

УДК 537.311.33 : 535.36

© 1991

## КВАНТОВАНИЕ СПЕКТРА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub> СВЕРХРЕШЕТКАХ

А. Б. Талочкин, В. А. Марков, И. Г. Неизвестный, О. П. Пчеляков,  
М. П. Сильюков, С. И. Стенин

Исследовано комбинационное рассеяние света на оптических фононах в сверхрешетках Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub>. Впервые наблюдалась серия линий, связанных с квантованием спектра поперечных оптических фононов слоев кремния.

Фононные спектры сверхрешеток (СР) существенно отличаются от спектров объемного кристалла. В частности, наличие сверхпериодичности приводит к возникновению «свернутых» акустических мод, которые наблюдаются в спектрах комбинационного рассеяния (КР) света и подробно исследованы для различных СР [1-3]. В области оптических частот также могут возникать дополнительные особенности, связанные с квантованием спектра оптических фононов. Такого типа колебания наиболее подробно исследованы в СР на основе полярных кристаллов, таких как GaAs, AlAs, GaSb [4, 5]. Изучение же их в СР на основе ковалентных кристаллов (Si, Ge) затруднено в силу ряда причин. Из них наиболее существенным является то, что постоянные решетки Si и Ge значительно различаются (несоответствие составляет  $\Delta a/a=4\%$ ), вследствие чего данные СР являются напряженными и их общая толщина не может быть больше некоторого критического значения. Тем не менее авторам [6] удалось наблюдать в спектрах КР квантование оптических фононов слоев Ge с СР, полученных из чистых Ge и Si.

В данной работе исследованы спектры КР на оптических фононах в СР Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub>, выращенных вдоль направления (111) с ненапряженными слоями кремния. В спектрах этих структур наблюдались линии, связанные с квантованием спектра поперечных (ТO) оптических фононов вплоть до четвертого порядка.

Исследованные сверхрешетки были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве подложек использованы пластины кремния ориентации (111). Подробности получения такого типа структур изложены нами в [3]. Обычно напряженные СР Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub> выращивают на буферном слое твердого раствора, состав которого равен среднему составу СР [1-3]. В этом случае слои Si и Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub> характеризуются наличием равных и знакопеременных напряжений, связанных с разницей постоянных решетки материалов слоев. Это позволяет получать СР значительной толщины за счет того, что в среднем напряжения отсутствуют и значение критической толщины составляет  $\sim 2000 \text{ \AA}$ . В отличие от предыдущих работ [1-3] в настоящей работе мы выращивали СР, в которых буферный слой был из чистого кремния. Это позволило получить структуры с ненапряженными слоями кремния и наблюдать фононный спектр этих слоев. Отсутствие в наших СР буферного слоя твердого раствора позволило также исключить линии его фононного спектра, которые обычно маскируют спектр кремниевых слоев. Схема полученных СР показана на вставке рис. 1. Как установлено для такого типа напряженных структур (см., например, [7]), если об-

щая толщина СР меньше критического значения, составляющего в нашем случае  $\sim 2000 \text{ \AA}$ , они имеют ненапряженные слои кремния, а величина деформации слоев твердого раствора порядка 2 % (ее направление показано на вставке рис. 1 стрелками). Толщины Si и  $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$  слоев выбирались равными и варьировались в диапазоне 6—20 монослоев, общая толщина СР составляла 1000—1500  $\text{ \AA}$ .

Спектры КР, полученные в данной работе, возбуждались линиями  $\text{Ar}^+$  лазера и регистрировались с помощью спектрометра ДФС-52. На рис. 1 представлен спектр СР с периодом  $D=42 \text{ \AA}$ . В низкочастотной области ( $\nu < 100 \text{ см}^{-1}$ ) наблюдаются дублеты «свернутых» продольных (LA) и поперечных (TA) акустических фононов, которые детально изучены нами для СР данной ориентации в [3]. Наличие этих мод свидетельствует об искусственно созданной сверхпериодичности, а их положение определяется величиной сверхпериода  $D$ . В области высоких частот ( $300 < \nu < 550 \text{ см}^{-1}$ ) наблюдаются линии КР на оптических фононах кремния и

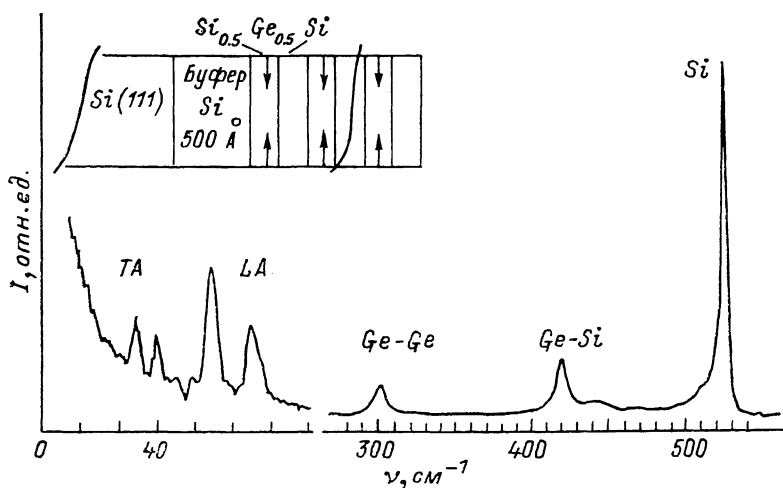


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния света на акустических оптических фононах сверхрешетки  $\text{Si}-\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ , схема которой приведена на вставке.  $\lambda=488 \text{ нм}$ ,  $T=77 \text{ К}$ .

твердого раствора. Линии, обозначенные на рис. 1 как Ge—Ge и Ge—Si, соответствуют оптическим колебаниям в твердом растворе  $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$  [8]. Пик в области  $520 \text{ см}^{-1}$  обусловлен рассеянием на оптических фононах кремниевых слоев СР и подложки; его структура подробно исследована нами при  $T=77 \text{ К}$  (рис. 2).

На этом рисунке представлены спектры рассеяния двух образцов СР. Для первого образца толщина слоев Si составляла 14 монослоев, а для второго — 10. Эти значения измерялись в процессе роста по осцилляциям интенсивности нулевого порядка дифракции быстрых электронов. В представленных спектрах (рис. 2) наиболее интенсивная линия  $525 \text{ см}^{-1}$  связана с рассеянием на объемных фононах кремния буферного слоя и подложки. Серия пиков в низкочастотной области от нее обусловлена оптическими колебаниями кремниевых слоев СР. Эти пики относятся к  $TO$  фононам. Интенсивность же рассеяния на продольных фононах ( $LO$ ), как следует из поляризационных правил отбора [9], в три раза меньше, и они не наблюдаются в спектрах. Остановимся подробнее на этих особенностях, связанных с пространственным квантованием фононного спектра слоев кремния. Значения частот оптических фононов кремния существенно больше предельной частоты оптических колебаний твердого раствора  $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$  ( $410 \text{ см}^{-1}$ ), вследствие чего фононы кремния практически не проникают в слои раствора, т. е. упруго отражаются от границ раздела, и для них должно выполняться условие стоячих волн — равенство нулю амплитуды колебаний на границах. В результате в слоях кремния суще-

ствуют колебания, для которых на толщине  $d$  укладывается целое число полуволн. Волновые векторы мод, существующих в такой системе, определяются соотношением

$$q_m = (\pi/d) m, \quad (1)$$

где  $m=1, 2, 3$  и т. д. — номер моды. Эти значения  $q_m$  равномерно заполняют зону Бриллюэна (размера  $\pi/a$ ) с шагом  $\pi/d$ . Отметим, что в случае объемного кристалла в спектрах КР наблюдаются фононы с волновыми векторами из центра зоны Бриллюэна ( $q \ll \pi/a$ ) из-за закона сохранения волновых векторов. Для ограниченного размера  $d$  рассеивающего объема появляется отличная от нуля вероятность рассеяния на фононах с волновыми векторами из всей зоны, и они наблюдаются в спектрах КР сверхрешеток.

Как было установлено для GaAs, AlAs, GaSb [<sup>4-6</sup>], частоты колебаний тонких слоев СР, наблюдаемые в КР, хорошо согласуются с частотами,

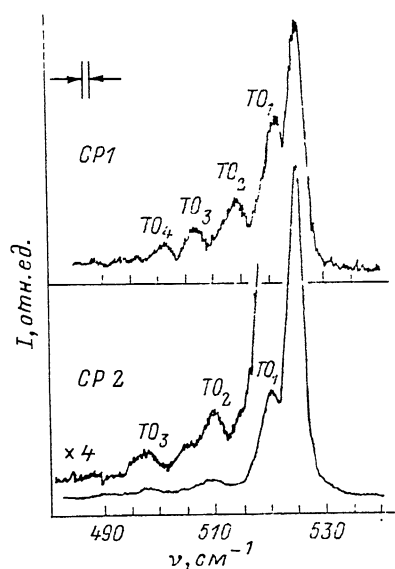


Рис. 2. Спектры рассеяния на оптических фононах кремния двух образцов сверхрешеток Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub>.  $\lambda=457$  нм,  $T=77$  К.

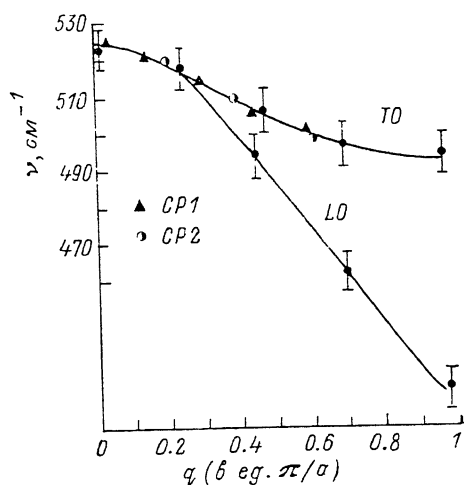


Рис. 3. Дисперсионные зависимости оптических фононов кремния  $T=77$  К.

Кружки — данные, полученные с помощью рассеяния нейтронов [<sup>10</sup>]; сплошные линии — теоретический расчет [<sup>11</sup>].

полученными проекцией волновых векторов  $q_m$  на объемную дисперсионную зависимость  $\omega(q)$ , т. е.  $\omega_m = \omega(q_m)$ . Это обстоятельство используется для построения дисперсии фононов во всей зоне Бриллюэна. Из наших спектров (рис. 2) видно, что частота уменьшается с возрастанием номера моды  $m$ , а кроме того, положения линий в спектре различны для этих двух образцов СР. Наблюдаемые положения частот  $TO$  фононов с волновыми векторами, определенными из выражения (1), мы сопоставили с данными о дисперсии оптических фононов кремния. Эти зависимости исследовались ранее экспериментально с помощью рассеяния нейтронов [<sup>10</sup>] и теоретически [<sup>11</sup>]. Результаты, полученные в этих работах, представлены на рис. 3. Здесь же приведены определенные нами частоты  $TO$  фононов в различных точках зоны Бриллюэна, причем погрешность в определении частоты не превышает размера экспериментальных точек. Видно, что наши данные хорошо соответствуют результатам, полученным с помощью рассеяния нейтронов, и теоретической зависимости. Более того, наблюдение квантования спектра  $TO$  фононов позволяет получить более подробную информацию о ходе дисперсионной зависимости этих фононов во всей зоне Бриллюэна.

{ Таким образом, обнаруженные особенности спектров КР Si—Si<sub>0.5</sub>Ge<sub>0.5</sub> сверхрешеток связаны с квантованием спектра поперечных оптических фононов кремниевых слоев. Частоты наблюдаемых мод соответствуют объемной дисперсионной зависимости фононов кремния.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Brugger H., Abstreiter G., Herzog H. J., Kasper E. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 5. P. 5928—5931.
- [2] Lockwood D. J., Dharma-wardana M. W. C., Varibean J. M., Houghton D. C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 5. P. 2243—2251.
- [3] Талочкин А. Б., Марков В. А., Неизвестный И. Г., Пчеляков О. П., Синюков М. П., Стенин С. И. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 1. С. 21—25.
- [4] Sood A. K., Menendez J., Cardona M., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 9. P. 2111—2114.
- [5] Santos P. V., Sood A. K., Cardona M., Ploog K., Ohmori Y., Okamoto H. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 9. P. 6381—6392.
- [6] Friess E., Brugger H., Eberl K., Krotz G., Abstreiter G. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 9. P. 899—903.
- [7] Ploog K. // Angew. Chem. Int. Ed. Engl. 1988. V. 27. N 5. P. 593—621.
- [8] Гайслер В. А., Марков В. А., Синюков М. П., Талочкин А. Б. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 284—287.
- [9] Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардони и Г. Гюнтеродта. М.: Мир, 1984. В. 2. С. 328.
- [10] Nilson G., Nellin G. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 9. P. 3377—3382.
- [11] Tubino R., Piseri L., Zerbi G. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. N 8. P. 1022—1028.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
21 ноября 1990 г.