

ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ КЛАСТЕРАХ GaAs И AlAs В МАТРИЦЕ InAs

Д.А.Тэнне¹⁾, В.А.Гайслер, А.К.Бакаров, А.И.Торопов, А.К.Гутаковский,
А.П.Шебанин⁺, Д.Р.Т.Цан^{*2)}

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

⁺Объединенный институт геологии, геофизики и минералогии Сибирского отделения РАН,
630090 Новосибирск, Россия

^{*}Institut für Physik, Technische Universität Chemnitz, D-09107 Chemnitz, Germany

Поступила в редакцию 31 августа 1999 г.

Методом комбинационного рассеяния света исследованы структуры с наноразмерными кластерами GaAs и AlAs, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InAs с использованием механизма самоорганизованного роста под действием механических напряжений. В спектрах наблюдался существенный сдвиг линий фононов кластеров GaAs и AlAs относительно частот фононов в объемных материалах (36 и 24 см⁻¹ для LO и TO фононов GaAs, 55 и 28 см⁻¹ для AlAs LO и TO фононов, соответственно). Этот факт объясняется наличием сильных механических напряжений в кластерах GaAs и AlAs. Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными зависимостями частот фононов от напряжений свидетельствует о том, что кластеры GaAs и AlAs являются псевдоморфными, т.е. не содержат дислокаций, приводящих к релаксации механических напряжений. В интервале между частотами TO и LO фононов InAs в спектрах комбинационного рассеяния проявляются особенности интерфейсных фононов, положение которых также свидетельствует о формировании трехмерных островков GaAs и AlAs и хорошо описывается диэлектрической континуальной моделью.

PACS: 63.22.+m, 78.30.Fs

В последние несколько лет интенсивно исследуются полупроводниковые структуры с квантовыми точками, получаемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии в напряженных гетероэпитаксиальных системах с использованием эффектов самоорганизованного роста. Самоорганизация наноструктур состоит в том, что при осаждении материала на подложку, рассогласованную по параметру кристаллической решетки, при определенных условиях происходит спонтанное формирование трехмерных островков осаждаемого материала (квантовых точек) с уменьшением суммарной упругой энергии гетеросистемы (механизм роста Странского – Крастанова). К настоящему времени опубликовано много работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию механизмов формирования самоорганизованных квантовых точек, их структурных, электронных и оптических свойств. При этом наиболее изученной является система квантовых точек InAs, выращенных на поверхности GaAs (обзор содержится в работе [1]). Колебательные свойства структур с квантовыми точками гораздо менее изучены. Для квантовых точек InAs в матрице GaAs имеются данные о спектре оптических фононов, полученные с помощью

¹⁾ e-mail: tenne@thermo.isp.nsc.ru

²⁾ D.R.T.Zahn

резонансной фотолюминесценции [1] и теоретические расчеты с учетом распределения механических напряжений [2]. Также имеются немногочисленные работы, сообщающие об изучении комбинационного рассеяния (КР) света на фононах в квантовых точках, выращенных в других гетероэпитаксиальных системах (Ge на Si [3], (In,Ga,Al)Sb на GaAs [4], InSb на InP [5], InAs на InP [6]).

В данной работе исследован фононный спектр наноразмерных кластеров GaAs и AlAs в матрице InAs. Особенностью системы кластеров GaAs и AlAs на поверхности InAs по сравнению с другими напряженными гетероэпитаксиальными системами, изучавшимися ранее (InAs на GaAs [1], Ge на Si [3, 7], (In,Ga,Al)Sb на GaAs [4], CdSe на ZnSe [8]), является меньшее значение постоянной кристаллической решетки материала кластера относительно подложки, что задает противоположный знак упругой деформации (растяжение кластера). Насколько нам известно, такие наноструктуры до сих пор не исследовались.

Образцы структур с самоорганизованными кластерами GaAs/InAs и AlAs/InAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber-32P. Рост производился на поверхности (001) InAs при температуре подложки 430–445 °С. Скорости роста InAs, GaAs и AlAs составляли 0.25, 0.06 и 0.04 монослоя в секунду, соответственно. Процесс роста контролировался при помощи дифракции быстрых электронов на отражение. По данным последней, после осаждения 1.8 монослоя GaAs (AlAs) на поверхность InAs наблюдался переход от послойного (двумерного) роста к трехмерному, то есть начало формирования островков. Были выращены структуры, состоящие из 5 слоев кластеров GaAs, разделенных слоями InAs толщиной 10 нм. Номинальные толщины слоев GaAs составляли 5, 3.5 и 2 монослоя для образцов A, B и C, соответственно. Верхний слой кластеров GaAs был закрыт тонким (2 нм) слоем InAs. Был также выращен образец D, полностью аналогичный образцу C, но содержащий кластеры AlAs вместо GaAs.

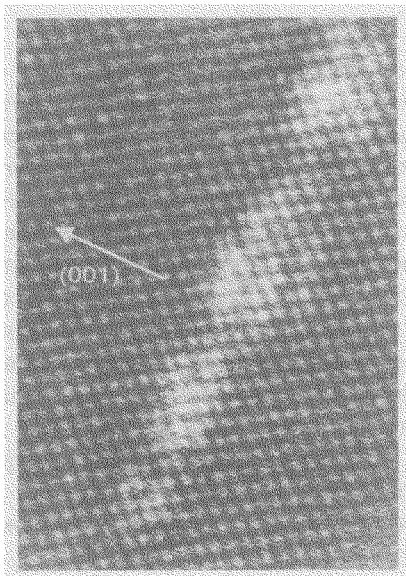


Рис.1. Изображение поперечного среза образца D, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Светлые области – кластеры AlAs. Стрелкой указано направление роста структуры.

Образование трехмерных островков GaAs и AlAs в выращенных структурах было подтверждено методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. На рис.1 показано изображение образца *D* с атомарным разрешением. Островки AlAs имеют средние размеры 3–4 нм в плоскости слоев и 1.5–2 нм в перпендикулярном направлении. Согласно данным электронной микроскопии для образца, аналогичного образцу *B*, но содержащего только один слой кластеров GaAs, островки GaAs характеризуются большими размерами (более 10 нм в плоскости слоев).

Для экспериментального исследования фононного спектра структур с квантовыми точками использовался метод спектроскопии КР. Рассеяние света изучалось при температурах 300 и 80 К при возбуждении светом Ag^+ -лазера с длиной волны 514.5 нм. Спектры КР записывались на спектрометрах Jobin Yvon U1000 и Dilor XY800 в геометрии обратного рассеяния.

На рис.2 приведены спектры КР образцов *A–D*. Наряду с пиками *LO* и *TO* фононов InAs (242 и 219 см^{-1}) спектры образцов *A–C* содержат линии *LO* и *TO* фононов кластеров GaAs (259 и 247 см^{-1}). Положение линий практически одинаково для всех образцов. На частотах колебаний объемного (ненапряженного) GaAs (295 и 271 см^{-1} для *LO* и *TO* фононов) никаких особенностей не наблюдалось. В образце *D* также имеет место существенный сдвиг фононных частот кластеров AlAs относительно значений для объемного материала. В спектре КР этого образца линии *LO* и *TO* фононов кластеров AlAs наблюдаются на 350 и 335 см^{-1} , тогда как их частоты в объемном AlAs — 405 и 363 см^{-1} , соответственно. Такие большие величины сдвигов частот фононов можно объяснить только наличием сильных механических напряжений в кластерах GaAs и AlAs. Поскольку средний размер кластеров GaAs достаточно велик, эффекты локализации не оказывают существенного влияния на частоты фононов. Кластеры AlAs имеют меньшие размеры, но сдвиг частот фононов из-за эффекта локализации и в этом случае невелик вследствие слабой дисперсии фононов AlAs [9, 10]. Наблюдаемый в спектре КР сдвиг линии *LO* фонона относительно значения для объемного ненапряженного AlAs (55 см^{-1}) примерно в 5 раз превышает всю дисперсию *LO* фононов AlAs в направлении (001) ($8\text{--}10\text{ см}^{-1}$ [9]).

Зависимость частот оптических фононов в GaAs от механических напряжений хорошо известна. Сдвиги фононных частот в деформированных кристаллах типа цинковой обманки рассчитываются путем решения характеристического уравнения [11]. В частности, в наноструктурах, выращенных в направлении (001), фононные частоты определяются из уравнения

$$p\varepsilon_{zz} + q(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) = \omega^2 - \omega_0^2 \quad (1)$$

для *LO* фононов и

$$p\varepsilon_{xx} + q(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = \omega^2 - \omega_0^2 \quad (2)$$

для *TO* фононов. Здесь ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} — диагональные компоненты тензора деформаций, ω и ω_0 — частоты фононов в напряженном и ненапряженном материале, соответственно. Величины p и q — это фононные деформационные потенциалы, определяющие зависимость частот фононов от механических напряжений. Для GaAs мы использовали данные работы [12]. На рис.2 стрелками показаны значения частот фононов напряженного GaAs, рассчитанные согласно модели псевдоморфного слоя, описанной в [13, 14]: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon = 0.07$, $\varepsilon_{zz} = 2S_{12}/(S_{11} + S_{12})\varepsilon$, где S_{11} и S_{12} — постоянные упругой податливости, взятые из работ [11, 15]. В реальной структуре напряжения распределены неоднородно [2], однако фононы локализованы во всем кластере, и их частоты определяются усредненными значениями напряжений. Рас-

считанная нами таким образом энергия LO фонона псевдоморфного $InAs$ составляет 32.3 мэВ, что практически совпадает со значением, полученным в работе [2] с учетом неоднородного распределения напряжений (32.1 мэВ). Как видно из рис.2, экспериментальные положения линий LO и TO фононов в спектрах КР кластеров $GaAs$ хорошо соответствуют рассчитанным частотам, что свидетельствует об отсутствии в $GaAs$ дислокаций, приводящих к релаксации механических напряжений.

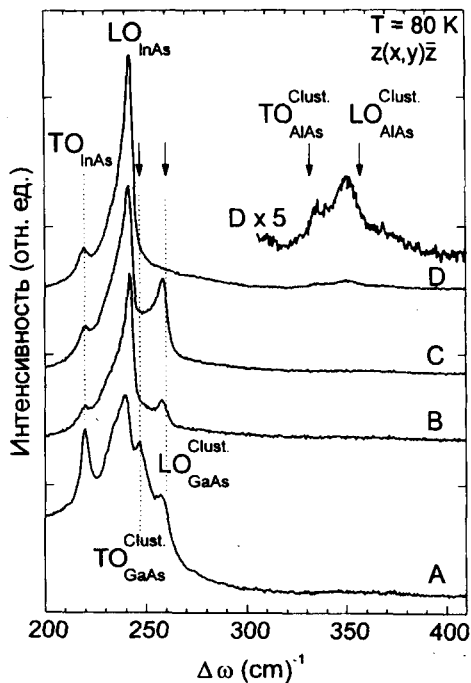


Рис.2. Спектры КР света образцов А-Д. Стрелками показаны частоты фононов, рассчитанные для псевдоморфных слоев $GaAs$ и $AlAs$

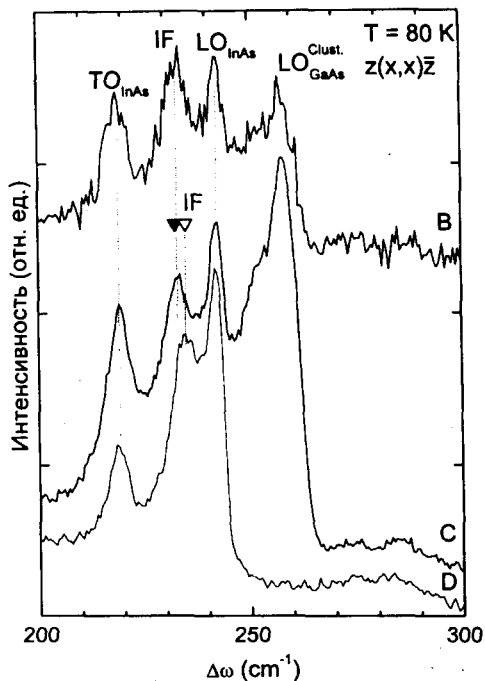


Рис.3. Спектры КР образцов В, С и Д в параллельной поляризационной геометрии. Светлым и черным треугольниками показаны частоты первых интерфейсных мод $InAs$ диапазона для кластеров $GaAs$ и $AlAs$, соответственно

Для $AlAs$, насколько нам известно, в настоящее время в литературе отсутствуют данные о фоновых деформационных потенциалах. Для приблизительной оценки положения частот фононов в кластерах $AlAs$ мы полагали величины такими же, как для $GaAs$. Такое предположение оправдано, так как эти параметры выражаются через эффективные межатомные силовые константы [11]. Проведенные из первых принципов теоретические расчеты дисперсии фононов [9] показывают, что силовые константы $GaAs$ и $AlAs$ очень близки и фононный спектр объемного $AlAs$ очень хорошо описывается расчетом на основе силовых констант $GaAs$. Упругие постоянные $GaAs$ и $AlAs$ также различаются незначительно (не более, чем на 5% [15]). Значения фононных частот для псевдоморфных кластеров $AlAs$, рассчитанные аналогично описанному выше для $GaAs$, показаны стрелками на рис.2. Как видно из рисунка, и в случае $AlAs$ наблюдается хорошее согласие рассчитанных частот фононов с экспериментальными.

В диапазоне частот $InAs$ между линиями TO и LO фононов объемного $InAs$ в спектрах КР при параллельной поляризационной конфигурации проявляется особен-

ность, связанная с интерфейсными фононами (рис.3). В структурах с кластерами GaAs (образцы A-C) положение этой особенности — 233 см^{-1} независимо от количества осажденного GaAs, а в образце D, содержащем кластеры AlAs, она сдвинута в высокочастотную сторону (235.5 см^{-1}). Интерфейсные фононы, то есть колебательные моды, локализованные вблизи гетерограницы и экспоненциально затухающие по обе стороны от нее, существуют в частотных диапазонах как кластера, так и окружающего материала. Пользуясь диэлектрической континуальной моделью [16], мы рассчитали частоты первых интерфейсных мод в InAs диапазоне для сферических кластеров GaAs и AlAs, окруженных матрицей InAs. Результаты расчета (см. рис.3) хорошо соответствуют экспериментальным данным и правильно описывают разницу между положением линий интерфейсных фононов в структурах с кластерами GaAs и AlAs. Эта разница определяется различием частот оптических фононов и, соответственно, диэлектрических функций GaAs и AlAs.

Следует заметить, что в сверхрешетке с плоскими границами, имеющей большое соотношение толщин слоев, как в данных образцах (10 нм InAs и 0.6–1 нм GaAs или AlAs), полосы интерфейсных фононов должны проявляться в узких интервалах ($1\text{--}2 \text{ см}^{-1}$) вблизи частот *TO* и *LO* фононов объемных материалов [17, 18]. Поэтому появление линий интерфейсных фононов приблизительно посередине частотного интервала между *TO* и *LO* фононами InAs свидетельствует о формировании трехмерных кластеров GaAs (AlAs).

Таким образом, в данной работе исследован спектр оптических фононов наноразмерных кластеров GaAs и AlAs в матрице InAs. Согласно проведенному расчету зависимости фононных частот от механических напряжений, наблюдаемые в спектрах КР света сдвиги частот фононов свидетельствуют о том, что кластеры GaAs и AlAs не содержат дислокаций, приводящих к релаксации напряжений. В диапазоне частот InAs в спектрах наблюдаются линии интерфейсных фононов, положение которых хорошо описывается диэлектрической континуальной моделью.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект #98-02-17827) и гранта Сибирского отделения РАН для молодых ученых (Д.А.Тэннэ).

-
1. Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, В.А.Шукин и др., ФТП **32**, 385 (1998).
 2. M.Grundmann, O.Stier, and D.Bimberg, Phys. Rev. **B42**, 11969 (1995).
 3. J.Groenen, R.Carles, S.Christiansen et al, Appl. Phys. Lett. **71**, 3856 (1997).
 4. B.R.Bennett, B.V.Shanabrook, and R.Magno, Appl. Phys. Lett. **68**, 958 (1996).
 5. G.Armelles, T.Utzmeier, P.A.Postigo et al, J. Appl. Phys. **81**, 6339 (1997).
 6. J.Groenen, A.Mlayah, R.Carles et al, Appl. Phys. Lett. **69**, 943 (1996).
 7. Feng Liu, M.C.Lagally, Surface science **386**, 169 (1997).
 8. J.L.Merz, S.See, and J.K.Furdyna, Journal of Crystal Growth **184/185**, 228 (1998).
 9. P.Giannozzi, S. de Gironcoli, P.Pavone, and S.Baroni, Phys. Rev. **B43**, 7231 (1991).
 10. В.А.Гайслер, Д.А.Тэннэ, Н.Т.Момегов и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 371 (1995).
 11. F.Cerdeira, C.J.Buchenaue, F.H.Pollak, and M.Cardona, Phys. Rev. **B5**, 580 (1972).
 12. P.Wickboldt, E.Anastassakis, R.Sauer, and M.Cardona, Phys. Rev. **B35**, 1362 (1987).
 13. E.Anastassakis, in *Light Scattering in Semiconductor Structures and Superlattices*, Eds. D.Lockwood and J.F.Young, Plenum, New York, 1991, p.173.
 14. E.Anastassakis, J. Appl. Phys. **68**, 4561 (1990).
 15. S.Adachi, J. Appl. Phys. **58**, R1-R29 (1985).
 16. P.A.Knipp, and T.L.Reinecke, Phys. Rev. **B46**, 10310 (1992).
 17. B.Jusserand and M.Cardona, in *Light Scattering in Solids V*, Eds. M.Cardona and G.Güntherodt, Springer, Heidelberg, 1989, p.49.
 18. A.K.Sood, J.Menendez, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. **54**, 2115 (1985).