

ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ НИТЯМИ

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

Институт физики полупроводников
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 1997 г.

После переработки 2 декабря 1997 г.

Исследованы оптические колебательные моды в структурах GaAs/AlAs, выращенных на (311)A-ориентированной поверхности GaAs. Обнаружено расщепление линии фундаментальной TO колебательной моды, локализованной в квантовой нити GaAs, на две с различным направлением вектора поляризации. По ИК спектрам периодических структур определена дисперсия TO фононов GaAs в направлении (311).

PACS: 63.22.+m

Прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволил выращивать совершенные сверхрешетки (СР) GaAs/AlAs на высокоиндексных поверхностях GaAs, таких как СР по сравнению с (100)-ориентированными СР GaAs/AlAs приводит к оптической анизотропии в плоскости слоев сверхрешеток [2–6]. Анизотропия оптических и электронных свойств высокоиндексных СР может быть объяснена периодическим поверхностным фасетированием, которое оказалось максимальным для (311)A-ориентированных СР [2, 3]. Поверхностное фасетирование дает возможность прямого получения, в процессе роста МЛЭ, структур с квантовыми нитями. Вопрос о наличии фасетирования и высоте фасетки в настоящее время дебатировался в литературе. Первые исследования СР, выращенных на (311)A-поверхности GaAs, методом дифракции быстрых электронов на отражение позволили установить период фасетирования вдоль направления (01-1) $d = 32 \text{ \AA}$ и высоту фасетки 10.2 \AA (6 монослоев) [2, 3]. Вместе с тем, высота фасетки в 2 монослоя была установлена из анализа спектров комбинационного рассеяния света [7].

В настоящее время большой интерес вызывает изучение электронных свойств (311) СР, вместе с тем существует лишь несколько работ, посвященных исследованию колебательных свойств таких структур [7–10].

В настоящей работе мы представляем результаты исследования колебательного спектра гетероструктур GaAs/AlAs, ориентированных в направлении (311)A, методом ИК фурье-спектроскопии.

Исследовались $(\text{GaAs})_n/(\text{AlAs})_m$ структуры (где $n = 8, 10, 12, 28$ и $m = 12, 16, 24$ – число монослоев в соответствующем слое), выращенные на (311)A-ориентированной поверхности GaAs. Толщины слоев GaAs и AlAs контролировались методом регистрации осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины дифракции быстрых электронов на отражение с использованием СР, выращенных в том же процессе на (100) GaAs подложках. Величины n и m рассчитаны для СР $(\text{GaAs})_n/(\text{AlAs})_m$ с идеальными гетерограницами без учета фасетирования. Число повторений слоев равнялось $10 \div 200$ для различных структур.

ИК спектры отражения измерялись с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker IFS-113V, снабженного Oxford Instruments криостатом при температуре 80 К. Разрешение было 0.5 см^{-1} по всему спектральному диапазону. ИК спектры отражения были записаны в условиях нормального падения света на образец. Необходимая компонента вектора поляризации света выделялась с помощью поляризатора.

Понижение симметрии (311) СР по сравнению с (001)-ориентированными СР усложняет идентификацию колебательных мод. Колебательные моды в (311) СР, распространяющиеся вдоль направления (311), имеют либо чисто поперечный (A'' -моды), если они поляризованы вдоль направления (01-1), либо смешанный продольный/поперечный характер (A' -моды) [8]. Кроме того, поверхностное фасетирование в (311)А СР может приводить к расщеплению локализованных колебательных мод. Так, например, расщепление LO -локализованных мод в слоях GaAs может быть обусловлено локализацией фононов в узкой и широкой частях фасетированных слоев [7].

Согласно правилам отбора, все нечетные моды (A' и A'') могут быть активны в ИК спектрах (311)-ориентированных GaAs/AlAs СР вследствие их ненулевого дипольного момента. Волновое число A'' локализованных мод длиннопериодных СР (когда влиянием поверхностного фасетирования можно пренебречь) может быть определено как

$$q_m = mp / \{(n + d)d\}, \quad (1)$$

где n – число монослоев, $d = a\sqrt{11}$ – толщина одного монослоя вдоль направления (311), a – постоянная решетки в направлении (100) и m – номер локализованной моды. Параметр δ описывает проникновение локализованных мод в соседние слои.

Идентификация смешанных локализованных мод с малыми волновыми числами в (311)-ориентированных GaAs/AlAs СР упрощается вследствие в основном-либо LO -либо TO -поляризации соответствующих локализованных мод [10]. Кроме того, хотя и снимается вырождение TO мод, поляризованных вдоль направлений (-233) и $(01-1)$, величина расщепления этих мод остается пренебрежимо малой вплоть до волновых чисел $q \approx 0.3$ [8].

ИК спектры отражения СР GaAs/AlAs, записанные в условиях нормального падения света, позволяют наблюдать TO фононы, локализованные в слоях GaAs и AlAs. Причем в спектрах проявляются только нечетные локализованные моды, суммарный дипольный момент которых отличен от нуля. Для длиннопериодных СР GaAs/AlAs, выращенных на (311)А-поверхности GaAs, ИК спектры производной отражения в области частот TO фононов GaAs, представлены на рис.1. Для определения частот локализованных мод была выполнена подгонка спектров ИК отражения, рассчитанных для многослойной структуры по методике, описанной в [11], к экспериментальным. Стрелками на рисунке отмечено спектральное положение частот старших нечетных локализованных TO_i мод, полученных из наилучшего согласия теории и эксперимента. Линия TO_6 относится к объемному TO фонону подложки GaAs. Значения частот локализованных мод, полученные из ИК спектров отражения для СР с различной толщиной слоев, и соответствующие им волновые числа, определенные из соотношения (1), были использованы для построения дисперсии TO фононов GaAs в направлении (311). Параметр δ был взят равным 1. Экспериментальные значения частот TO мод как функции от волнового вектора представлены на вставке рис.1 треугольниками. Данные комбинационного рассеяния света, взятые из [5], показаны

кружками. Для сравнения сплошной линией приведена дисперсия TO фононов GaAs в направлении (100). Как видно из рисунка, данные, полученные разными методами, не противоречат друг другу.

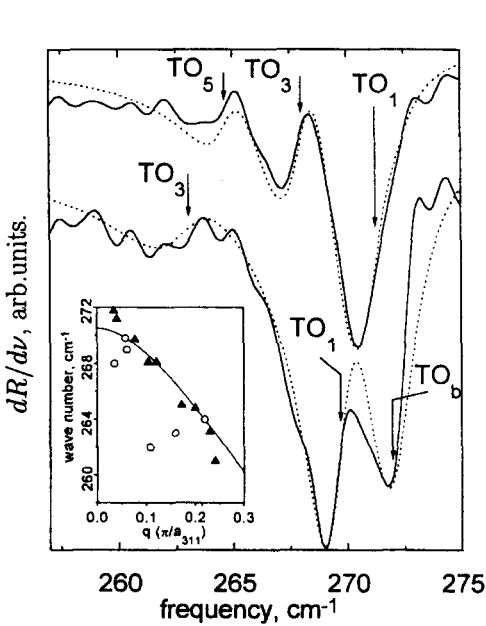


Рис.1. ИК спектры отражения CP, ориентированных в направлении (311)A: $(GaAs)_{24}/(AlAs)_{12}$ (кривая 1), $(GaAs)_{12}/(AlAs)_{12}$ (кривая 2). Пунктирной линией показаны рассчитанные спектры. На вставке к рисунку представлена дисперсия TO фононов GaAs в (311)A CP. Для сравнения дисперсия TO фононов GaAs в направлении (100) представлена сплошной линией. Данные, полученные методом ИК спектроскопии показаны треугольниками, комбинационного рассеяния света [5] – кружками

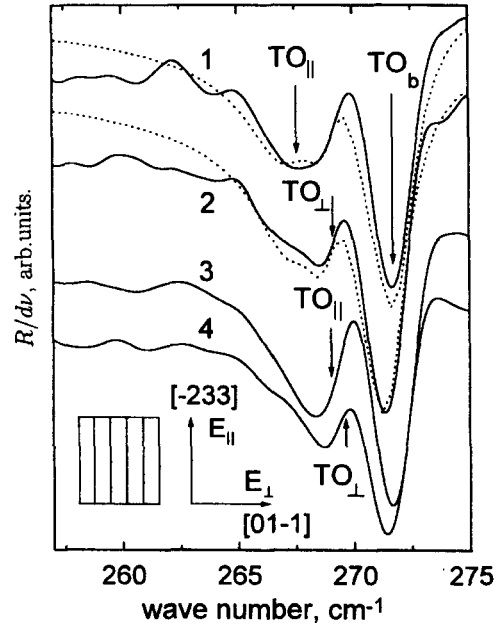


Рис.2. ИК спектры отражения (311)A GaAs/AlAs CP, измеренные при нормальном падении света в линейно поляризованном свете в спектральном диапазоне TO фононов GaAs: $(GaAs)_8/(AlAs)_{16}$ (кривая 1 и 2), $(GaAs)_{10}/(AlAs)_{16}$ (кривая 3 и 4). Пунктирной линией показаны рассчитанные спектры. Направление вектора поляризации света относительно направления квантовых нитей указано на вставке

Отметим, что в изученных в этой работе и ранее [12] длиннопериодных (311)A GaAs/AlAs CP не было обнаружено анизотропии оптических фононов в плоскости слоев CP, когда образец вращался относительно оси роста при фиксированной поляризации света.

Мы представляем наблюдение анизотропии колебательного спектра короткопериодных $(GaAs)_n/(AlAs)_m$ ($n = 9, 10$ и $m = 12$) структурах, когда возможно формирование квантовых нитей вследствие поверхностного фасетирования. На рис.2 показаны ИК спектры производной отражения структур, записанных при различном направлении вектора поляризации света. Как видно из рисунка, наблюдается расщепление фундаментальной моды TO_1 на две с различным направлением вектора поляризации. В случае, когда вектор поляризации света направлен вдоль квантовых нитей (направление (-233)), в ИК спектрах (кривые 1,3) доминирует низкочастотная $TO_{||}$ мода, распространяющаяся вдоль направления (311), при этом вектор поляри-

зации моды совпадает с направлением светового вектора. Если вектор поляризации света перпендикулярен квантовым нитям (направление (01-1)), в спектрах отчетливо наблюдается высокочастотная TO_{\perp} мода. Эта мода имеет вектор поляризации, перпендикулярный квантовым нитям, и поэтому может эффективно взаимодействовать с ИК излучением, поляризованным вдоль направления (01-1). Максимальная величина расщепления получена для структур $(GaAs)_8/(AlAs)_{16}$ и составляет $\sim 1.3\text{ см}^{-1}$. С увеличением толщины слоев GaAs в СР величина расщепления TO мод уменьшается (кривые 3 и 4 на рис.2).

Наблюдаемое расщепление TO_1 -локализованных мод может быть объяснено сформированным в процессе роста МЛЭ массивом квантовых нитей GaAs и AlAs. Расчеты колебательного спектра для прямоугольных нитей GaAs, разделенных барьерами AlAs [13,14], показали наличие расщепления TO_1 -колебательных мод. Кроме того, исследования анизотропии проводимости [15] показали возможность формирования массива квантовых нитей в структурах GaAs/AlAs, выраженных на (311)A-ориентированной поверхности GaAs. При этом оказалось, что максимальное расщепление TO -локализованных мод наблюдается на структурах $(GaAs)_8/(AlAs)_{16}$, на которых обнаружена наибольшая анизотропия проводимости. При меньшей толщине слоев происходит резкое уменьшение интенсивности локализованных мод. Это объясняется возникновением проволокоподобных кластеров [16] и, как следствие, увеличением в них затухания локализованных мод.

Таким образом, в работе методом ИК фурье-спектроскопии были исследованы оптические локализованные колебательные моды в структурах GaAs/AlAs, выращенных на (311)Ф-ориентированной поверхности GaAs. Обнаружено расщепление фундаментальной TO моды, локализованной в квантовых нитях GaAs. Дисперсия TO фононов GaAs в направлении (311), определенная по ИК спектрам длиннопериодных СР хорошо согласуется с данными комбинационного рассеяния света.

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

-
1. L.N.Pfeiffer, K.W.West, H.Stormer et al., Appl. Phys. Lett. **56**, 1697 (1990).
 2. R.Notzel, N.Ledentson, L.Daweitz et al., Phys. Rev. Lett. **B27**, 3507 (1991).
 3. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Daweritz et al., Phys. Rev. **B45**, 3507 (1992).
 4. R.Notzel, L.Daweritz, and K.Poolg. Phys. Rev. **B46**, 4736 (1992).
 5. C.Jouanin, A.Hallaoui, and D.Bertho, Phys. Rev. **B50**, 1645 (1994).
 6. G.Gershoni, I.Brener, G.A.Baraff et al., Phys. Rev. **B44**, 1930 (1991).
 7. S.W.da Silva, Yu.A.Pusep, J.Galzerani et al., Phys. Rev. **B53**, 1927 (1996).
 8. Z.V.Popovich, E.Richter, J.Spitzer et al., Phys. Rev. **B49**, 7577 (1994).
 9. Yu.A.Pusep, S.W.da Silva, J.Galzerani et al., Phys. Rev. **B51**, 5473 (1995).
 10. P.Castrillo and L.Colombo, Phys. Rev. **B49**, 10362 (1994).
 11. A.G.Milekhin, Yu.A.Pusep, V.V.Preobrazhenskii et al., JETP Lett. **59**, 493 (1994).
 12. A.Milekhin, Yu.Pusep, D.Lubyshev et al., Proceedings of the 22-nd Intern. Symp. on Compound Semiconductors, Cheju Island, Korea, 1995; Published in Compound Semiconductors, Institute of Physics Conference Series, 1996, No 145: Ch.3, IOP Publishing Ltd. Philadelphia, Bristol, p.437.
 13. B.-F.Zhu, Phys. Rev. **B44**, 1926 (1991).
 14. F.Rossi, C.Bungaro, L.Rota et al., Solid State Electronics **37**, Nos.4-6, 761 (1994).
 15. В.Я.Принц, И.А.Паняев, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, Письма в ЖЭТФ **60**, 209 (1994).
 16. Ж.И.Алферов, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков и др., ФТП **26**, 1715 (1992).