УДК 534-16;534.014.1

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ И КВАНТОВЫХ ПЛЕНКАХ

## © 2009 г. Н. Н. Овсюк

Учреждение Российской академии наук Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск E-mail: ovsyuk@uiggm.nsc.ru

Цель нашей работы, анализируя спектры комбинационного рассеяния света, обнаружить и объяснить сходство и различие во взаимодействии электронов с акустическими фононами в квантовых точках и квантовых пленках.

Область наноразмерной науки, которая имеет дело со свойствами фононов в наноструктурах и с управлением дисперсией фононов, т.е. с фононной инженерией, называется нанофононикой. Создание электронных устройств с размерами, меньшими средней длины свободного пробега акустических фононов, создает новые возможности для распространения и взаимодействия фононов.

Роль взаимодействия электронов с акустическими фононами для оптических и электрических свойств наноструктур становится наиболее заметной в следующих случаях: 1) при уменьшении размеров структур в электрон-фононное взаимодействие вовлекаются фононы с большим волновым вектором и рассеяние электронов акустическими фононами становится более заметным по сравнению с рассеянием оптическими фононами, 2) при ослаблении или запрещении рассеяния на оптических фононах, доминирующего в объемном случае, из-за фазово-пространственных ограничений, 3) при уменьшении количества дефектов в процессе развития технологии наноструктур когда взаимодействие электронов с оптическими фононами уменьшается и минимальная ширина линий в оптических спектрах определяется взаимодействием электронов с акустическими фононами.

Начнем с рассмотрения комбинационного рассеяния (КР) на квантовых точках (КТ), наиболее полно исследованного по сравнению с КР на пленках. Мы выбрали для исследования КТ Ge в диэлектрической матрице, поскольку именно их используют в настоящее время в качестве носителей для одноэлектронных устройств энергонезависимой памяти с плавающим затвором [1]. Нанокристаллы Ge синтезировались с использованием реакции диспропорционирования  $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} +$ +GeO<sub>2</sub> в потоке гелия при температурах синтеза от 300 до 550°С [2]. В результате получалась гетерофазная пленка, в которой кристаллы Ge диспергированы в объеме аморфной диэлектрической матрицы GeO<sub>2</sub>. Условия синтеза позволяли управлять размерами микрокристаллов.

Различают два типа акустических колебаний КТ : сферические и торсионные, причем только их низкоэнергетические моды активны в КР. Различить их можно с помощью поляризационных измерений, так как сферические колебания дают поляризованное рассеяние, а торсионные – деполяризованное. Спектры КР от КТ записывались в геометрии обратного рассеяния на спектрометре Ramanor U-1000 при комнатной температуре с поляризацией, когда вектор поля возбуждающей волны параллелен плоскости рассеяния, а рассеянной волны – перпендикулярен (*V*–*H*-поляризация).

До сих пор большинство образцов с КТ, приготовленных разнообразными методами, неоднородны по распределению. Так как большинство свойств КТ определяется их размерами и формой, важно развивать методы, способные определять их средний размер и распределение размеров в данном образце. Эти параметры можно оценить, основываясь на микроскопической теории КР, по положению и ширине пиков в спектре КР. Чем больше акустическое несоответствие ( $\rho_2 V_2 / \rho_1 V_1$ , где  $\rho$  – плотность материала, V – скорость звука) между КТ и матрицей, тем более качественным акустическим резонатором является КТ и тем сильнее в ней локализуются фононы. КТ Ge, используемые в качестве носителей для одноэлектронных устройств энергонезависимой памяти, должны располагаться в диэлектрической матрице SiO<sub>2</sub>, которую получают окислением слоев Si, в которых расположены КТ Ge. По ширине пиков в спектре КР можно легко определить окружена КТ Ge аморфным окислом SiO<sub>2</sub> или Si. Для иллюстрации на рис. 1 приведено сравнение поляризованных спектров КР на КТ Ge, расположенных в Si [3] и в диэлектрической матрице GeO<sub>2</sub>[2]. Видно, что пики в спектрах КР на КТ Ge в Si менее заметны на фоне рассеянного света, потому что, во-первых, Si сильнее рассеивает свет, чем аморфная матрица  $GeO_2$ , и во-вторых, акустическое несоответствие между Ge и Si меньше, чем между Ge и GeO<sub>2</sub>.

Электронные состояния при КР играют роль промежуточного звена, так как фотоны взаимодействуют с фононами через электронную подсистему. Один из самых важных механизмов взаимодействия между электронами и акустическими колебаниями – это взаимодействие через потенциал деформации (*DP* – deformation potential). Для гомогенного полупроводника кубической кристаллической симметрии с минимумом зоны проводимости в точке Г гамильтониан взаимодействия дается формулой

$$H_{int}^{DP} = D \mathrm{div} \vec{\mathrm{u}}(\vec{\mathrm{r}}), \qquad (1)$$

где *D* – константа потенциала деформации, и ди-

вергенция смещения решетки и определяет относительное изменение кристаллического объема при деформации. Из (1) видно, что если нанокристаллы имеют сферическую форму, торсионные моды не будут вносить свой вклад в это взаимодействие из-за их поперечного характера. Проанализировав наши спектры КР [4, 5], мы пришли к выводу, что при И-Н-поляризации у нас наблюдаются торсионные колебания квантовых точек Ge. Тогда естественно предположить, что у нас работает другой механизм взаимодействия. Действительно, в [6] было обнаружено, что в дополнение к обычному взаимодействию через деформационный потенциал электронно-акустическое фононное взаимодействие может происходить через возмущение электронов колеблющимися границами наноструктур. Этот механизм взаимодействия, называемый "механизмом ряби" (RM – ripple mechanism), применимый для всех конфигураций наноструктур, вводится уравнением

$$H_{int}^{RM} = \vec{u}(\vec{r})\vec{\nabla}U(\vec{r}), \qquad (2)$$

где  $U(\mathbf{r})$  — конфайнмент-потенциал. В отличие от случая объемного механизма (1), который позволяет взаимодействие только с продольными фононами в изотропной среде, в (2) дают свой вклад также и поперечные акустические фононы. Повидимому, наблюдаемые спектры КР на торсионных колебаниях КТ Ge на рис. 1 обусловлены скорее всего "механизмом ряби".

Перейдем теперь к рассмотрению КР на квантовых пленках, выращенных на подложках из другого материала, поскольку недавно появилась работа [7] с теоретическим исследованием КР продольными акустическими фононами в свободных тонких пленках Si и в пленках Si на подложках SiO<sub>2</sub> (в SOI-структурах). Мы исследовали тонкие напряженные и ненапряженные эпитаксиальные пленки Ge на Si- и GaAs-подложках соответственно [8]. Рост пленок осуществляли в высоковакуумной установке с одновременным анализом структуры методом дифракции электронов. Экспериментальные спектры КР, приведенные на рис. 2, записывали в геометрии обратного рассеяния на спектрометре Ramanor U-1000 при *V*–*V*-поляриза-



**Рис. 1.** Сравнение поляризованных спектров КР квантовых точек Ge размером ~13 нм; a – расположенных на Si после окисления и отжига [3];  $\delta$  – распределенных в диэлектрической матрице GeO<sub>2</sub> [2].

ции, т.е. когда дают вклад только продольные акустические фононы.

В [7] были учтены пространственные модуляции акустических, оптических и фотоупругих свойств и было найдено, что все они влияют на форму спектра КР. Другими словами, пленка представляет собой одновременно три резонатора: акустический, оптический и фотоупругий, которые дают совместный вклад в спектр КР. Авторы использовали для расчета спектров КР фотоупругую модель. Фотоупругий эффект обусловлен акустическими колебаниями, модулирующими электронную восприимчивость пленки. Если рассматривать акустические моды, локализованные в свободной пленке, то при условии свободных от напряжения границ на верхней и нижней поверхностях пленки собственные моды оказываются квантованными по волновому вектору согласно выражению

$$q_n = \pi n/L, \tag{3}$$

где L — толщина пленки и n — индекс моды, являющийся целым числом. В пределах линейного режима дисперсии акустических мод собственные моды регулярно разделены по частоте в согласии с  $\omega_n = q_n V_L$  и (3). В [7] было установлено, что положе-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 73 № 7 2009



**Рис. 2.** Спектры КР на продольных акустических фононах для: a – напряженных эпитаксиальных пленок Ge толщиной 19 нм (I) и 10 нм (2) на подложке из Si;  $\delta$  – ненапряженных пленок Ge толщиной 18 нм (I) и 12 нм (2) на подложке из GaAs. На рис. a стрелкой обозначен бриллюэновский LA-пик от Si-подложки. Бриллюэновские пики от Ge и GaAs расположены соответственно около 3 и 2 см<sup>-1</sup> и на рисунке не видны. В спектрах присутствуют моды колебаний n = 2 и n = 3, кроме случая (2) на рис. a, где наблюдается только одна мода с n = 3.



**Рис. 3.** Теоретические низкочастотные спектры КР для пленки 10 Ge<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> (~6 нм) на Si-подложке; *a* – свободная пленка, не покрытая окислом и  $\delta$  – пленка, покрытая окислом [10]. Стрелкой обозначен бриллюэновский *LA*-пик от Si-подложки.

ния пиков в спектрах КР от свободной пленки Si (мембраны) определяются исключительно акустическим резонатором, а вклады оптического и фотоупругого резонаторов влияют только на их относительную амплитуду.

Когда пленка не свободна, а находится на подложке, происходит частичное проникновение волновой функции фонона через границу, зависящее от различия их акустических импедансов  $\rho_2 V_2 / \rho_1 V_1$ , где  $\rho$  – плотность материала, V – скорость звука. Казалось бы, что конечное акустическое несоответствие между пленкой и подложкой должно привести к пространственному ограничению фононов, вызванному границами. Однако авторы [7] обратили внимание, что резонансные акустические моды не ограничены в пленке, поскольку они имеют похожую амплитуду в подложке изза граничных условий. И поэтому, какая бы ни была величина акустического несоответствия, в присутствии подложки становится доступным ее континуум акустических мод, т.е. существование резонансных фононных мод в пленке на подложке есть результат взаимодействия между континуумом фононных состояний в подложке и квазилокальными модами в пленке. Система "подложка плюс пленка" аналогична системе "подложка плюс дефектный слой". Теория примесных мод в динамике решетки [9], описываемая через формулировку функции Грина взаимодействия хозяиндефект, особенно проста в случае единственного заменяющего примесного атома с массой  $m_I$ , связанного с самыми близкими соседями с помощью силовых констант  $f_I$ . Тяжелые заместители с меньшей силовой константой  $f_I$  вызывают зонные моды внутри континуума решетки хозяина и обычно приобретают резонансный характер. В теоретической работе [10] было установлено, что фононная структура пленка/подложка изменяется если на пленке присутствует окисный слой. Резонансные моды при этом сдвигаются вверх по энергии, и их число увеличивается, так как вовлекается еще один акустический резонатор окисного слоя (см. рис. 3). Пленка на рис. 3 представляет собой ультратонкую сверхрешетку Ge<sub>m</sub>Si<sub>n</sub>, низкочастотная область спектра которой не чувствительна к слоевой структуре и соответствует колебанию одного слоя с усредненными параметрами. При сравнении наших экспериментальных спектров (рис. 2) с теоретическими спектрами на рис. 3 видно, что спектр КР пленки Ge/Si больше соответствует спектру пленки не покрытой окислом, а спектр КР пленки Ge/GaAs соответствует спектру пленки, покрытой окислом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-91325).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *King Y.C., King T.J., Hu C.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2001. V. 48. P. 696.
- 2. Овсюк Н.Н., Горохов Е.Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 248.
- Yu P.Y., Gardner G. et al. // J. Physics: Conf. Ser. 2006. V. 28. P. 1.
- 4. *Овсюк Н.Н., Новиков В.Н. //* Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 624.
- Ovsyuk N.N., Novikov V.N. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 3113.
- Pipa V.I., Mitin V.V., Stroscio M.A. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 1585.
- 7. *Groenen J., Poinsotte F. et al.* // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. 045420.
- 8. *Овсюк Н.Н., Новиков В.Н. //* Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. С. 370.
- 9. Maradudin A.A. // Rep. Prog. Phys. 1965. V. 28. P. 347.
- 10. Dharma-Wardana M.W.C., Lockwood D.J. et al. // J. Phys.: condens. Matter. 1989. V. 1. P. 2445.