

Комбинационное рассеяние света в сферических нанокристаллах InSb, ионно-синтезированных в пленках оксида кремния

© И.Е. Тыщенко, В.А. Володин, В.П. Попов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: tys@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 25 октября 2018 г.

В окончательной редакции 5 ноября 2018 г.

Принята к публикации 5 ноября 2018 г.)

Изучены спектры комбинационного рассеяния света в пленках SiO₂, содержащих сферические нанокристаллы InSb, полученные методом ионно-лучевого синтеза. ТО- и LO-подобные моды в спектрах нанокристаллов InSb были обнаружены на частотах 187 и 195 см⁻¹ соответственно. Высоочастотное смещение этих мод по сравнению с их значениями в объемных кристаллах InSb проанализировано с точки зрения влияния квантово-размерного эффекта, механических напряжений в нанокристаллах, частоты поверхностного фонона, а также рассеяния на частоте, соответствующей растянутым анион-катионным модам на поверхности полярных сферических нанокристаллов. Положение моды 195 см⁻¹ соответствует LO-фонону в нанокристаллах InSb, гидростатически сжатых в матрице SiO₂ при давлениях ~ 10 кбар. Мода 187 см⁻¹ соответствует резонансу на частоте Фрелиха.

DOI: 10.21883/FTP.2019.04.47449.9013

1. Введение

Один из аспектов повышенного интереса к изучению свойств оптических фононов, локализованных в полярных кристаллах с пониженной размерностью, связан с открывающимися возможностями использования таких кристаллов в современной кремниевой технологии с целью создания оптической связи на кремнии. Это позволит увеличить быстродействие микропроцессоров и уменьшить тепловыделение за счет снижения потребляемой мощности. При создании гибридных интегральных схем и уменьшении размеров их активных областей до нескольких нанометров возрастает роль оптических фононов. Локализация оптических фононов в кристаллах с пониженной размерностью может оказывать влияние как на оптические, так и на электрические свойства этих кристаллов. Локализация фононов влияет и на комбинационное рассеяние света (КРС), эффект, который лежит в основе метода, широко применяющегося на практике для характеристики полупроводниковых структур. В полярных нанокристаллах наряду с эффектом размерного квантования, различного для продольной и поперечной оптической моды, возрастает вклад рассеяния на поверхностных фононах, возникающих на границе раздела нанокристалла с окружающей матрицей, а также на частоте Фрелиха [1]. Так, например, для больших нанокристаллов часто наблюдается одиночная поверхностная мода, которая занимает промежуточное положение по частоте между LO- и TO-модами. Суммарный вклад этих эффектов часто приводит к сложностям в интерпретации полученных результатов и соответствующим трудностям при характеристике нанокристаллических объектов.

В полярных наноразмерных кристаллах InSb, обладающих целым рядом преимуществ по сравнению с

другими прямозонными полупроводниками, спектр оптических фононов в сильной мере зависит как от свойств окружающей нанокристаллы матрицы, так и от метода их создания. В спектрах КРС квантовых точек InSb, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP, наблюдали два пика на частотах 181 и 192 см⁻¹, которые соответствовали поперечной и продольной модам оптического фонона в матрице InSb, однако были смещены в область высоких частот, что объяснялось наличием одноосных и гидростатических напряжений [2]. В случае, когда квантовые точки были закрыты слоем InP, наблюдалась только высокоочастотная оптическая мода с максимумом на частоте около 195 см⁻¹. Отсутствие ТО-моды авторы объясняют высокоочастотным сдвигом частоты оптического фонона из-за остаточных деформаций в слое InP и изменяющихся при этом условий рассеяния. В случае нанокристаллов InSb, синтезированных в матрице оксида кремния, в процессе радиочастотного распыления и последующего быстрого термического отжига при температуре 900°C в течение 1 мин, наоборот, в спектре КРС доминирует широкий пик на частоте 180 см⁻¹, который, по мнению авторов, является суперпозицией ТО- и LO-фононов в матрице InSb [3]. В спектрах нанокристаллов InSb, синтезированных в матрице SiO₂ методом магнетронного распыления, в спектрах КРС также доминировал низкочастотный пик 178 см⁻¹, соответствующий моде продольного оптического фонона в кристаллической матрице антимонида индия [4]. Пик, соответствующий моде продольного оптического фонона, также наблюдался на частоте 188 см⁻¹, но его интенсивность была существенно меньше. В работе [4] было показано, что длина связи In-Sb и координационное число в нанокристаллах на границе раздела InSb/SiO₂ отличается от их значений

в объеме. В частности, длина связи в квантовой точке InSb на 0.02 \AA меньше, чем в объемном InSb, что может привести к ослаблению квантово-размерного эффекта.

В условиях ионно-лучевого синтеза, когда формирование и рост зародыша InSb происходит в жидкой фазе с последующей кристаллизацией при остывании, также происходит деформация связей In-Sb [5]. Эти деформации, как правило, являются гидростатическими и могут приводить к сдвигам частот оптических фононов. Деформация связей может сопровождаться и перераспределением статического ионного заряда, и соответствующим изменением поперечного электрического поля, что также может сказаться на рассеянии света. Вклад в спектр оптических фононов могут давать и колебания на границе раздела между нанокристаллом InSb и окружающей матрицей. Поэтому цель данной работы является анализ спектра оптических фононов нанокристаллов InSb, созданных методом ионно-лучевого синтеза в матрице оксида кремния с учетом вклада различных механизмов рассеяния.

2. Методика экспериментов

Подробно метод создания нанокристаллов InSb в пленках SiO₂ описан в работе [5]. С этой целью в термически выращенные на кремниевой подложке пленки SiO₂ толщиной 300 нм были имплантированы ионы In⁺ и Sb⁺ с энергией 200 кэВ, дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Параметры облучения позволяют создать профили внедренных атомов в виде распределения Гаусса с максимумом на глубине 110 нм от поверхности пленки SiO₂, концентрация атомов в котором составляла $\sim 1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. С целью предотвращения выхода индия из пленки SiO₂ при отжиге, пленки SiO₂ были закрыты слоем монокристаллического Si, созданным методом водородно-индуцированного переноса. Для этого вторая пластина кремния сначала облучалась ионами H₂⁺ с энергией 140 кэВ, дозой $2.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Затем первая и вторая пластины соединялись имплантированными сторонами и по слою, имплантированному ионами водорода, происходило отщепление и перенос слоя кремния со второй пластины на первую. Последующий высокотемпературный отжиг облученных образцов проводился при температурах 500–1100 °С в атмосфере азота в течение 30 мин.

Спектры КРС возбуждались излучением аргонового лазера с длиной волны $\sim 514.5 \text{ нм}$ при комнатной температуре. Размер пятна зондирующего луча составлял 10 мкм. Мощность лазерного луча на поверхности образца составляла 2 мВт. Использовался спектрометр с тройным монохроматором T64000 производства компании Horiba Jobin-Yvon со спектральным разрешением не хуже 2 см^{-1} . Детектором служила кремниевая матрица фотоприемников, охлаждаемая жидким азотом. Измерения проводились в геометрии обратного рассеяния с вектором поляризации падающего излучения, на-

правленным вдоль кристаллографического направления $\langle 011 \rangle$ кремния. Рассеянный свет регистрировался в поляризации $\langle 01\bar{1} \rangle$. Использованная запрещенная геометрия позволяла максимально подавить рассеяние света от кремниевой подложки. С целью увеличения сигнала КРС от нанокристаллов InSb верхний слой кремния перед измерениями был удален в 25% растворе аммиака при температуре 40 °С и постоянном размешивании.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры КРС, измеренные в диапазоне частот $150\text{--}550 \text{ см}^{-1}$ от монокристаллической кремниевой пластины, а также от пластины, покрытой слоем SiO₂ сразу после имплантации и после постимплантационного отжига при температуре 800 °С. Основной пик рассеяния от всех образцов находится на частоте 520.5 см^{-1} и соответствует моде поперечных оптических фононов в монокристаллической кремниевой матрице. Однако в спектрах, измеренных от образцов, покрытых имплантированной ионами In⁺ и

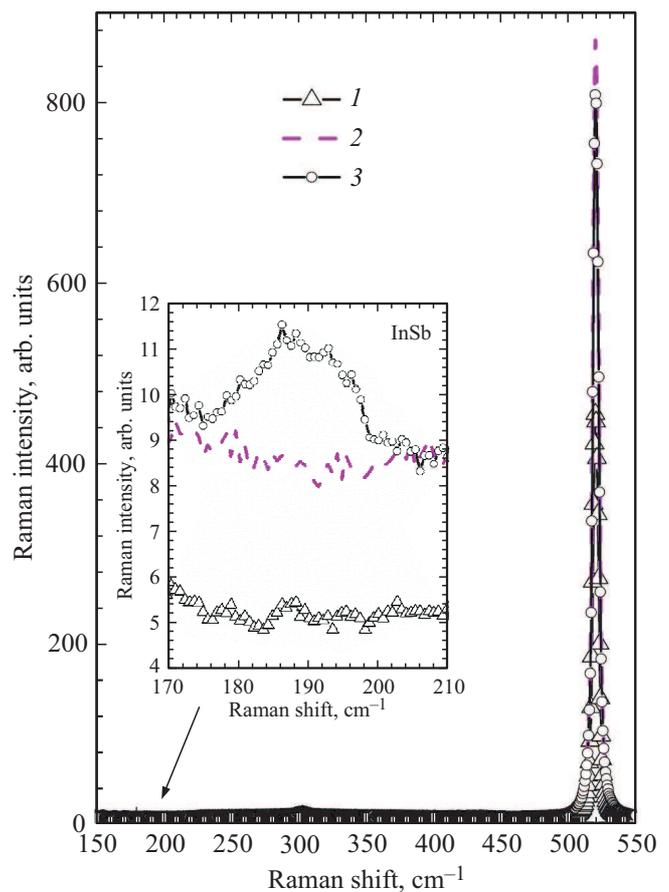


Рис. 1. Спектры КРС, измеренные в диапазоне частот $150\text{--}550 \text{ см}^{-1}$ от монокристаллического кремния (1), от кремния, покрытого слоем SiO₂ (2) сразу после имплантации ионов In⁺ и Sb⁺ и (3) после имплантации и отжига при температуре 800 °С. На вставке — участки соответствующих спектров в диапазоне частот $170\text{--}210 \text{ см}^{-1}$.

Sb^+ пленкой SiO_2 , интенсивность этого пика в 1.8 раза больше, чем в спектре монокристаллической пластины кремния. Отжиг при температуре 800°C практически не повлиял на величину интенсивности этого пика. Ширина пика КРС на полувысоте во всех трех случаях составляла 4.5 см^{-1} . Полученные результаты указывают на то, что имплантированная ионами In^+ и Sb^+ пленка SiO_2 одинаково прозрачна как до, так и после отжига. При этом увеличение интенсивности пика рассеяния на частоте 520.5 см^{-1} может быть обусловлено тем, что слой SiO_2 соответствующей толщины действует как просветляющее покрытие.

В спектре КРС на рис. 1 наблюдается слабоинтенсивный пик на частоте 300 см^{-1} , природа которого ассоциируется с удвоенной частотой акустического фона в монокристаллической кремниевой подложке. Подробный анализ спектров КРС показал, что отжиг образцов после имплантации ионов In^+ и Sb^+ при температуре 800°C сопровождается появлением полосы рассеяния в области частот от ~ 180 до $\sim 200\text{ см}^{-1}$ (см. вставку на рис. 1). Природа этой полосы может быть обусловлена рассеянием на оптических фонах связей In-Sb в кристаллической матрице InSb .

На рис. 2 представлены спектры КРС, измеренные в частотном диапазоне $160\text{--}230\text{ см}^{-1}$ от имплантированных пленок SiO_2 после отжига при температурах 800 , 900 , 1000 и 1100°C . Из рисунка видно, что увеличение температуры отжига от 800 до 900°C приводит к увеличению интенсивности полосы КРС. Кроме этого, в спектре четко проявляются 2 пика на частотах около 187 и 195 см^{-1} , которые близки по частоте к поперечной (TO) и продольной (LO) модам оптического фона в матрице InSb , но смещены в высокочастотную область на 7.3 и 4.3 см^{-1} соответственно [6]. Увеличение температуры отжига до 1000°C приводит к дальнейшему увеличению интенсивности пиков КРС. С ростом температуры отжига до 1100°C интенсивность КРС в области указанных частот заметно падает. Однако пики при этом становятся более четкими. С целью более подробного анализа параметров наблюдаемых пиков КРС, экспериментальные кривые раскладывались на 2 пика в форме распределения Гаусса с максимумами 187 и 195 см^{-1} . Анализ показал, что в спектрах образцов, отожженных при температуре ниже 1000°C , доминирует низкочастотная TO-подобная мода. При этом с ростом температуры отжига от 800 до 1000°C ее ширина на полувысоте уменьшается от 13 до $\sim 7\text{ см}^{-1}$. При температурах отжига $1000\text{--}1100^\circ\text{C}$ интенсивности TO- и LO-подобных мод становятся сопоставимыми. Надо заметить, что ширина LO-подобной моды мало изменяется с температурой отжига и составляет $\sim 4.5\text{--}5\text{ см}^{-1}$.

Изменение интенсивности пиков КРС с ростом температуры отжига коррелирует с изменением плотности нанокристаллов, формирующихся в матрице SiO_2 в процессе отжига [5]. Поэтому наблюдаемые пики КРС на частотах 187 и 195 см^{-1} естественно связать

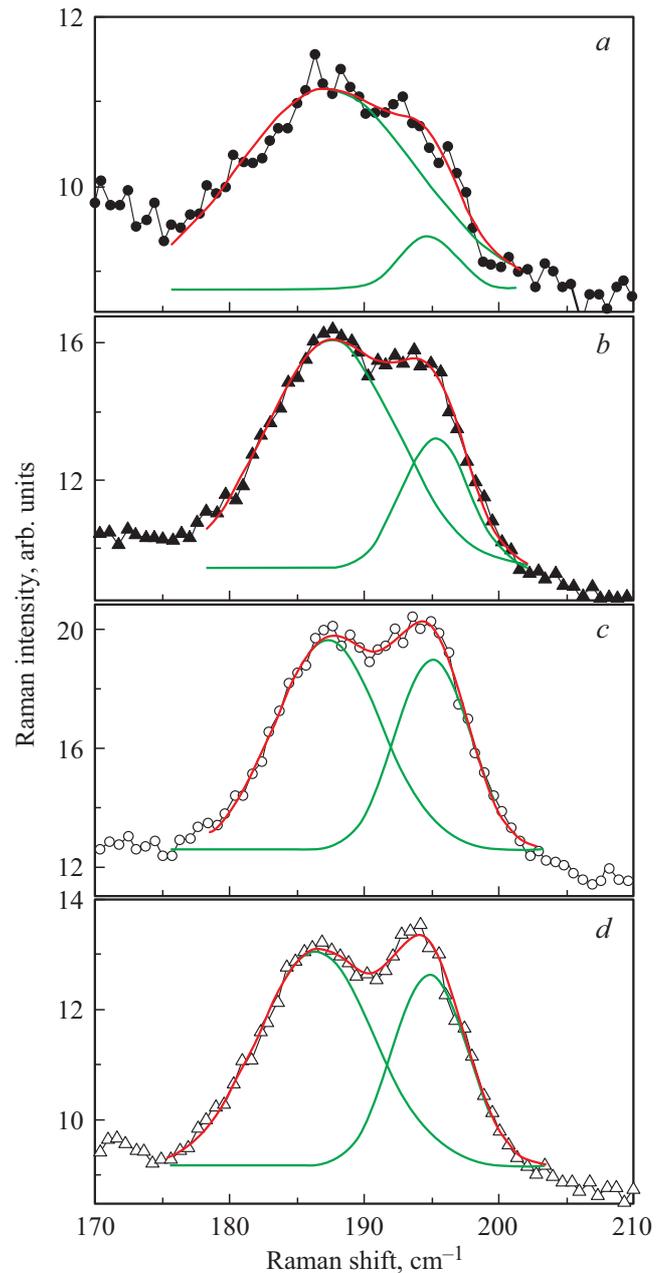


Рис. 2. Спектры КРС, измеренные в частотном диапазоне $160\text{--}230\text{ см}^{-1}$ от имплантированных пленок SiO_2 после отжига при температурах, $^\circ\text{C}$: 800 (a), 900 (b), 1000 (c) и 1100 (d).

с поперечной и продольной модами оптического фона в нанокристаллах InSb . Наряду с высокочастотным смещением TO- и LO-моды в спектрах нанокристаллов InSb по сравнению с их значениями в монокристаллическом объемном материале наблюдается и уменьшение величины расщепления оптического фона. В наших экспериментах это расщепление составляло 8 см^{-1} , в то время как в объемном монокристалле InSb его величина равна 11 см^{-1} . Следует подчеркнуть, что эта разница в 3 см^{-1} не зависит от температуры отжига, т.е. не зависит и от размеров нанокристаллов. Экспе-

риментально наблюдаемые высокочастотные смещения частот ТО- и LO-мод являются эффективными величинами, зависящими от целого ряда факторов: квантово-размерного эффекта, механических напряжений, а также от состояния границы раздела между нанокристаллом и окружающей матрицей SiO₂. Вклад каждого из этих эффектов в смещение линий ТО- и LO-фононов будет оценен далее.

С целью учета вклада квантово-размерного эффекта в смещение частоты оптического фонона в нанокристаллах InSb, спектры КРС в зависимости от размера нанокристалла были рассчитаны в рамках модели пространственной локализации фонона [7–9]. Из-за увеличения неопределенности по квазиимпульсу спектр фонона, локализованного в нанокристалле, может быть представлен в виде суперпозиции плоских мод с волновым вектором q в окрестности значения волнового вектора q_0 в бесконечном кристалле [9]. При этом волновая функция пространственно ограниченного фонона $\Psi(q_0, r)$ является произведением функции Блоха $\Phi(q_0, r)$, которая описывает волновую функцию фонона в бесконечном кристалле, и некоторой огибающей функции $W(r, L)$ с характерным размером, равным размеру кристалла L :

$$\Psi(q_0, r) = W(r, L)\Phi(q_0, r) = \Psi'(q_0, r)u(r), \quad (1)$$

где $\Phi(q_0, r) = u(r) \exp(iq_0 r)$ — волновая функция фонона в бесконечном кристалле, $u(r)$ — функция с периодичностью решетки InSb, r — координата решетки. В уравнении (1)

$$\Psi'(q_0, r) = W(r, L) \exp(iq_0 r). \quad (2)$$

Функция $\Psi'(q_0, r)$ может быть записана в виде преобразования Фурье:

$$\Psi'(q_0, r) = \int C(q_0, q) \exp(iq_0 r) d^3r, \quad (3)$$

где $C(q_0, q)$ — коэффициент Фурье, который является фурье-образом функции $\Psi'(q_0, r)$. Вероятность обнаружить фонон с квазиимпульсом $\hbar q$ в этой волновой суперпозиции равна $|C(q, q_0)|^2$. В приближении сферической зоны Бриллюэна для сплошной механической среды интенсивность сигнала КРС может быть выражена следующим образом:

$$I(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{|C(q, q_0)|^2 d^3r}{[\omega - \omega(q)]^2 + \left(\frac{\Gamma_0}{2}\right)^2}, \quad (4)$$

где $\omega(q)$ — соотношение для дисперсии фонона, $\Gamma_0 = 8 \text{ см}^{-1}$ — ширина на полувысоте одиночной моды фонона в монокристаллическом объемном InSb [4]; $|C(0, q)|^2$ — убывающая функция, описывающая степень локализации фонона в нанокристалле. $|C(0, q)|^2$ может быть представлена в виде [9]

$$|C(q, q_0)|^2 = \exp\left(\frac{-q^2 L^2}{8}\right). \quad (5)$$

Принимая во внимание выражение (5), интенсивность КРС как функция частоты имеет вид

$$I(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\exp\left(-\frac{q^2 L^2}{8}\right) d^3r}{[\omega - \omega(q)]^2 + \left(\frac{\Gamma_0}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

интегрируя от 0 до q_1 , где $q_1 = \pi/a$ — волновой вектор на границе зоны Бриллюэна, $a = 0.648 \text{ нм}$ — постоянная решетки InSb. Соотношение для дисперсии фонона $\omega(q)$ соответствует выражению дисперсии для линейной цепочки, состоящей из двух сортов атомов с массами m_1 и m_2 . Выражение для дисперсии фононов $\omega(q)$ было рассчитано из уравнения Лагранжа для случая бесконечной линейной цепочки:

$$\omega_{1,2} = \frac{\beta}{m_1 m_2} \left[(m_1 + m_2) + \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos(qa)} \right], \quad (7)$$

где $m_1 = 114.8 \text{ а.е.м.}$ — масса атома In, $m_2 = 121.7 \text{ а.е.м.}$ — масса атома Sb, β — коэффициент упругости, зависящий от частоты колебательной моды следующим образом:

$$\beta_{\text{LO,TO}} = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{1}{2\omega_{\text{LO,TO}}^2}, \quad (8)$$

где $\omega_{\text{LO}} = 190.7 \text{ см}^{-1}$ — частота продольной оптической моды в монокристалле InSb, $\omega_{\text{TO}} = 179.7 \text{ см}^{-1}$ — частота поперечной оптической моды в монокристалле InSb [7].

Расчеты частоты ТО- и LO-моды были сделаны в зависимости от радиуса сферического нанокристалла InSb. Эти значения представлены на рис. 3. Согласно полученным результатам, для нанокристаллов с радиусом $< 10 \text{ нм}$ наблюдается как асимметричное уширение линии оптических фононов, так и низкочастотное смещение их максимума. Для нанокристаллов с радиусом $> 10 \text{ нм}$ частоты ТО- и LO-мод практически совпадают с их значениями в матрице объемного монокристаллического InSb. Следует подчеркнуть, что никакого влияния размера нанокристалла на величину расщепления моды оптического фонона замечено не было. Независимо от размера нанокристалла величина расщепления всегда составляла 11 см^{-1} и соответствовала его значению в объемном монокристалле InSb. Итак, расчеты показывают, что никакого размерного эффекта в спектре оптических фононов нанокристаллов InSb с размерами $> 10 \text{ нм}$ не наблюдается.

Учет влияния деформаций на частоту оптических фононов может быть сделан на основе зависимостей, полученных в работе [7]. В работе [7] экспериментально было показано, что частоты оптических фононов увеличиваются почти линейно с ростом давления P . При этом постоянная решетки также изменяется практически пропорционально приложенному давлению. Полученные экспериментальные зависимости были аппроксимирова-

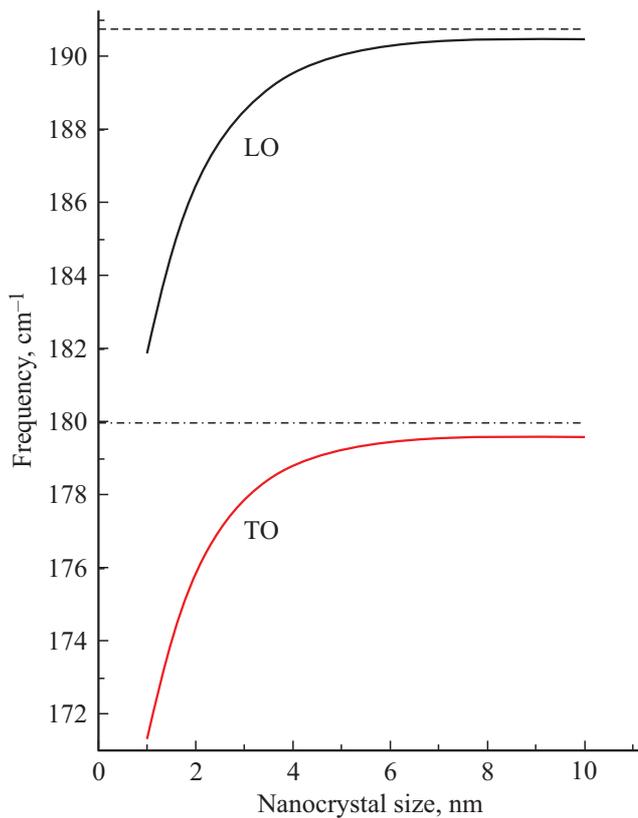


Рис. 3. Частоты ТО- (а) и LO-моды (б), рассчитанные в рамках модели пространственной локализации фонона, как функция радиуса сферического нанокристалла InSb.

ны следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\omega_{\text{TO}} &= 179.7 + 5.01P - 0.10P^2 \\ &= 179.7 - 761(\Delta a/a),\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\omega_{\text{LO}} &= 190.7 + 5.11P - 0.31P^2 \\ &= 190.7 - 668(\Delta a/a),\end{aligned}\quad (10)$$

где ω выражена в см^{-1} , давление P выражено в ГПа. Величина деформации $\Delta a/a$ может быть оценена по сдвигу самой высокочастотной линии в спектре оптических фононов, т.е. частоты продольного оптического фонона ω_{LO} . Дело в том, что частота продольного оптического фонона меньше всего подвержена искажению за счет вклада других колебаний. В то время как наблюдение высокочастотного смещения поперечной оптической моды может быть искажено, например, за счет вклада рассеяния на поверхностных фононах. Из выражения (10) величина деформаций, соответствующая частоте продольного оптического фонона 195 см^{-1} (рис. 2), получается равной -0.0064 . Это в свою очередь должно достигаться при давлениях около 10 кбар [7]. Такое значение давления, согласно выражению (9), соответствует частоте поперечного оптического фоно-

на $\sim 184.5 \text{ см}^{-1}$, что на $\sim 2.5 \text{ см}^{-1}$ меньше значения, наблюдаемого экспериментально.

Как уже отмечалось выше, появление поверхностных фононов на границе раздела между нанокристаллом InSb и окружающей матрицей оксида кремния также может стать одной из причин наблюдаемого расщепления моды оптического фонона. В наших экспериментах диаметр нанокристаллов сопоставим с корреляционной длиной фонона. Поэтому мы вправе предположить наличие плоской границы раздела InSb/SiO₂. Отсутствие сдвигов в положении низкочастотного пика в спектре КРС также может быть аргументом в пользу отсутствия размерно-зависимого эффекта частоты поверхностного фонона. Условие существования поверхностной моды может быть записано следующим образом:

$$\varepsilon_{\text{SiO}_2} + \varepsilon_{\text{InSb}} = 0, \quad (11)$$

где $\varepsilon_{\text{SiO}_2} = 3.9$ — статическая диэлектрическая постоянная SiO₂, $\varepsilon_{\text{InSb}}$ — диэлектрическая постоянная полярного кристалла InSb, которая является функцией частоты [10]:

$$\varepsilon_{\text{InSb}}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2}. \quad (12)$$

После подстановки выражения (12) выражение (11) преобразуется к виду

$$\varepsilon_{\text{SiO}_2} + \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega^2}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2} = 0, \quad (13)$$

где $\omega_{\text{LO}} = 195 \text{ см}^{-1}$ получено из эксперимента (рис. 2), $\varepsilon_{\infty} = 15.9$. Частота ТО-подобного фонона с учетом деформаций составляет 184 см^{-1} . После подстановки этих значений в выражение (13) находим частоту поверхностного фонона $\omega = 192 \text{ см}^{-1}$. Это на 5 см^{-1} больше частоты экспериментально наблюдаемого ТО-подобного пика. Можно предположить, что экспериментально наблюдаемый низкочастотный пик в спектре КРС является суперпозицией моды поперечного оптического фонона и моды поверхностного фонона.

В наших экспериментах пленка SiO₂ содержит сферические нанокристаллы InSb, размеры которых много меньше длины волны падающего света. При этом диэлектрические постоянные InSb и SiO₂ сильно различаются. В таких средах можно наблюдать рассеяние на частоте Фрелиха [11]. Резонанс Фрелиха наблюдается на частотах, соответствующих растянутым анион-катионным модам на поверхности сферических нанокристаллов и не зависит от размера частицы, на которой происходит рассеяние [12]:

$$\omega_{\text{F}} = \left(\frac{\varepsilon_{\infty} \omega_{\text{LO}}^2 + 2\varepsilon_{\text{SiO}_2} \omega_{\text{TO}}^2}{\varepsilon_{\infty} + 2\varepsilon_{\text{SiO}_2}} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

После подстановки значений диэлектрических постоянных для оксида кремния и для InSb, а также значений частот LO- и ТО-моды в объемном кристалле InSb в

выражение (14) получим частоту резонанса Фрелиха $\omega_F = 187 \text{ см}^{-1}$. Это в точности совпадает с экспериментально наблюдаемым положением низкочастотной компоненты в спектре КРС (рис. 2). Качественно температурная зависимость интенсивности и ширины низкочастотного пика в спектре КРС также соответствует поведению моды Фрелиха. А именно, с увеличением температуры отжига, а следовательно, с ростом средних размеров нанокристаллов интенсивность рассеяния на последних увеличивается, а ширина линии при этом уменьшается. С другой стороны, поскольку частота резонанса Фрелиха зависит от значений частот ТО- и ЛО-моды, то в ионно-синтезированных напряженных нанокристаллах она также может быть сдвинута в высокочастотную область. Согласно оценкам, сделанным с учетом напряжений, ω_F может составлять $\sim 191 \text{ см}^{-1}$. Установить, действительно ли природа наблюдаемого пика обусловлена резонансом на частоте Фрелиха, необходимо проведение дополнительных исследований методом спектроскопии поглощения в дальнем инфракрасном диапазоне.

4. Заключение

Изучены спектры КРС пленок SiO_2 , содержащих сферические нанокристаллы InSb, полученные методом ионно-лучевого синтеза в результате имплантации ионов In^+ и Sb^+ с энергией 200 кэВ, дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и последующего отжига при температурах 800–1100°C. ТО- и ЛО-подобные моды в спектрах КРС нанокристаллов InSb были обнаружены на частотах 187 и 195 см^{-1} соответственно. Высокочастотное смещение этих мод по сравнению с их значениями в объемных кристаллах InSb составило 7.3 и 4.3 см^{-1} соответственно и не зависело от размеров нанокристаллов. Обнаружено, что ЛО-ТО расщепление моды оптического фонона составляет 8 см^{-1} . Это на 3 см^{-1} меньше, чем его значение в объемном монокристалле. Рост температуры отжига от 800 до 1000°C, что соответствовало росту средних размеров нанокристаллов InSb от ~ 10 до ~ 20 нм [5], приводит к уменьшению ширины ТО-подобной моды и росту ее интенсивности. ЛО-подобная мода также растет в интенсивности, но ширина ее практически не изменяется. Полученные результаты проанализированы с точки зрения влияния квантово-размерного эффекта, механических напряжений в нанокристаллах, частоты оптического фонона, а также рассеяния на частоте, соответствующей растянутым анион-катионным модам на поверхности полярных сферических нанокристаллов. На основе анализа сделан вывод о том, что положение моды 195 см^{-1} соответствует ЛО-фонону в нанокристаллах InSb, гидростатически сжатых в матрице SiO_2 при давлениях около 10 кбар. Положение моды 187 см^{-1} соответствует резонансу на частоте Фрелиха.

Работа выполнена в рамках проекта Министерства образования и науки РФ (ГЗ 0306-2016-0004).

Список литературы

- [1] M.I. Vasilevskiy. Phys. Rev. B, **66**, 195326 (2002).
- [2] G. Armelles, T. Utzmeier, P.A. Postigo, F. Briones, J.C. Ferrer, P. Peirò, A. Comet. J. Appl. Phys., **81**, 6339 (1997).
- [3] B. Capoen, V.Q. Lam, S. Turrel, L.P. Vilcot, F. Beclin, Y. Jestin, M. Bouazaoui. J. Non-Cryst. Sol., **351**, 1819 (2005).
- [4] D. Chen, C. Li, Z. Zhu, J. Fan, S. Wei. Phys. Rev. B, **72**, 075341 (2005).
- [5] I.E. Tyschenko, M. Voelskow, A. G. Cherkov, V. P. Popov. Semiconductors, **48**, 1228 (2014).
- [6] I.H. Campbell, P.M. Fauchet. Sol. St. Commun., **58**, 739 (1986).
- [7] K. Aoki, E. Anastassakis, M. Cardona. Phys. Rev. B, **30**, 681 (1984).
- [8] H. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. Sol. St. Commun., **39**, 625 (1981).
- [9] V.A. Volodin, V.A. Sachkov. J. Exp. Theor. Phys., **116**, 87 (2013).
- [10] P.Y. Yu, M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties*, eds by H.E. Stanley, W.T. Rhodes (Springer, Heidelberg–Dordrecht–London–N.Y., 2010).
- [11] R. Ruppini, R. Englman. Rep. Progr. Phys., **33**, 149 (1970).
- [12] M.I. Vasilevskiy, A.G. Rolo, M.V. Artemyev, S.A. Filonovich, M.J.M. Gomes, Yu.P. Rakovich. Phys. Status Solidi B, **224**, 599 (2001).

Редактор А.Н. Смирнов

Raman scattering in spherical InSb nanocrystals ion-beam-synthesized in silicon dioxide films

I.E. Tyschenko, V.A. Volodin, V.P. Popov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Raman scattering spectra measured from the spherical InSb nanocrystal contained SiO_2 films produced by ion-beam synthesis were investigated. The TO- and LO-like modes were observed in the Raman spectra of InSb nanocrystals at the frequencies of 187 and 195 см^{-1} respectively. The high frequency shifts in the phonon mode positions, as compared to those in monocrystalline InSb, were analyzed as a result of the quantum confinement effect as well as the effect of mechanical stresses in the nanocrystals and scattering on the stretched cation-anion bond frequency on the spherical nanocrystal surface. The 195 см^{-1} mode frequency corresponds to the LO-phonon mode in the InSb nanocrystals hydrostatically stressed under pressure about 10 kbar. The 187 см^{-1} mode frequency is equal to the Fröhlich resonance frequency.