

## ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ФОНОНЫ В СПЕКТРАХ ОТРАЖЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlGaAs

Ю.А.Пусен, А.Г.Милехин, М.П.Синюков, К.Плюг<sup>1)</sup>, А.И.Торопов

В спектрах отражения обнаружены особенности, обусловленные локализацией поперечных оптических фононов в слоях сверхрешеток GaAs/AlGaAs. Впервые измерена дисперсия  $TO$ -фононов в AlAs

Локализация (конфайнмент) оптических фононов, обусловленная их пространственным квантованием в слоях сверхрешеток (СР) GaAs/AlGaAs была обнаружена в экспериментах по исследованию комбинационного рассеяния света<sup>1,2</sup>. В СР с осью параллельной одной из главных осей кубического кристалла правила отбора разрешают комбинационное рассеяние только продольными оптическими фононами, в то время как в ИК спектрах активны как продольные, так и поперечные оптические колебания решетки.

В настоящей статье впервые представлены спектры отражения сверхрешеток GaAs/AlGaAs, свидетельствующие о локализации оптических фононов.

Исследовались СР, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Институте исследований твердого тела им. М.Планка (ФРГ) и в Институте физики полупроводников СО АН СССР на подложках из GaAs, ориентированных в направлении [100]. Спектры отражения записывались с помощью фурье-спектрометра *BrukerIFS - 113V*; в качестве фотоприемника использовался охлаждаемый гелием германиевый болометр. Отражение измерялось под углом близким к нормальному ( $\theta \approx 10^\circ$ ). Спектральное разрешение составляло величину  $0,3 \text{ см}^{-1}$  во всем диапазоне измеряемых частот.

<sup>1)</sup> Ploog K., Max-Planck-Institut fur Festkorperforschung. Heisenbergstrabe 1, D7000. Stuttgart 80. Postfach 800665.

Исследуемые СР характеризуются отсутствием перекрытия дисперсионных зависимостей оптических фононов в соседних слоях. В этих условиях фононы оказываются локализованными в слоях СР, а их спектр становится дискретным, в котором разрешены значения волновых чисел, кратные  $\pi/d$ , где  $d$  - толщина соответствующего слоя.

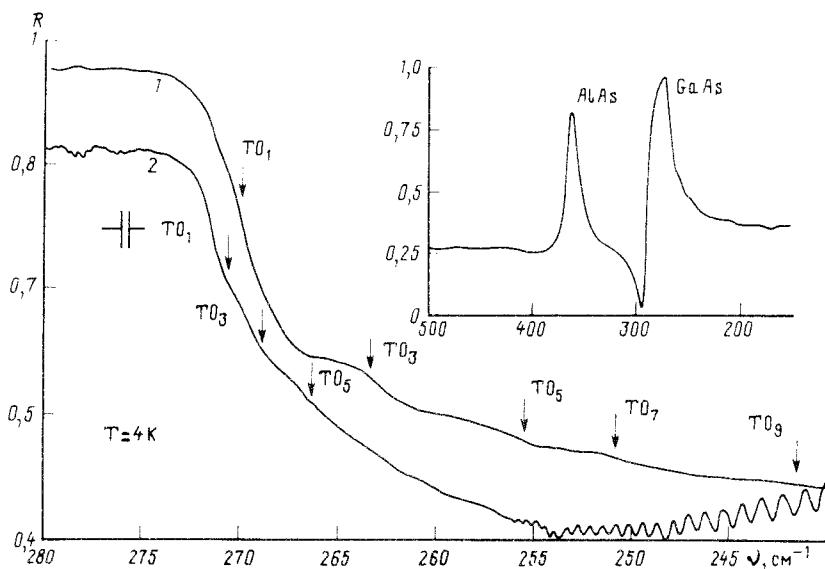


Рис. 1. Спектры отражения 1 - СР  $(\text{GaAs})_{10}(\text{AlAs})_{10} \times 100$  и 2 - СР  $(\text{GaAs})_{17}(\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As})_{17} \times 30$ , записанные в области поперечных оптических колебаний при  $T = 4.2\text{K}$

На рис.1 представлена спектральная зависимость отражения СР  $(\text{GaAs})_{10}(\text{AlAs})_{10}$  и  $(\text{GaAs})_{17}(\text{AlGaAs})_{17}$ , записанная в области поперечных оптических колебаний в слоях GaAs. Здесь цифрами указано число моноатомных слоев соответствующего слоя СР. На вставке к рисунку приведен полный спектр отражения (СР) GaAs/AlAs, содержащий полосы остаточных лучей слоев GaAs и AlAs. Ступеньки отражения, показанные стрелками, обусловлены локализованными TO-модами. На рис. 2 приведены спектры производной отражения  $\partial R/\partial\nu$ , особенности которых позволяют с высокой точностью определить частоты наблюдаемых локализованных мод. Кривая 1 соответствует спектру отражения пленки GaAs ( $d \approx 1.7$  мкм); ее минимум обусловлен поперечными оптическими колебаниями ( $271.6$  см<sup>-1</sup>). В спектрах производной отражения СР, записанных под углом близким к нормальному (кривые 3 и 4), видны отчетливые минимумы, соответствующие локализованным модам.

Очевидно, что с ростом угла падения должна уменьшаться компонента импульса фонона, направленная вдоль оси СР, и возрастать компонента импульса в перпендикулярном направлении. Вследствие того, что движение фононов вдоль слоев СР не квантуется в спектрах отражения, записанных под большим углом падения света, должна появиться особенность, вызванная объемным TO-фононом. Этот факт иллюстрируется на рис. 2 кривой 2 - производной спектра отражения СР, записанного под углом  $\theta \approx 70^\circ$ ; при этом интенсивность локализованных мод уменьшилась и появился минимум, соответствующий объемному TO-фонону.

Для определения спектральной зависимости отражения СР необходимо вычислить ее диэлектрическую функцию, которая в случае нормального падения света

равна <sup>3</sup>:

$$\epsilon_{SL}(\omega) = \frac{1}{d_1 + d_2} (\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2), \quad (1)$$

где  $d_1, d_2$  - толщины слоев СР,  $\epsilon_1, \epsilon_2$  - диэлектрические функции соответствующих слоев.

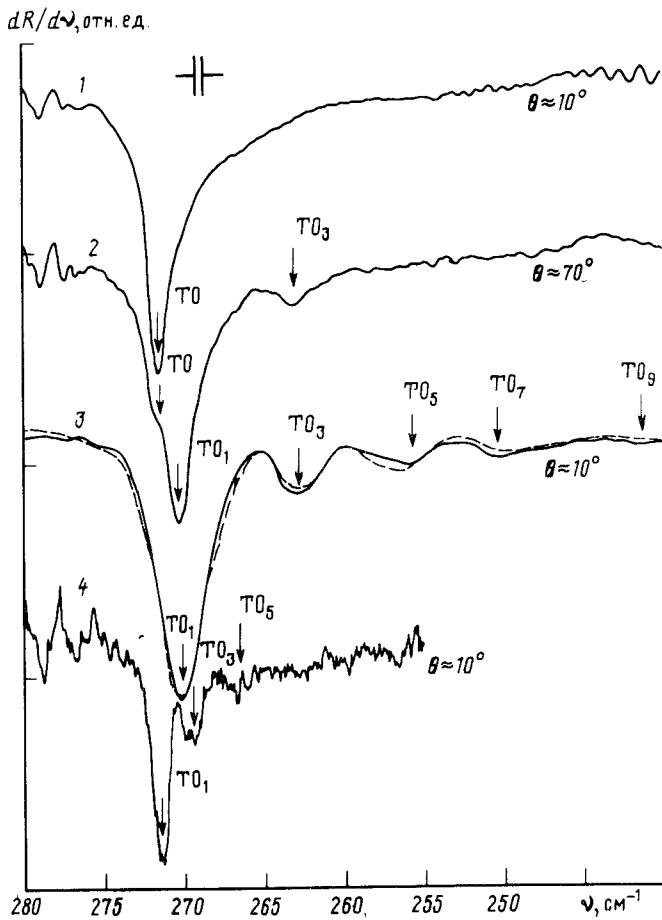


Рис. 2. Спектры производной отражения: 1 - монокристаллическая пленка GaAs ( $d \approx 1,7$  мкм), 2 - СР (GaAs)<sub>10</sub>(AlAs)<sub>10</sub> с  $\theta \approx 70^\circ$ , 3 - СР (GaAs)<sub>10</sub>(AlAs)<sub>10</sub> с  $\theta \approx 10^\circ$ , 4 - СР (GaAs)<sub>17</sub>(Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As)<sub>17</sub> с  $\theta \approx 10^\circ$ . Штриховая линия - расчет

Следуя <sup>4</sup> учет эффектов локализации оптических фононов в слоях СР можно выполнить воспользовавшись диэлектрической функцией многомодового кристалла; тогда для  $n$  мод активных в ИК спектрах:

$$\epsilon_{1,2}(\omega) = \epsilon_\infty \left[ 1 + \sum_j^n \frac{A_j(\omega_{Loj}^2 - \omega_{Toj}^2)}{\omega_{Toj}^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_j} \right], \quad (2)$$

где  $\epsilon_\infty$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость слоя,  $j, \omega_{Loj}, \omega_{Toj}$  - порядок моды и соответствующие ей оптические частоты. Коэффициенты  $A_j$  характеризуют взаимодействие моды со светом, определяя ее дипольный момент:

$$P_j = \frac{(e^*)^2 E}{M(\omega_{Toj}^2 - \omega^2)} A_j = \frac{(e^*)^2 E \cdot C}{M(\omega_{Toj}^2 - \omega^2)m} \sum_i^m \sin \left( \frac{2\pi z_i}{\lambda_{Toj}} \right), \quad (3)$$

где суммирование выполняется по всем  $m$  атомам в слое CP,  $e^*$  и  $M$  - эффективный заряд и приведенная масса элементарной ячейки,  $E$  - напряженность электрического поля,  $\omega_{Toj}$  и  $\lambda_{Toj}$  - частота и длина волны  $j$ -ой моды,  $z_i = \frac{d}{m}i$  - координата  $i$ -ого атома в слое (направление  $z$  параллельно оси CP),  $C$  - подгоночный параметр, который определяется с помощью правила сумм <sup>4</sup>:

$$C \sum_j \left( \frac{\omega_{Loj}^2}{\omega_{Toj}^2} - 1 \right) A_j = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} - 1. \quad (4)$$

Как следует из (3) отличны от нуля только коэффициенты для нечетных локализованных мод.

С помощью соотношений (1) и (2) нами были вычислены спектры отражения исследуемых CP; при этом значения продольных частот  $\omega_{Loj}$  в (2) определялись по дисперсии LO-фононов <sup>2</sup> с соответствующей каждой локализованной моде величиной волнового числа  $k_j = \frac{\pi}{d}j$ .

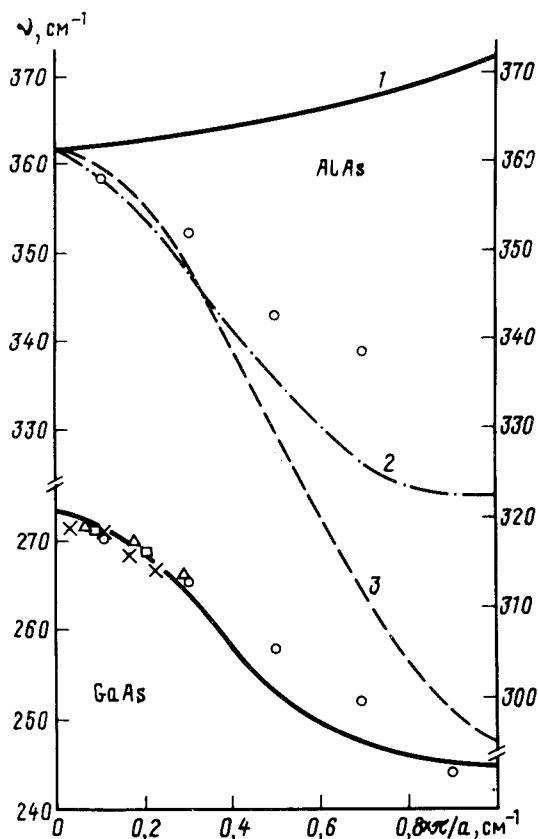


Рис. 3. Дисперсия поперечных оптических фононов в GaAs и AlAs. Значения волновых чисел указаны в единицах  $\pi/a$ , где  $a$  - постоянная кристаллической решетки. Значки на кривой дисперсии GaAs соответствуют положению локализованных TO-мод в спектре для слоев GaAs - различной толщины: ○ - 10 монослоев, □ - 14 монослоев, Δ - 17 монослоев, × - 30 монослоев

Спектр производной отражения, рассчитанный для слоя GaAs CP GaAs/AlAs толщиной в десять монослоев приведен на рис. 2 штриховой линией. Хорошее

соответствие расчета экспериментальным данным было получено с параметрами:  $\epsilon_{\infty} = 11$ ,  $\epsilon_0 = 12,8$ ,  $C = 0,89$ ; остальные параметры расчета сведены в таблицу.

$j$	1	3	5	7	9
$A_j$	0,566	0,175	0,089	0,046	0,014
$\nu_{Loj}$ , см $^{-1}$	294	291	286	280	272
$\nu_{Toj}$ , см $^{-1}$	271	265	260	253	244
$\Gamma_j$ , см $^{-1}$	3,3	6,5	7,0	8,0	8,0

Дисперсия поперечных оптических фононов в GaAs и AlAs, определенная по спектрам отражения, показана на рис. 3. Дисперсионная зависимость  $TO$ -фононов в GaAs, определенная по спектрам отражения, столь же хорошо соответствует теории<sup>5</sup>, как и данные, полученные при исследовании запрещенного комбинационного рассеяния света<sup>2</sup>. Для AlAs отсутствуют экспериментальные данные по дисперсии оптических фононов. Теоретические расчеты<sup>6,7</sup> предсказывают различную зависимость частоты  $TO$ -фононов от волнового числа в AlAs (кривые 1 и 3 на рис. 3). Кривая 1 была вычислена с учетом ковалентного характера межатомных связей, а кривая 3 - ковалентного и металлического. Наблюдается качественное согласие с кривой 3, что подтверждает предположение о важности обоих типов связей в соединениях  $A^{III}B^{V}$ <sup>8</sup>. Сравнительно хорошее соответствие экспериментальным данным наблюдается для зависимости, рассчитанной путем скэйлинга дисперсии  $TO$ -фононов GaAs (кривая 2).

В заключение отметим, что локализованные  $TO$ -моды были обнаружены в обоих слоях СР GaAs/AlAs и не наблюдались в слоях твердого раствора СР GaAs/AlGaAs, что, по-видимому, обусловлено меньшей длиной свободного пробега фононов в твердом растворе.

### Литература

1. Jusserand B., Paget D., Regreny A. Phys. Rev. B, 1984, 30, 6245.
2. Sood A.K., Menendez J., Cardona M., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2111.
3. Agranovich V.M., Kravtsov V.E. Sol. St. Comm., 1985, 55, 85.
4. Tsu R., Jha S.S. Appl. Phys. Lett., 1972, 20, 16.
5. Pustagi K.C., Weber W. Sol. St. Comm., 1983, 48, 673.
6. Kagaya M., Soma T. Sol. St. Comm., 1983, 48, 785.
7. Yip S.K., Chang Y.C. Phys. Rev. B, 1984, 30, 7037.
8. Martin R.M. Phys. Rev., 1969, 186, 871.

Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
7 августа 1990 г.  
После переработки  
15 октября 1990 г.