кривая 2 – геометрия $X'(ZY')-X'$ (разрешена для дублета); кривая 3 – $X'(Y'Y')-X'$ (разрешена для синглета). На вставке – спектры в геометрии “in-plane” от релаксированного буферного слоя $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$

ки с положением 298.2 см^{-1} и 295.4 см^{-1} относятся к рассеянию на дублете и синглете в двухосно растянутом германии. Если взять значения коэффициентов ангармонизма p и q для Ge из работы [20], то $\Delta\Omega_d = -2.8\varepsilon_{xx}$ (деформации выражены в процентах). Заметно некоторое несовпадение расчетов и эксперимента. Если вычислять деформации из сдвига положения дублета, то они составляют 1.25 %, а из сдвига положения синглета – 1.5 %. Однако, оба значения больше полученного при возбуждении “красным” лазером (см. рис. 1), что можно объяснить следующим образом. В случае “in-plane” геометрии мы собираем сигнал не только с верхнего слоя или из середины пленки Ge, но и со всего слоя, а вблизи гетерограницы релаксация механических напряжений может быть меньше. Наблюдаемое несоответствие рассчитанных по положению пиков синглета и дублета деформаций может вызываться неточностью в определении параметров ангармонизма, используемых в формуле (1). В этой геометрии вид-

но также заметное уширение пиков от многослойной гетероструктуры – ширина пиков на полувысоте достигает 10 см^{-1} . Данное явление связано как с неоднородностью деформаций, так и с появлением низкочастотного плеча из-за рассеяния на фононах в слоях релаксированного твердого раствора $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$. Известно, что в твердых растворах оптические колебания становятся локальными и их частота уменьшается [30]. По оценкам, максимум пика комбинационного рассеяния света от такого твердого раствора будет около 298 см^{-1} . “Паразитный” сигнал от буферного слоя мог также немного исказить величину расщепления частот фононов в пленке растянутого германия. Чтобы минимизировать вклад от буферного слоя пятно лазера смещалось ближе к поверхности пленки, что приводило к потере части сигнала, так как размер пятна лазера (диаметром 0.6 мкм) был заметно больше толщины пленки. Чтобы убедиться в том, что вклад от релаксированного буферного слоя $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ не приводит к заметному искажению расщепления, были зарегистрированы спектры при смещении пятна лазера от пленки германия в сторону подложки. Спектр от буфера показан на вставке к рис. 2. Видно, что сигнал от буферного слоя – довольно широкая полоса (до 15 см^{-1}), с низкочастотным плечом от локальных колебаний связей Ge–Ge в твердом растворе, но, как и ожидалось, в релаксированном буферном слое нет расщепления частот фононов, активных в разных поляризационных геометриях – XY' и $Y'Y'$. Таким образом, вклад буферного слоя, который, вероятно, проявляется в спектре на рис. 2 от напряженной пленки германия (так как край пятна лазера может попадать на буферный слой), может приводить только к некоторому уменьшению эффекта расщепления.

Отметим, что наблюдаемые деформации превосходят значения, о которых писали ранее в литературе. Так, авторы работы [31] сообщают о деформациях в 1.4 %, однако они не подтверждают свои данные прямыми методами исследований (такими как дифракция рентгеновских лучей или спектроскопия комбинационного рассеяния света). Исходя из закона Вегарда, постоянная решетки твердого раствора буферного слоя $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$ должна быть на 1.8 % больше, чем у германия. Значит, максимальные деформации растяжения в нерелаксированной пленке германия, могли достигать 1.8 %. При росте пленок германия при больших температурах (до 350 °C) мы наблюдали релаксацию механических напряжений, и деформации в данных образцах, выращенных при температуре выше чем 250 °C были меньше, чем в исследуемом нами в этой работе. Анализ влияния усло-

вий роста на релаксацию механических напряжений в данной системе является предметом для дальнейших исследований.

Интересным представляется результат, представленный на рис. 3: деформации приводят к сдвигу час-

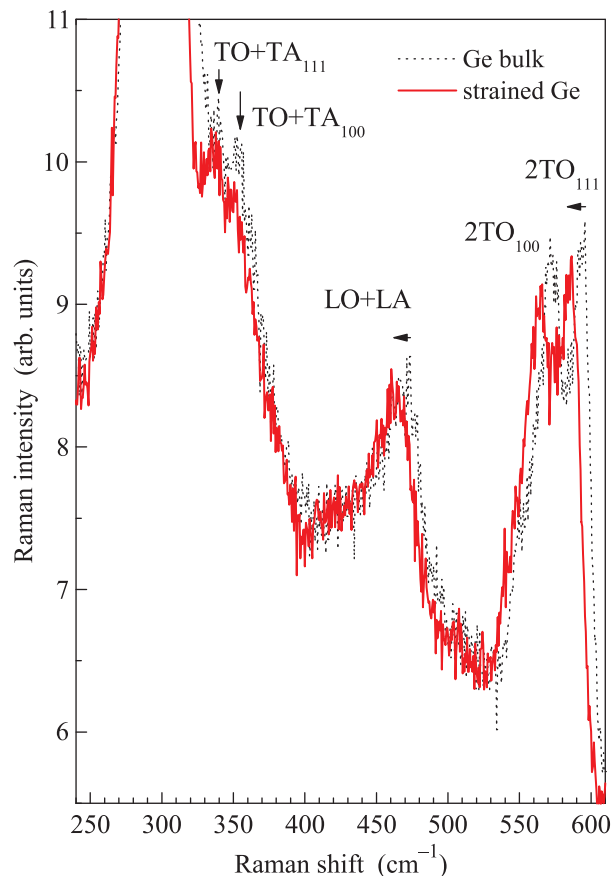


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры комбинационного рассеяния света монокристаллического германия (точечная кривая) и многослойной гетероструктуры GeSnSi/Ge/GeSnSi (сплошная кривая) в диапазоне двухфононного рассеяния

тот фононов не только в центре зоны Бриллюэна, но и на всей ее протяженности. На рис. 3 показаны главные особенности, связанные с двухфононным рассеянием – TO+TA, LO+LA и 2TO. Наблюдаемые расщепления этих особенностей связаны с разницей частот как поперечных акустических (ТА) так и поперечных оптических (ТО) фононных мод вблизи края зоны Бриллюэна вдоль направлений (001) и (111). По данным рассеяния медленных нейтронов эта разница может достигать 20–30 см⁻¹ [32]. Основным результатом является наблюдаемый сдвиг всех этих особенностей у напряженной пленки германия в сравнении с ненапряженным монокристаллическим германием. Можно предположить, что дисперсия фононов в на-

пряженных пленках “сдвинута” пропорционально во всех направлениях.

В заключение отметим, что впервые экспериментально обнаружено расщепление частот дублетных и синглетных мод длинноволновых оптических фононов в растянутых пленках германия, выращенных на релаксированном буферном слое GeSn с ориентацией (001). Двусонные деформации растяжения в таких пленках достигали 1.5%, что превышает значения, ранее полученные для данной системы.

Авторы благодарны В.И. Машанову за помощь при выращивании образцов, которое было выполнено при поддержке грантов # 16-32-60005 мол_а_дк, 16-32-00039 мол_а, 16-29-03292 офи_м РФФИ. Также исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния света проводили в соответствии с государственным заданием Программы фундаментальных исследований СО РАН # 0306-2016-0015.

1. C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.* **57**, 5428 (1985).
2. N. Healy, S. Mailis, N. M. Bulgakova, P. J. Sazio, T. D. Day, J. R. Sparks, H. Y. Cheng, J. V. Badding, and A. C. Peacock, *Nature Materials* **13**, 1122 (2014).
3. M. V. Fischetti and S. E. Laux, *J. Appl. Phys.* **80**, 2234 (1996).
4. F. Zhang, V. H. Crespi, and P. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156401 (2009).
5. M. El Kurdi, G. Fishman, S. Sauvage, and P. Boucaud, *J. Appl. Phys.* **107**, 013710 (2010).
6. V. Ya. Aleshkin and A. A. Dubinov, *J. Appl. Phys.* **109**, 123107 (2011).
7. X. Wang, L. C. Kimerling, J. Michel, and J. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 131116 (2013).
8. F. Zhang, V. H. Crespi, and P. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 156401 (2009).
9. N. Pavarelli, T. J. Ochalski, F. Murphy-Armando, Y. Huo, M. Schmidt, G. Huyet, and J. S. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177404 (2013).
10. V. A. Volodin, L. V. Sokolov, M. A. Pytyato, N. I. Petikov, M. Stoffel, H. Rinnert, and M. Vergna, *J. Appl. Phys.* **115**, 053518 (2014).
11. Y. Y. Fang, J. Tolle, R. Roucka, A. V. G. Chizmeshya, J. Kouvetakis, V. R. D’Costa, and J. Menéndez, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 061915 (2007).
12. S. Takeuchi, Y. Shimura, O. Nakatsuka, S. Zaima, M. Ogawa, and A. Sakai, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 231916 (2008).
13. Y. Shimura, N. Tsutsui, O. Nakatsuka, A. Sakai, and S. Zaima, *Thin Solid Films* **518**, S2 (2010).
14. S. Wirths, A. T. Tiedemann, Z. Ikonic, P. Harrison, B. Holländer, T. Stoica, G. Mussler, M. Myronov, J. M. Hartmann, D. Grützmacher, D. Buca, and S. Mantl, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 192103 (2013).

15. S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grutzmacher, *Nature Photonics* **9**, 88 (2015).
16. J. R. Sánchez-Pérez, C. Boztug, F. Chen, F. F. Sudradjat, F. F. Sudradjat, and D. M. Paskiewicz, *Proc. of the National Academy of Sciences of the United States of America* **108**, 18893 (2011).
17. D. S. Sukhdeo, D. Nam, J.-H. Kang, M. L. Brongersma, and K. C. Saraswat, *Photon. Res.* **2**, A8 (2014).
18. A. Gassenq, K. Guilloy, N. Pauc, J.-M. Hartmann, G. Osvaldo Dias, D. Rouchon, S. Tardif, J. Escalante, I. Duchemin, Y.-M. Niquet, A. Chelnokov, V. Reboud, and V. Calvo, *Thin Solid Films* **613**, 64 (2016).
19. В. А. Володин, Л. В. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 455 (2015).
20. F. Cerdeira, C. J. Buchenauer, F. H. Pollak, and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **5**, 580 (1972).
21. И. И. Новак, В. В. Баптизманский, Л. В. Жора, *Оптика и спектроскопия* **43**, 252 (1977).
22. V. A. Volodin, M. P. Sinyukov, V. A. Sachkov, M. Stoel, H. Rinnert, and M. Vergnat, *Europhys. Lett.* **105**, 16003 (2014).
23. V. Poborchii, T. Tada, and T. Kanayama, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 041915 (2010).
24. В. А. Володин, М. П. Синюков, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 463 (2014).
25. В. А. Володин, В. А. Сачков, М. П. Синюков, *ЖЭТФ* **147**, 906 (2015).
26. С. М. Планкина, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилови, Б. Н. Звонков, Н. Ю. Коннова, А. В. Нежданов, И. Ю. Пашенькин, *ФТП* **50**, 1561 (2016).
27. В. А. Тимофеев, А. И. Никифоров, А. Р. Туктамышев, В. И. Машанов, А. К. Гутаковский, Н. А. Байдакова, Д. С. Абрамкин, *ФТП* **50**, 1610 (2016).
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, М. (1987), 246 с.
29. *Light scattering in Solids V. Superlattices and other microstructures*, ed. by M. Cardona and G. Guntherodt, Springer Verlag, Berlin (1989), 335 p.
30. В. А. Володин, М. Д. Ефремов, А. С. Дерябин, Л. В. Соколов, *ФТП* **40**, 1349 (2006).
31. S. Wirths, D. Stange, M.-A. Pampilloón, A. T. Tiedemann, G. Mussler, A. Fox, U. Breuer, B. Baert, E. San Andrés, N. D. Nguyen, J. M. Hartmann, Z. Ikonic, S. Mantl, D. Buca, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **7**, 62 (2015).
32. G. Nelin and G. Nilsson, *Phys. Rev. B* **5**, 3151 (1972).