

Экспериментальное обнаружение анизотропии фонон-плазмонных мод в сверхрешетках GaAs/AlAs (100)

В. А. Володин¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2009 г.

С применением методики спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) были исследованы легированные (n -типа) GaAs/AlAs сверхрешетки (СР) с толщинами слоев GaAs от 1.7 до 6.8 Å, толщина слоев AlAs составляла 13.6 Å. Применение микроприставки для исследования КРС позволило наблюдать при обратном рассеянии моды с волновым вектором как поперек слоев СР, так и вдоль слоев СР (при рассеянии с “торца” СР). Экспериментально обнаружена предсказанная ранее теоретически анизотропия смешанных фонон-плазмонных мод, обусловленная анизотропией эффективной массы электронов в СР второго типа.

PACS: 63.20.Ls

Фонон-плазмонное взаимодействие в объемных полупроводниках исследуются уже более 40 лет и все эффекты, связанные с данным взаимодействием, изучены достаточно подробно [1]. В теории предсказан ряд эффектов фонон-плазмонного взаимодействия в системах пониженной размерности и сверхрешетках (СР), обладающих сложным фононным спектром [2, 3], однако экспериментально эти системы еще недостаточно изучены, и эта задача остается актуальной.

Расчеты, проведенные в работе [4], показали, что в случае анизотропии эффективной массы носителей заряда должно быть различие в частотах фонон-плазмонных мод, распространяющихся вдоль направлений “тяжелой” либо “легкой” масс. При этом не так существенно различие в массах (разница тяжелой и легких масс может быть около двух раз и выше), как волновое число фонон-плазмонных мод. Для того чтобы разница в частотах стала экспериментально наблюдаема (то есть составляла хотя бы несколько обратных сантиметров), волновое число мод должно быть порядка миллиона обратных сантиметров. Так как полупроводниковые СР непрозрачны в видимом свете, для них возможно исследование только обратного комбинационного рассеяния света (КРС). Для достижения необходимой разницы в волновом числе не достаточно просто менять угол падения света на СР. Необходимо применять геометрию нормального падения, и геометрию, когда волновой вектор падающего и рассеянного света лежит в плоскости

СР. Это возможно, если применить геометрию с обратным рассеянием от “торца” СР, как показано на рис.1. Но так как толщина СР составляет доли мик-

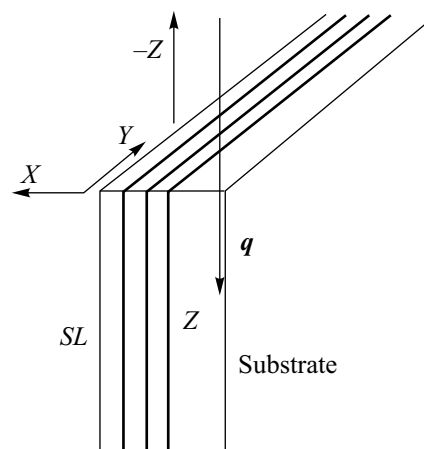


Рис.1. Схемы обратного КРС: импульс q падающего и рассеянного света направлен по нормали к СР (вдоль оси X), либо в плоскости СР (вдоль оси Z). Оси X , Y и Z соответствуют кристаллографическим направлениям (100), (010) и (001), соответственно

рона, для этого необходимо применять КРС установку с микроприставкой.

Набор легированных GaAs/AlAs СР был изготовлен с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (001). Толщина слоев AlAs составляла 13.6 Å, эффективная толщина слоев GaAs составляла 1.7, 3.4, и 6.8 Å. В дальнейшем будем обозначать эти СР как 1, 2, и 3, соответственно. Образцы 1, 2 и 3 содержали 400, 300 и

¹⁾e-mail: volodin@isp.nsc.ru

200 периодов. Рост осуществлялся при температуре подложки 550°C в условиях структурной перестройки типа (2×4) для поверхностей как GaAs, так и AlAs, что контролировалось с использованием метода дифракции быстрых электронов. СР в процессе роста были однородно легированы кремнием, концентрация кремния составляла $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что, по оценкам, при комнатной температуре должно давать объемную концентрацию электронов порядка 10^{18} см^{-3} . Для того чтобы изолироваться от подложки, СР были выращены на буферном слое AlAs толщиной в 0.3 мкм. Все СР были покрыты защитным слоем GaAs толщиной 50 Å. Дисперсия фононов и смешанных фонон-плазмонных мод исследовалась с применением спектроскопии КРС. Все спектры КРС регистрировались при комнатной температуре при возбуждении линией аргонового лазера 514.5 нм. Использовалось оборудование научно-образовательного комплекса “Наносистемы и современные материалы” НГУ – спектрометр T64000 производства Horiba Jobin Yvon с тройным монохроматором. В качестве детектора использовалась кремниевая матрица фотоприемников, охлаждаемая жидким азотом. Применялась приставка для микроскопических исследований КРС на базе микроскопа Olympus. Латеральное разрешение определялось размерами лазерного пучка в фокусе и равнялось 1 мкм. Мощность излучения, доходящего до образца, составляла около 10 мВт, излучение не вызывало заметного нагрева образцов.

На рис.2 показаны спектры КРС, зарегистрированные в геометрии $X(YZ)-X$. Здесь и далее оси

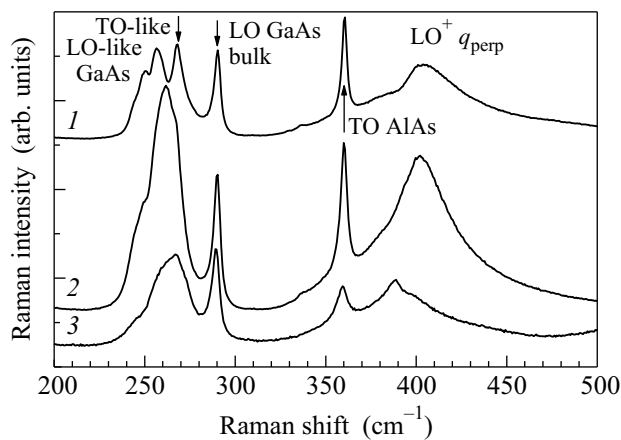


Рис.2. Спектры КРС легированных СР GaAs/AlAs, волновой вектор света нормален к поверхности СР на образцах 1, 2, 3

в скобках соответствуют направлению поляризации вектора напряженности электрического поля падающей и рассеянной электромагнитных волн, а оси вне

скобок показывают направление волнового вектора падающей и рассеянной электромагнитных волн. Таким образом, в данной геометрии фотон рассеивается на фононных и фонон-плазмонных модах, волновой вектор которых перпендикулярен СР. Спектры аналогичны спектрам, приведенным в работе [5], зарегистрированных в схожих условиях. Несколько пиков в районе $240-267 \text{ см}^{-1}$ в спектре СР, содержащей слой GaAs с эффективной толщиной 1.7 Å, обусловлены следующим. Эффективная толщина GaAs составляет для данной СР менее одного монослоя в направлении (100). Слой GaAs не сплошной, а состоит из нано-островков. Пики обусловлены эффектами латеральной локализации оптических фононов GaAs-типа в этих островках [6]. Структура подобных островков наблюдалась с применением прямой методики – сканирующей туннельной микроскопии [7]. В данных СР уровень легирования таков, что плазмоны взаимодействуют с продольными оптическими фононами AlAs-типа. Смешанные фонон-плазмонные моды обозначены на рис.2 как LO^+ .

На рис.3 показаны спектры КРС, зарегистрированные в геометрии $Z(Y\bar{Y})-Z$. В данной гео-

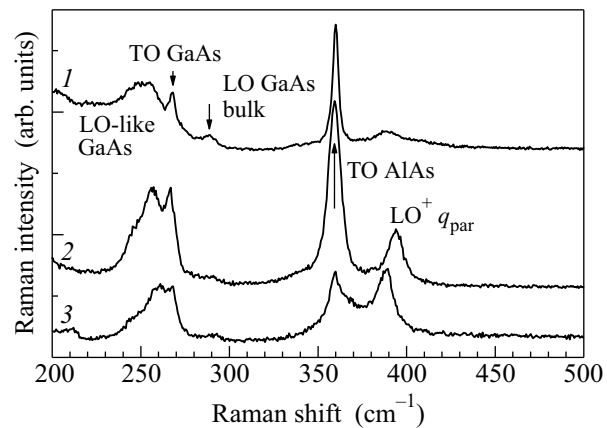


Рис.3. Спектры КРС легированных СР GaAs/AlAs, волновой вектор света параллелен поверхности СР на образцах 1, 2, 3

метрии фотон рассеивается на фононных и фонон-плазмонных модах, волновой вектор которых лежит в плоскости слоев СР. Из сравнительного анализа спектров, приведенных на рис.2 и 3, видно, что частоты LO^+ мод различаются. Следует отметить, что в других поляризационных геометриях (применялись также геометрии $Z(XY)-Z$, $Z(X\bar{X})-Z$, направления осей показаны на рис.1) изменялись только соотношения интенсивностей пиков КРС, а их частоты оставались такими же, как в геометрии $Z(Y\bar{Y})-Z$. Как видно из рис.3, LO^+ мода в образце 1 практи-

чески не видна. Слои GaAs в данном образце не сплошные, а представляют собой неперриодический массив нано-островков. По-видимому, сильное рассеяние на данном неперриодическом массиве и приводит к ослаблению этой моды.

На рис.4 приведены частоты LO^+ мод с различными волновыми векторами. Частоты мод с волновыми

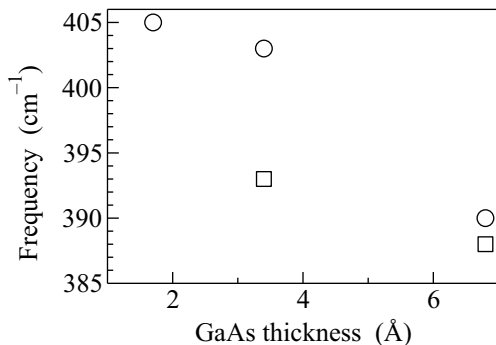


Рис.4. Расщепление LO^+ смешанных фонон-плазмонных мод с волновыми векторами, нормальными к слоям СР (кружки) и параллельными слоям СР (квадратики)

векторами, нормальными к поверхности СР, соответствуют данным работы [5], а частоты мод с волновыми векторами, параллельными слоям СР, были измерены впервые. Наблюдаемая разница в частотах смешанных фонон-плазмонных мод отражает их анизотропию по направлению волнового вектора. Как уже отмечалось, в работе [4] были сделаны расчеты частот смешанных фонон-плазмонных мод. Расчеты были сделаны в модели динамической экранировки плазмонами макроскопического электрического поля, создаваемого фононами. Поляризуемость электронного газа была рассчитана в модели Линхарда-Мермина [1] с учетом анизотропии эффективной массы электронов [4]. Расчеты показали, что частота LO^+ моды, распространяющейся вдоль направления “легкой” массы, монотонно спадает с ростом концентрации электронов, а частота LO^+ моды, распространяющейся вдоль направления “тяжелой” массы, ведет себя немонотонно в зависимости от концентрации электронов. Для используемого соотношения толщин GaAs и AlAs все СР должны быть второго типа [8]. При переходе GaAs/AlAs СР от первого ко второму типу происходит перемешивание электронных состояний из Г и X долин. Эффективные массы электронов в X долинах как GaAs, так и AlAs анизотропные [9], к тому же искусственно созданная симметрия – период СР также вносит свой вклад в анизотропию масс. Поэтому даже качественный анализ экспериментально наблюдаемого на рис.4 расщепления

затруднен. Анализ данных, рассчитанных в работе [4], говорит о том, что расщепление сильно зависит от концентрации электронов. Можно предположить, что концентрация свободных электронов в СР второго типа зависит от толщины барьеров (в данном случае барьером является GaAs). Эта зависимость и может быть определяющей в величине расщепления. Из анализа данных, приведенных на рис.4, можно сделать вывод, что концентрация электронов в СР с толщинами слоев GaAs в 6.8 \AA несколько меньше, чем 10^{18} см^{-3} . По расчетам, в случае концентрации электронов 10^{18} см^{-3} , волновом векторе 10^6 см^{-1} , и анизотропии масс два к одному расщепление должно составлять примерно 15 см^{-1} [4]. Примерно такое расщепление наблюдается в СР с толщинами слоев GaAs в 3.4 \AA . Данные о расщеплении для СР с толщинами слоев GaAs в 1.7 \AA не приведены на рис.4, так как пик от LO^+ моды в ее спектре КРС в одной из геометрий рассеяния слабо различим (кривая 1, рис.3).

В заключение можно отметить, что в GaAs/AlAs СР экспериментально наблюдалась зависимость частот смешанных фонон-плазмонных мод от направления их волнового вектора – то есть анизотропия их дисперсии. Качественно этот результат можно интерпретировать как вклад анизотропии эффективной массы электронов в СР второго типа.

Автор признателен В.В. Преображенскому и Б.Р. Семягину за приготовление экспериментальных образцов.

1. *Рассеяние света в твердых телах. Выпуск IV. Электронное рассеяние, спиновые эффекты, морфические эффекты.* Под ред. М. Кардоны и Г. Гюнтеродта, М.: Мир, 1986.
2. Л. А. Фальковский, Е. Ж. Мищенко, Письма в ЖЭТФ **82**, 103 (2005).
3. В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **83**, 300 (2006).
4. V. A. Volodin, M. D. Efremov, V. A. Sachkov, and N. N. Ledentsov, Phys. Low-Dim. Strut. **5/6**, 109 (2003).
5. В. А. Володин, М. Д. Ефремов, В. В. Преображенский и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 698 (2000).
6. М. Д. Ефремов, В. А. Володин, В. А. Сачков и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 73 (1999).
7. M. Itoh, G. R. Bell, A. R. Avery et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 633 (1998).
8. H. Fujimoto, C. Hamaguchi, T. Nakazawa et al., Phys. Rev. B **41**, 7593 (1990).
9. L. Pavesi and M. Guzzi. J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994).