

ФОНОННЫЕ СПЕКТРЫ НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК Si/(Si : Ge) (111)

Ю. А. Пусеп, М. П. Синюков, А. Б. Талочкин, М. Кардона,
В. А. Марков, О. П. Пчеляков

© 1992

Исследованы спектры акустических и оптических фононов сверхрешеток Si—Si_{0.5}Ge_{0.5}. В акустической области наблюдались «свернутые» продольные и поперечные фононы. По этим спектрам определены значения фотоупругих постоянных и скоростей звука материалов, образующих сверхрешетку. В области частот оптических колебаний впервые наблюдалось квантование спектра оптических фононов в напряженных слоях кремния.

Сверхрешетки (СР) на основе ковалентных полупроводников Ge и Si наряду со структурами на основе GaAs и других соединений A³B⁵ были первыми объектами, на которых было изучено влияние искусственной периодичности на фононный и электронный спектры.

Одним из основных методов исследования фононного спектра СР является комбинационное рассеяние света. В спектрах комбинационного рассеяния впервые наблюдались «свернутые» (folded) акустические моды, фононы, локализованные в отдельных слоях СР (confined) и на границах раздела и т. д. [1, 2]. Помимо удовлетворения научного интереса к новому классу твердотельных объектов эти исследования дали возможность научиться с хорошей точностью определять целый ряд параметров СР, таких как величину периода, дисперсию фононов, скорости звуковых волн в слоях, фотоупругие постоянные и др.

В отличие от предыдущих работ [3, 4] мы исследовали СР, выращенные вдоль направления (111). Это дало возможность наблюдать новые особенности фононного спектра. Так, из анализа правил отбора, проведенного в работе, следует, что в СР на основе Ge и Si с осью (111) комбинационное рассеяние света разрешено как для продольных, так и поперечных колебаний. Это было подтверждено экспериментально.

В области рассеяния на оптических фононах впервые обнаружена локализация фононов в слоях кремния. Из-за разных межатомных расстояний кристаллов Ge и Si эти СР относятся к классу напряженных. В связи с этим при сравнении экспериментальных частот с дисперсионными зависимостями фононов выполнен расчет влияния механических напряжений на расщепление TO- и LO-фононов. Это позволило провести идентификацию наблюдаемых линий.

Для получения СР была использована система для молекулярно-лучевой эпитаксии, оснащенная дифрактометром быстрых электронов. Давление остаточных газов в камере во время роста не превышало $5 \cdot 10^{-8}$ Па. Для получения потока Ge был использован тигельный источник типа эффузионной ячейки Кнудсена. Поток Si создавался методом сублимации. Такие источники позволили выращивать эпитаксиальные слои со скоростью до 0.1 нм/с.

Рост СР проводился на точно сориентированных подложках Si (111) размерами 30×10 мм. После стандартной подготовки подложки обрабатывались в перекисно-

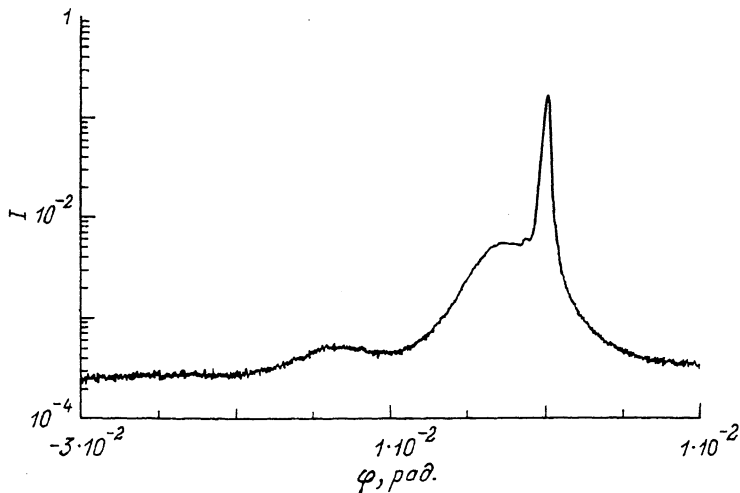


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности отражения рентгеновских лучей от сверхрешетки Si—Si_{0.5}Ge_{0.5}.

аммиачном растворе для получения тонкого (1 нм) защитного слоя SiO₂. После образцы помещались в вакуумную камеру, где проводилась их очистка при температуре 800 °С в слабом потоке Si (10⁻¹³ ат./см²·с) в течение 15 мин. Нагрев подложек осуществлялся прямым пропусканием тока. На очищенной поверхности наблюдалась сверхструктура (7×7). Рост СР проводился при температуре 500 °С. Контроль процесса роста осуществлялся методом дифракции быстрых электронов с использованием эффекта осцилляции интенсивности зеркального рефлекса при дифракции от ростовой поверхности, каждый период которых соответствует росту одного монослоя материала. Состав определялся по соотношению периодов осцилляций при росте кремния и твердого раствора. После затухания осцилляций толщина слоев контролировалась по времени роста. Вначале выращивался буферный слой твердого раствора такой толщины, чтобы в нем произошла релаксация упругих напряжений. Состав его выбирался равным среднему составу СР для взаимной компенсации знакопеременных механических напряжений в чередующихся слоях кремния и твердого раствора. Собственно СР выращивались путем периодического прерывания потока германия при постоянном потоке кремния. При этом толщина чередующихся слоев поддерживалась равной и изменялась в диапазоне 5—10 нм.

Данные рентгеноструктурного анализа также свидетельствуют о хорошем качестве периодических структур. На рис. 1 представлена угловая зависимость интенсивности отражения рентгеновских лучей, полученная от одной из СР, использованной в эксперименте. Согласно этим измерениям, период СР оказался равным 75 Å, а ось СР составляет угол $\theta = 0.24^\circ$ с направлением $\langle 111 \rangle$, что находится в соответствии с ростовыми характеристиками. Среднее значение напряженности, обусловленной разными атомными постоянными слоев, в направлении оси СР $\Delta a/a = (1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$.

1. Область акустических фононов

Наличие сверхпериодичности приводит к уменьшению размера зоны Бриллюэна в направлении оси СР, и фононный спектр в первом приближении получается приведением (свертыванием) объемного спектра в новую зону Бриллюэна размером π/D , где D — период СР. В результате этого в области частот акустических

фононов возникают дополнительные ветви колебаний. Это так называемые «свернутые» фононы, которые наблюдаются в спектрах в виде эквидистантных дублетов.

Рассмотрим некоторые вопросы, связанные с рассеянием света на акустических фононах. Интенсивность рассеяния в зависимости от поляризационной геометрии определяется выражением (см., например, [5, 6])

$$I = A |e_s(p : e_q) e_l|^2, \quad (1)$$

где A — сечение рассеяния; p — тензор фотоупругости четвертого ранга, который должен быть свернут с единичным вектором вдоль направления волнового вектора света; e_l и e_s — векторы поляризации падающего и рассеянного света. Для кубических кристаллов (Si, Ge) компоненты тензора ($p : e_q$) в системе координат x_0 —[100], y_0 —[010], z_0 —[001] имеют вид

$$(p : e_q)_{x_0} = \begin{pmatrix} p_{11} & 0 & 0 \\ 0 & p_{12} & 0 \\ 0 & 0 & p_{12} \end{pmatrix},$$

$$(p : e_q)_{y_0} = \begin{pmatrix} 0 & p_{44} & 0 \\ p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(p : e_q)_{z_0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & p_{44} \\ 0 & 0 & 0 \\ p_{44} & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Эти компоненты характеризуют вклады в рассеяние фононов, поляризованных вдоль соответствующих осей. Из выражения (1) с учетом вида тензора ($p : e_q$) следует, что в геометрии обратного рассеяния от поверхности кристалла с ориентацией (100) в спектре должны наблюдаться LA -фононы, а рассеяние на TA -фононах запрещено. Интенсивность рассеяния в геометрии $x_0(y_0z_0)\bar{x}_0$ пропорциональна величине p_{12}^2 . В отличие от ориентации [100] для направления [111] в системе координат x —[111], y —[110] и z —[112] компоненты тензора ($p : e_q$) имеют вид [7]

$$(p : e_q)_x = 1/3 \begin{pmatrix} p_{11} + 2p_{12} & 2p_{44} & 2p_{44} \\ 2p_{44} & p_{11} + 2p_{12} & 2p_{44} \\ 2p_{44} & 2p_{44} & p_{11} + 2p_{12} \end{pmatrix},$$

$$(p : e_q)_y = 1/\sqrt{12} \begin{pmatrix} p_{11} - p_{12} & 0 & p_{44} \\ 0 & p_{12} - p_{11} & -p_{44} \\ p_{44} & -p_{44} & 0 \end{pmatrix},$$

$$(p : e_q)_z = 1/\sqrt{12} \begin{pmatrix} p_{11} - p_{12} & 2p_{44} & -p_{44} \\ 2p_{44} & p_{11} - p_{12} & -p_{44} \\ -p_{44} & -p_{44} & 2(p_{12} - p_{11}) \end{pmatrix}.$$

Для интенсивностей рассеяния на LA - и TA -фононах в поляризационной геометрии $x(zz)\bar{x}$ можно найти

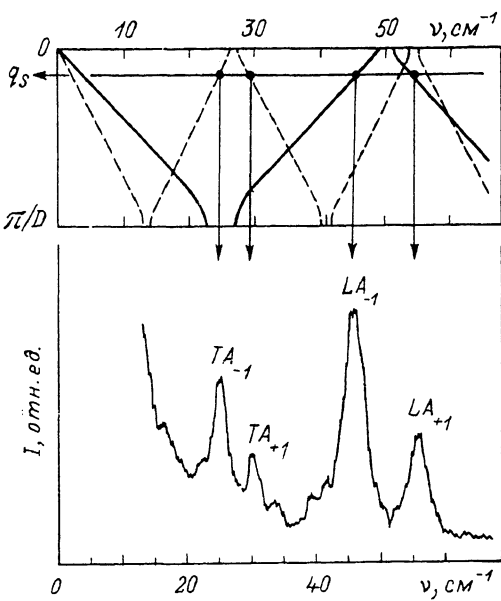


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния света в области акустических фононов СР. Вверху — дисперсионные зависимости TA - и LA -фононов. $T = 300$ К.

$$I_{LA} = A \frac{1}{9} (p_{11} + p_{12})^2,$$

$$I_{TA} = A \frac{1}{9} (p_{12} - p_{11})^2. \quad (2)$$

Таким образом, в спектрах, полученных при рассеянии от поверхности (111), должны наблюдаться линии обоих типов акустических фононов.

На рис. 2 представлен спектр комбинационного рассеяния света в области акустических фононов СР, выращенных вдоль направления [111] из слоев кремния и твердого раствора $Ge_{0.5}Si_{0.5}$ равной толщины. Период СР, определенный в процессе роста, составил 50 Å. Спектр получен в геометрии x (zz) $\neq x$. В нем наблюдаются два дублета «свернутых» фононов, причем расстояние между линиями дублетов в спектре определяется периодом СР.

Для анализа экспериментальных значений частот «свернутых» TA - и LA -фононов мы, так же как и авторы [3, 4], воспользовались теорией Рытова [8], в которой получено выражение для закона дисперсии акустических волн в среде с периодическим изменением упругих свойств. Дисперсионные зависимости $\omega(q)$ в соответствии с этой теорией являются решениями уравнения

$$\cos(qD) = \cos\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \cos\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right) - \frac{1}{2} \left(R + \frac{1}{R}\right) \sin\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \sin\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right), \quad (3)$$

где $R = v_1 \rho_1 / v_2 \rho_2$; ρ_1, ρ_2, v_1, v_2 — значения плотностей и скоростей звука в материалах, образующих СР; q — волновой вектор вдоль ее оси. Это уравнение справедливо для обоих типов фононов (LA и TA). С учетом того, что упругие свойства Si и $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ близки, в (3) можно сделать замену $1/2(R + 1/R) = 1 + \delta$, где $\delta \ll 1$. Тогда, полагая $\delta = 0$, для волновых векторов, значения которых находятся не слишком близко к центру или границе зоны Бриллюэна, решения уравнения (3) имеют вид

$$\omega(q) = V_{SL} (2\pi/D) m \pm V_{SL} q, \quad (4)$$

где $m = 0, 1, 2$ и т. д. — номер ветви «свернутых» фононов; V_{SL} — скорость звука в СР

$$V_{SL} = D [d_1^2/v_1^2 + d_2^2/v_2^2 + (R + 1/R) d_1 d_2 / v_1 v_2]^{-1/2}. \quad (5)$$

Знаки \pm в (4) при данном m соответствуют двум ветвям дисперсии, которые и наблюдаются в виде дублетов.

Из выражения (4) следует, что расстояние между линиями дублета определяется как $\Delta\omega = 2V_{SL}q_s$, где $q_s = 2(2\pi n/\lambda)$ — волновой вектор фононов, участву-

ющих в рассеянии света (n — показатель преломления). В нашем случае для $\lambda = 488$ нм $q_s = 1.12 \cdot 10^6$ см⁻¹. По экспериментальным значениям расстояний между линиями дублетов мы определили скорости звука в СР: $V_{SL}^L = 8.4 \cdot 10^3$ и $V_{SL}^T = 4.5 \cdot 10^3$ м/с. В свою очередь скорости продольных и поперечных звуковых волн в для направления распространения $\langle 111 \rangle$ хорошо известны [9] и составляют $v_1^L = 9.35 \cdot 10^3$ и $v_1^T = 5.05 \cdot 10^3$ м/с. Используя эти значения, а также найденные скорости V_{SL}^L и V_{SL}^T , мы определили значения скоростей звука для твердого раствора Si_{0.5}Ge_{0.5} вдоль направления $\langle 111 \rangle$: $v_2^L = (7.8 \pm 0.2) \cdot 10^3$ и $v_2^T = (4.2 \pm 0.2) \cdot 10^3$ м/с.

В верхней части рис. 2 представлены дисперсионные зависимости $\omega(q)$ «свернутых» LA (сплошные линии)- и TA (штриховые линии)-фононов, рассчитанные по формуле (3). При расчетах варьировался период D до наилучшего совпадения с экспериментальными данными. Рассчитанные дисперсионные зависимости отклоняются от линейного закона вблизи центра и границ зоны Бриллюэна, а для фононов с $q = q_s$ эти отклонения пренебрежимо малы. Это указывает на справедливость приближения, которое мы использовали для определения скоростей звука в СР по расстояниям между линиями дублетов.

Рассмотрим соотношение интенсивностей линий «свернутых» TA- и LA-фононов. Как показано в [10], эти интенсивности пропорциональны $(p^0 - p^1)^2$, где p^0 и p^1 — фотоупругие постоянные материалов, образующих СР. Для «свернутых» LA-фононов, наблюдаемых в спектрах при отражении от поверхности с ориентацией (100), $I_{FLA} \sim (p_{11}^0 - p_{12}^0)^2$. Это обстоятельство было использовано в [11] для определения относительной величины фотоупругих постоянных p_{12}^0/p_{11}^0 для кремния и твердого раствора Si_{0.5}Ge_{0.5}. Как следует из выражения (2), в нашем случае интенсивности линий «свернутых» LA- и TA-фононов, наблюдаемых в геометрии $x(zz)\bar{x}$, определяются как

$$I_{FLA} \sim [(p_{11}^0 + 2p_{12}^0) - (p_{11}^1 + 2p_{12}^1)]^2,$$

$$I_{FTA} \sim 2 [(p_{12}^0 - p_{11}^0) - (p_{12}^1 - p_{11}^1)]^2. \quad (6)$$

В эти выражения, кроме уже известных фотоупругих постоянных, входит величина p_{11}^1 , которую мы определили из наших экспериментальных данных. Пользуясь (6), отношение интенсивностей LA- и TA-дублетов можно представить в виде

$$\frac{I_{FLA}}{I_{FTA}} = \frac{1}{2} \left[\frac{(p_{11}^0/p_{12}^0 + 2) - (p_{11}^1/p_{12}^0 + 2p_{12}^1/p_{12}^0)}{(1 - p_{11}^0/p_{12}^0) - (p_{12}^1/p_{12}^0 - p_{11}^1/p_{12}^0)} \right]^2. \quad (7)$$

Отношение фотоупругих постоянных кремниевых слоев $p_{11}^0/p_{12}^0 = 0.82$ мы нашли, используя при этом константы для объемного кремния, а значение $p_{12}^1/p_{12}^0 = 5$ определено в [11] по отношению интенсивностей линий бриллюэновского рассеяния и «свернутых» LA-фононов. Используя экспериментальное отношение интенсивностей (2.2 ± 0.1), получаем отношение фотоупругих постоянных твердого раствора Si_{0.5}Ge_{0.5} и кремния: $p_{11}^1/p_{12}^0 = 3.6 \pm 0.2$.

2. Область оптических фононов

В исследуемых СР Si/(Si:Ge) с осью вдоль направления $\langle 111 \rangle$ тензор комбинационного рассеяния, так же как и в случае акустических колебаний,

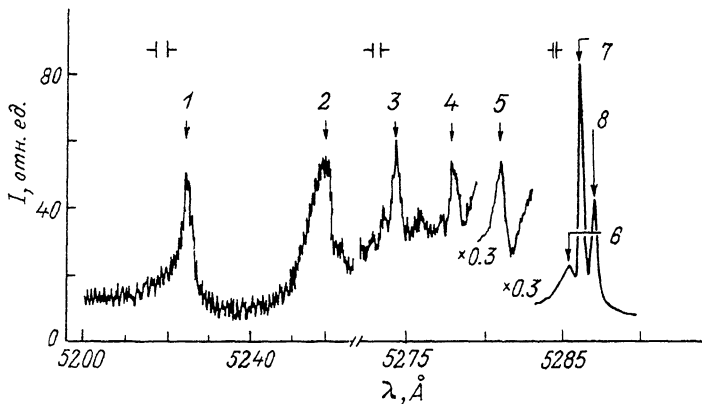


Рис. 3. Спектр комбинационного рассеяния света в области оптических фононов сверхрешетки Si—Si_{0.5}Ge_{0.5}.

1, 2, 6 — линии, соответствующие колебаниям Ge—Ge (296 см⁻¹) Ge—Si (416 см⁻¹) и Si—Si (517 см⁻¹) связей в твердом растворе Si_xGe_{1-x}; 3, 5 — TO₃ (479 см⁻¹) и TO₁ (500 см⁻¹)-модам; 4, 7 — LO₃ (493 см⁻¹) и LO₁ (520 см⁻¹)-модам фононов, локализованных в слоях кремния; 8 — линия LO-фонона в подложке.

содержит отличные от нуля диагональные компоненты как для продольных, так и поперечных оптических колебаний. Это дало нам возможность впервые наблюдать квантование LO- и TO-мод, вырождение которых снимается вследствие деформации слоев CP.

Поперечные оптические фононы, локализованные в слоях германия CP данного типа с осью вдоль направления (110), наблюдались в работе [12].

Экспериментальные спектры комбинационного рассеяния света в области оптических фононов приведены на рис. 3. Высокочастотная линия 523 см⁻¹ обусловлена рассеянием в подложке, а линия 517 см⁻¹ вызвана колебаниями связей атомов Si—Si в буферном слое твердого раствора с $x = 0.15$ [13]. Остальные линии связаны с рассеянием света в слоях CP. В спектральной области колебаний атомов слоев твердого раствора (Ge_{0.5}Si_{0.5}) мы наблюдали две линии: 296 и 416 см⁻¹. Первая из них соответствует колебаниям связей атомов германия, вторая — атомов германия и кремния. Мы обнаружили дополнительные линии: 520, 500, 493 и 479 см⁻¹, обусловленные квантованием спектра оптических фононов.

Как будет ясно из дальнейшего, эти линии соответствуют 1-й и 3-й гармоникам локализованных LO- и TO-мод в слоях кремния. Для расчета энергетического положения локализованных мод необходимо определить расщепление продольных и поперечных оптических фононов. Величина этого расщепления пропорциональна напряженности слоев CP, возникающей в результате их деформации. Полагая известными только отношение постоянных решетки двух соседних слоев и их толщин, можно вычислить напряженности, характеризующие LO—TO расщепление, и идентифицировать наблюдаемые линии локализованных оптических фононов.

Напряжения в слоях CP связаны между собой уравнениями Пуассона

$$\sigma_1^{\parallel} = \sigma_2^{\parallel} = 0, \quad d_1 \sigma_1^{\perp} = -d_2 \sigma_2^{\perp},$$

где σ_i^{\parallel} , σ_i^{\perp} , d_i — напряжения в направлениях, параллельном и перпендикулярном оси CP, и толщина слоев соответственно, индекс $i = 1$ для слоев кремния и $i = 2$ для слоев твердого раствора. Уравнения, определяющие напряженности в слоях исследуемой CP, имеют вид

$$\sigma_1^+ = c_1^+ \varepsilon_1^+ + 2c_1^+ \varepsilon_1^+ = 0, \quad \sigma_2^+ = c_2^+ \varepsilon_2^+ + 2c_2^+ \varepsilon_2^+,$$

$$d_1 [\varepsilon_1^+ (c_1^0 + c_1^+) + c_1^+ \varepsilon_1^+] = -d_2 [\varepsilon_2^+ (c_2^0 + 2c_2^+) + c_2^+ \varepsilon_2^+], \quad (8)$$

где $\varepsilon_i^+ = -C_i^+ \varepsilon_i^+ / 2c_i^+$; ε_i^+ , ε_i^+ — напряжения в направлениях, параллельном и перпендикулярном оси СР в соответствующих слоях; c_i — упругие постоянные в нашей системе координат с осями [111], [110], [112]. Они связаны с упругими постоянными, известными для системы координат <100>, соотношениями

$$c_i^+ = 1/3 (c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}),$$

$$c_i^- = 1/3 (c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44}),$$

$$c_i^0 = 1/3 (c_{11} + c_{12} + 2c_{44}).$$

Различие постоянных решетки слоев кремния и твердого раствора определяет напряжение в них в направлении, перпендикулярном оси СР, согласно соотношению

$$\Delta_a = \frac{a_2 - a_1}{\langle a_1, a_2 \rangle} = \varepsilon_1^+ - \varepsilon_2^+. \quad (9)$$

Решение уравнения Пуассона (8) совместно с (9) дает величины напряжений в слоях СР. Для кремниевых слоев имеем

$$\varepsilon_1 = \frac{d_2 \Delta_a [c_2^+ + c_2^- - 2(c_2^+)^2 / c_2^+]}{d_2 [c_2^0 + c_2^- - 2(c_2^+)^2 / c_2^+] + d_1 [c_1^0 + c_1^+ - 2(c_1^+)^2 / c_1^+]}. \quad (10)$$

Согласно [14], в результате одноосного давления, приложенного в направлении [111], частоты продольных и поперечных оптических фононов расщепляются и становятся равными

$$\Omega_{LO} = \omega_0 - \Delta\Omega_H + 2/3 \Delta_a,$$

$$\Omega_{TO} = \omega_0 - \Delta\Omega_H - 1/3 \Delta_a, \quad (11)$$

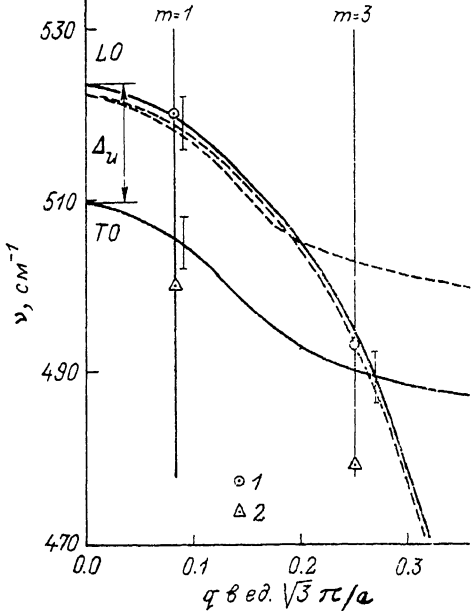
где ω — частота фононов при $q=0$ в отсутствие напряжений; второй и третий члены в (11) определяют частотные сдвиги, вызванные гидростатическим ε_H и одноосным напряжением соответственно; $\Delta\Omega_H = 3\gamma\varepsilon_H\omega_0$, где $\varepsilon_H = 1/2 (\varepsilon_i'' + 2\varepsilon_i^+)$, γ — параметр Грюнайзена, $\Delta_H = 3r\omega_0^{-1} (\varepsilon_i'' - \varepsilon_i^+)$. В соответствии с [14] для слоев кремния $\gamma = 0.98$, $\omega_0 = 523 \text{ см}^{-1}$, $r = 0.6 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-2}$.

Подставляя в (11) вычисленные, согласно (10), значения ε_1^+ и ε_1'' с упругими постоянными, взятыми из [15], можно определить частоты, соответствующие локализованным в слоях кремния фононам. Дисперсия этих мод, соответствующих продольным и поперечным колебаниям, приведена на рис. 4 сплошными линиями.

Из условия неравенства нулю суммарного дипольного момента элементарной ячейки (в нашем случае слоя кремния) вытекает правило отбора для колебаний, локализованных в слоях СР. В соответствии с ним волновые числа локализованных мод определялись соотношением $q_m = \pi m / d$, где

Рис. 4. Наблюдаемые значения частот локализованных фононов в слоях кремния (1 — LO, 2 — TO).

Штриховые линии — дисперсионные зависимости оптических фононов кремния, сплошные — с учетом механических напряжений.



$m = 1, 3 \dots$ Как можно видеть, для продольных мод, а также для первой поперечной моды, наблюдается хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений. Несоответствие, наблюдаемое для TO-моды с $m = 3$, может быть связано с зависимостью параметра Грюнайтзена TO-фононов от волнового вектора [16].

Следует отметить, что вычисленные нами напряжения в слоях СР с хорошей точностью соответствуют значениям, определенным из проведенного рентгеноструктурного анализа.

Мы полагаем, что спектры (рис. 3)

могут свидетельствовать также о локализации оптических мод в слоях твердого раствора (296 и 416 см^{-1}), и это проявляется в их асимметрии. Однако отдельные линии, соответствующие локализованным колебаниям Ge—Ge и Ge—Si, не разрешаются из-за малости времени жизни фононов твердого раствора. Дело в том, что даже в слоях чистого германия СР данного типа интенсивность локализованных колебаний была предельно мала [12].

Ю. А. Пусеп и М. П. Синюков выражают благодарность Фонду А. Гумбольдта за предоставленную возможность проведения части экспериментов, связанных с оптической областью спектра, в лаборатории проф. М. Кардоны (Институт исследований твердого тела М. Планка, Штуттгарт).

Список литературы

- [1] Cardona M. // Superlattices and Microstructures. 1989. V. 5. N 1. P. 27—42; Colvard C., Merlin R., Klein M. V., Cossard A. C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 298—306.
- [2] Sood A. K., Menendez J., Cardona M., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 54. N 19. P. 2111—2117.
- [3] Lockwood D. J., Dharma-wardana M. W. C., Baribeau J. M., Houghton D. C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 5. P. 2244—2250.
- [4] Brugger H., Abstreiter G., Jorke H., Herzog H. J., Kasper E. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 8. P. 5528—5532.
- [5] Талочкин А. Б., Марков В. А., Неизвестный И. Г., Пчеляков О. П., Синюков М. П., Стенин С. П. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 1. С. 21—25.
- [6] Рассеяние света в твердых телах. В. 2. // Под ред. М. Кардоны и Г. Гюнтеродта. М.: Мир, 1984. С. 328.
- [7] Hayes W., Loudon R. Scattering of Light by Crystals. Wiley, New York. 1978. P. 380.
- [8] Рытов С. М. // Акустич. журн. 1956. № 2. С. 71—79.
- [9] Акустические кристаллы // Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. С. 630.
- [10] He J., Jafari-Rouhani B., Sapries J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 8. P. 4086—4093.
- [11] He J., Sapries J., Brugger H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 38. N 7. P. 7033—7038.
- [12] Friess E., Brugger H., Eberl K., Krotz G., Abstreiter G. // Sol. St. Comm. 1989. V. 69. N 9. P. 899—901.
- [13] Гайслер В. А., Кузнецов О. А., Неизвестный И. Г., Орлов Л. К., Синюков М. П., Талочкин А. Б. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 292—296.

- [14] Cerdeira F., Buchenauer C. J., Pollak F. H., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 2. P. 580—590.
- [15] Bolef D. I., Menes M. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1010—1013.
- [16] Nelin G., Nilsson G. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 8. P. 3151—3156.

Институт физики полупроводников
СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
15 марта 1991 г
В окончательной редакции
2 октября 1991 г.
