

Локализованные оптические фононы в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных на поверхностях (311)A и (311)B

© А. Милехин, Ю. Пусеп, Ю. Яновский, В. Преображенский, Б. Семягин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Поступила в Редакцию 23 сентября 1997 г.)

Исследованы оптические колебательные моды в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных в направлении [311]. Анализ частот *TO*- и *LO*-локализованных мод, наблюдаемых в ИК-спектрах отражения, показал, что различие частот *TO*- и *LO*-мод в сверхрешетках, выращенных на поверхностях (311)A и (311)B, обусловлено различной длиной локализации этих мод. Дисперсия поперечных оптических фононов GaAs, полученная из ИК-спектров отражения, хорошо соответствует данным комбинационного рассеяния света.

Недавно было продемонстрировано формирование (311) ориентированных сверхрешеток (СР) GaAs/AlAs с анизотропными электронными и оптическими свойствами [1–3]. Анизотропия была связана с возникновением поверхностного фасетирования [4]. Однако последние исследования этих сверхрешеток методом комбинационного рассеяния света не обнаружили фасетирования поверхности [5]. В настоящее время известно большое число работ по исследованию электронных свойств СР (311), вместе с тем было опубликовано лишь несколько работ, посвященных изучению оптических свойств [5–7].

В настоящей работе представлены результаты исследования колебательного спектра сверхрешеток GaAs/AlAs, ориентированных в направлении (311), методом ИК Фурье-спектроскопии.

Понижение симметрии СР (311) по сравнению с СР, выращенными вдоль направления [100], усложняет идентификацию колебательных мод, локализованных в слоях СР, и приводит к возникновению оптических мод в СР (311), имеющих либо чисто поперечный (A''), либо смешанный (продольный/поперечный) (A') характер [6]. Более того, поверхностное фасетирование в СР (311)A с периодом 32 Å может приводить к расщеплению локализованных колебательных мод. Согласно правилам отбора все моды (A' и A'') могут быть активны в ИК-диапазоне. Волновое число локализованных мод может быть определено как

$$q_m = m\pi / \{(n + \delta)d\}, \quad (1)$$

где n — число монослоев, $d = a/\sqrt{11}$ — толщина одного монослоя вдоль направления [311], a — параметр решетки в направлении (100), m — номер локализованной моды. Параметр δ описывает проникновение локализованных мод в соседние слои. Идентификация смешанных локализованных мод с малыми волновыми числами упрощается вследствие либо *LO*-, либо *TO*-поляризации соответствующих локализованных мод [7].

Исследовались СР (GaAs) $_n$ /(AlAs) $_m$ (где $n = 7, 10, 12, 28$ и $m = 7, 16, 17, 24$ монослоев), выращенные одновременно на (311)A и (311)B-поверхностях. Выбор толщины слоев обусловлен оптимальными условиями для наблюдения эффекта локализации оптических

фононов в этих слоях. Толщины слоев GaAs и AlAs контролировались по осцилляциям интенсивности дифракции быстрых электронов ("на отражение") с использованием СР, выращенных в том же процессе на (100) GaAs-подложках. Число повторений слоев равнялось 100.

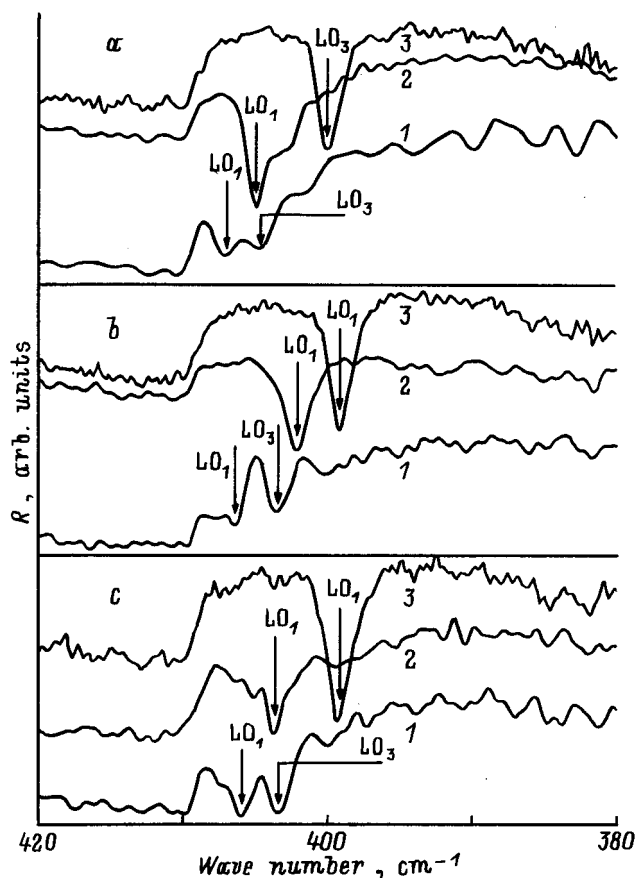


Рис. 1. Экспериментальные ИК-спектры отражения образцов, измеренных в *p*-поляризованном свете в спектральном диапазоне *LO*-фононов AlAs. *a* — для СР: (100) (GaAs) $_{17}$ /(AlAs) $_{15}$ (1), (GaAs) $_7$ /(AlAs) $_9$ (2), (GaAs) $_4$ /(AlAs) $_4$ (3); *b, c* — для СР (311)A и (311)B соответственно: (GaAs) $_{28}$ /(AlAs) $_{24}$ (1), (GaAs) $_{12}$ /(AlAs) $_{17}$ (2), (GaAs) $_7$ /(AlAs) $_7$ (3).

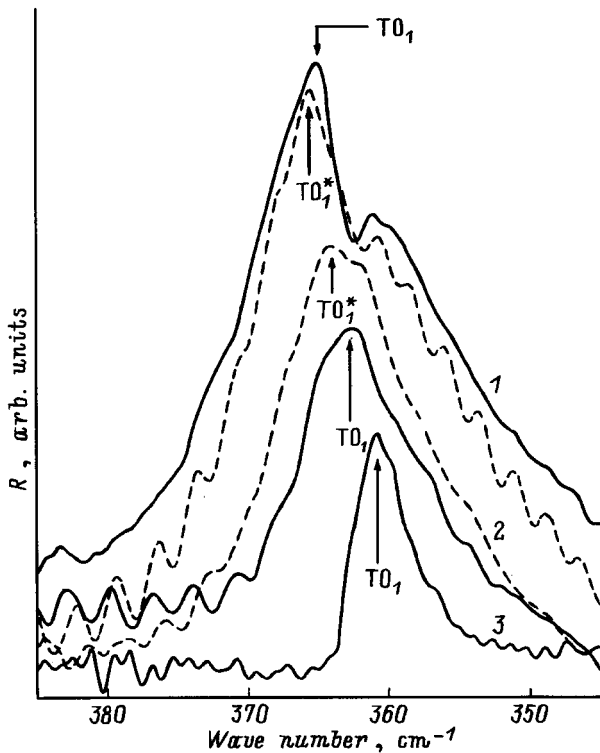


Рис. 2. Экспериментальные ИК-спектры отражения СР (311) *A* (сплошные линии) и (311) *B* (штриховые линии) GaAs/AlAs, измеренные при нормальном падении света в спектральном диапазоне *TO*-фононов AlAs. 1 — (GaAs)₂₈/(AlAs)₂₄, 2 — (GaAs)₁₂/(AlAs)₁₇, 3 — (GaAs)₁₀/(AlAs)₁₆.

Спектры ИК-отражения были записаны при температуре 80 К с помощью ИК Фурье-спектрометра Bruker IFS-113V, снабженного криостатом Oxford Instruments. Разрешение составляло 0.5 см⁻¹ по всему спектральному диапазону. Были проанализированы спектры отражения, измеренные при нормальном падении света, совместно со спектрами, записанными в *p*-поляризованном свете при угле падения ($\theta = 70^\circ$). Спектры нормального падения позволяют наблюдать *TO*-фононы в СР, тогда как *p*-поляризованные спектры дополнительно обнаруживают *LO*-фононы вследствие эффекта Берремана [8].

p-поляризованные спектры СР (311) *A* и (311) *B* вместе со спектрами СР (100), измеренные в спектральном диапазоне *LO*-фононов AlAs, представлены на рис. 1. Особенности в спектрах, обозначенные стрелками, соответствуют *LO*-модам, локализованным в слоях AlAs. Как видно из рис. 1, во всех СР из-за дисперсии AlAs-фононов частота фундаментальных мод уменьшается с уменьшением толщины слоя AlAs. Более того, в спектрах отражения наблюдаются старшие *LO*₃-моды, что подтверждает высокое кристаллическое качество образцов. Однако мы не наблюдали ни существенной разницы между спектрами СР (100) и (311), ни дополнительного расщепления локализованных мод СР (311) *A*, что могло бы свидетельствовать о локализации фононов в узкой и широкой частях фасетированного слоя. Изменение

частот колебательных мод в СР с различной толщиной обусловлено лишь различной длиной локализации соответствующих колебательных мод.

Как упоминалось выше, спектры отражения СР, записанные при нормальном падении света, дают возможность изучать *TO*-фононы. На рис. 2 представлены спектры отражения СР (311) *A* и (311) *B*, в которых проявляются фундаментальные *TO*- и *TO**-моды, локализованные в слоях AlAs, выращенных на поверхностях (311) *A* и (311) *B* соответственно. Как и в случае *LO*-фононов AlAs, мы не наблюдали изменения частот колебательных *TO*-мод в СР (311) *A* относительно соответствующих мод в СР (311) *B*.

Чтобы точнее определить частоты *TO*-мод, локализованных в слоях GaAs, мы анализировали производную спектров отражения $dR/d\nu$ СР (311) *A* и (311) *B* (рис. 3). Минимумы, обозначенные стрелками, соответствуют нечетным локализованным *TO*_{*i*}-модам, поскольку только нечетные локализованные моды активны в ИК-спектрах СР (вследствие отличного от нуля дипольного момента). Высокочастотная мода *TO*_{*b*} соответствует частоте объемного *TO*-фонона подложки GaAs. Зависимость частот локализованных *TO*-мод в СР (311) *A* и (311) *B* с различной толщиной слоев от соответствующих им волновых чисел, определяемых соотношением (1), представлена на

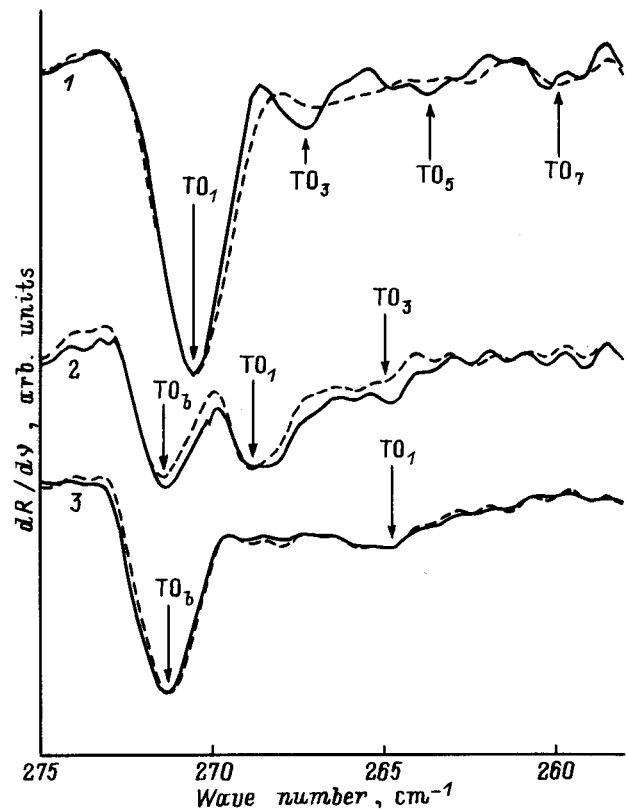


Рис. 3. Экспериментальные ИК-спектры отражения СР (311) *A* (сплошные линии) и (311) *B* (штриховые линии) GaAs/AlAs, измеренные при нормальном падении света в спектральном диапазоне *TO*-фононов GaAs. 1 — (GaAs)₂₈/(AlAs)₂₄, 2 — (GaAs)₁₂/(AlAs)₁₇, 3 — (GaAs)₇/(AlAs)₇.

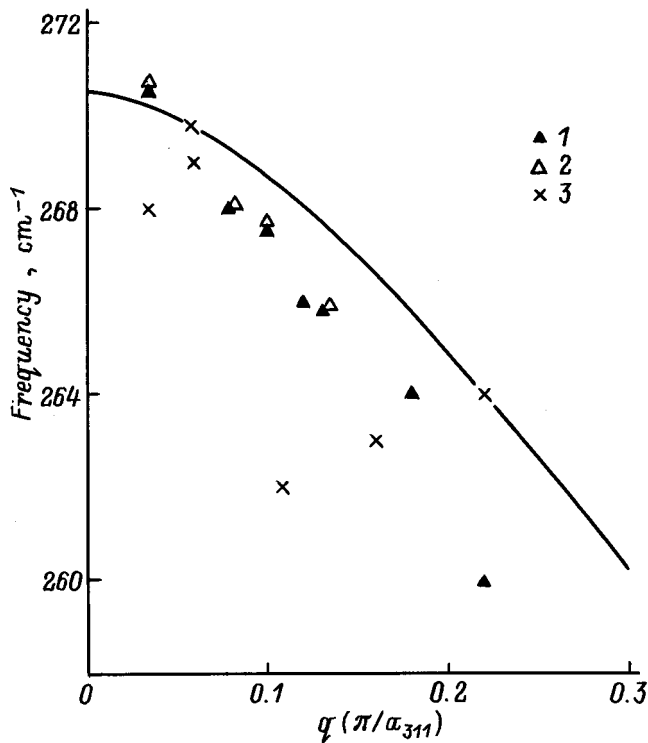


Рис. 4. Зависимость частот локализованных TO -мод, измеренных для СР (311)А (1) и (311)В (2) с различной толщиной слоев, от волнового числа. Для сравнения дисперсия TO -фононов GaAs в направлении (100) представлена сплошной линией. 3 — данные, полученные методом комбинационного рассеяния света [5].

рис. 4. Параметр δ был взят равным единице. Как видно из этого рисунка, не наблюдается существенной разницы для СР, выращенных на поверхностях (311)А и (311)В.

В дополнение отметим, что в изученных в этой работе СР (311)А GaAs/AlAs не было обнаружено анизотропии оптических фононов в плоскости слоев СР, когда образец вращался вокруг оси роста при фиксированной поляризации света. Возможной причиной отсутствия анизотропии могут являться сегрегация и взаимодиффузия атомов на гетерограницах, существенно зависящие от условий роста образцов.

Таким образом, в работе были исследованы оптические локализованные колебательные моды в СР (311)А и (311)В GaAs/AlAs методом ИК Фурье-спектроскопии. Дисперсия TO -фононов GaAs в СР (311), определенная по ИК-спектрам, хорошо согласуется с данными комбинационного рассеяния света. Экспериментальные результаты не обнаруживают оптической анизотропии, обусловленной локализацией оптических фононов вследствие фасетирования поверхности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-04431) и ГК РФ по высшему образованию (проект 3Н-249-96/231 МП 2-5).

Список литературы

- [1] R. Notzel, L. Daweritz, K. Ploog. Phys. Rev. **B46**, 4736 (1992).
- [2] R. Notzel, N.N. Ledentsov, L. Daweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
- [3] R. Notzel, K. Ploog. J. Vac. Sci. Technol. **A10**, 617 (1992).
- [4] R. Notzel, N.N. Ledentsov, L. Daweritz, K. Ploog, M. Hohenstein. Phys. Rev. **B45**, 3507 (1992).
- [5] Yu.A. Pusep, S.W. da Silva, J.C. Galzerani, D.I. Lubyshev, P. Basmaji. Phys. Rev. **B51**, 5473 (1995).
- [6] Z.V. Popovich, E. Richter, J. Spitzer, M. Cardona, A.J. Shield, R. Notzel, K. Ploog. Phys. Rev. **B49**, 11, 7577 (1994).
- [7] P. Castrillo, L. Colombo. Phys. Rev. **B49**, N 15. P. 10362. (1994).
- [8] D.W. Berreman. Phys. Rev. **130**, 2193 (1963).