

**КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА LO-ФОНОНАХ В  
СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs СО СВЕРХТОНКИМИ СЛОЯМИ  
AlAs**

B.A.Гайслер, Д.А.Тэннэ, А.О.Говоров, А.К.Бакаров, А.И.Торопов,  
А.П.Шебанин

Институт физики полупроводников Сибирского Отделения РАН  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 14 января 1993 г.,

Исследование комбинационного рассеяния света на продольных оптических фононах в сверхрешетках GaAs/AlAs со сверхтонкими слоями AlAs позволило наблюдать рассеяние одновременно как на нечетных, так и на четных локализованных LO-фононах. Предложено объяснение этого факта, состоящее в наличии механизма комбинационного рассеяния света, обусловленного дефектами.

Как известно, частотные диапазоны оптических фононов в GaAs и AlAs не перекрываются. В сверхрешетках (CP) GaAs/AlAs это приводит к локализации оптических фононов в слоях одного материала<sup>1</sup>. Глубина проникновения LO-фонона GaAs в слой AlAs составляет  $\sim 1$  монослой<sup>2,3</sup>. В спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) локализация оптических фононов проявляется в виде ряда пиков, частоты которых соответствуют частотам LO-фононов объемного GaAs при значениях волнового вектора

$$q = \frac{m\pi}{(n+1)a_0}, \quad m = 1, 2, 3,$$

где  $a_0$  – толщина монослоя GaAs,  $n$  – число монослоев<sup>1</sup>. В сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных в направлении (001), в нерезонансных условиях в геометрии  $z(x, y)\bar{z}$  наблюдается рассеяние на нечетных локализованных фононах ( $m = 1, 3, 5\dots$ ). Рассеяние на четных фононах возможно в параллельной геометрии  $z(x, x)\bar{z}$  в резонансных условиях<sup>1,2</sup>. В данной статье мы сообщаем о наблюдении в нерезонансных условиях рассеяния одновременно как на нечетных, так и на четных локализованных LO-фононах в сверхрешетках GaAs/AlAs со сверхтонкими слоями AlAs.

Нами было проведено исследование методом КРС образцов CP (GaAs)<sub>n</sub>(AlAs)<sub>l</sub> (индексы  $n$  и  $l$  обозначают число монослоев),  $n = 8$  для всех образцов,  $l = 3, 2, 1, 0.5$  для образцов  $A, B, C, D$ , соответственно. Все образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установках, разработанных в ИФП СО РАН, на подложках GaAs с ориентацией (001). Толщины слоев контролировались в процессе роста путем регистрации осцилляций интенсивности зеркального рефлекса при дифракции быстрых электронов на отражение. Спектры КРС записывались на спектрометре U-1000 при возбуждении светом аргонового лазера с длиной волны 514,5 нм при температуре 77 К в геометрии квазиобратного рассеяния  $z(x, y)\bar{z}$ .

Спектры КРС образцов  $A, B, C, D$  представлены на рис.1. Спектры образцов  $A$  и  $B$  типичны для рассеяния на локализованных оптических фононах в геометрии  $z(x, y)\bar{z}$  в нерезонансных условиях<sup>1</sup>. Они содержат пики, соответствующие рассеянию на нечетных локализованных фононах  $LO_1, LO_3, LO_5$ . Спектры КРС образцов  $C$  и  $D$  существенно отличаются от спектров образцов

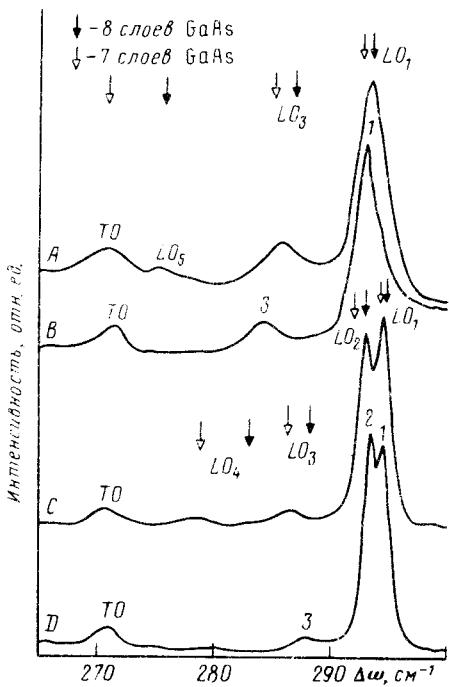


Рис.1

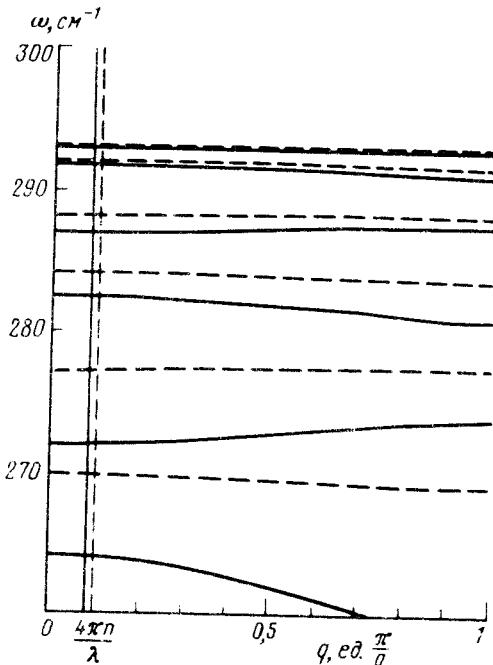


Рис.2

Рис.1. Спектры КРС образцов A – D. Стрелками отмечены расчетные значения частот локализованных LO-фононов

Рис.2. Дисперсионные зависимости для LO-фононов в сверхрешетках  $(\text{GaAs})_8(\text{AlAs})_1$  (сплошная линия) и  $(\text{GaAs})_8(\text{AlAs})_3$  (пунктирная линия)

A и B. В них проявляются пики, соответствующие как нечетным, так и четным локализованным LO-фононам.

На рис.2 приведены дисперсионные зависимости LO-фононов в СР  $(\text{GaAs})_8(\text{AlAs})_1$  и  $(\text{GaAs})_8(\text{AlAs})_3$ , полученные в модели линейной цепочки. Для СР  $(\text{GaAs})_8(\text{AlAs})_1$  расчет проводился с использованием выражения для дисперсии, полученного в работе<sup>4</sup> специально для СР, содержащих сверхтонкие слои материала одного типа (1 или 2 монослоя) при произвольной толщине слоев другого материала. В расчетах использовались дисперсии LO-фононов объемных GaAs и AlAs, полученные в работе<sup>5</sup> и хорошо соответствующие экспериментальным данным.

Как видно из рис.1, экспериментальные значения частот LO-фононов в образцах A – D хорошо соответствуют теоретическим, полученным из дисперсионных зависимостей, приведенных на рис.2. Однако для образцов B и C наилучшее согласие достигается, если толщина слоя GaAs равна 7 монослоям. Это значение толщины для образца B подтверждается по данным КРС на свернутых акустических фонах, которые позволяют определить величину полного периода СР<sup>1–3</sup>, и она оказывается равной 9 монослоям.

Для объяснения факта появления в спектрах КРС пиков, соответствующих четным локализованным LO-фононам, были выдвинуты два предположения.

Первое заключается в том, что если толщина слоев AlAs составляет всего 1 монослой, то *LO*-фононы GaAs могут проникать через такие тонкие барьеры и становятся делокализованными. Действительно, как видно из рис.2, ветви дисперсионной зависимости *LO*-фононов в CP (GaAs)<sub>8</sub>(AlAs)<sub>1</sub> имеют некоторый наклон, что говорит об отсутствии строгой локализации фононов в слоях GaAs. Однако этот наклон мал, и рассчитанные нами в модели линейной цепочки смещения атомов для значения волнового вектора  $q = 4\pi n/\lambda$ , соответствующего геометрии обратного рассеяния (здесь  $\lambda$  – длина волны падающего света,  $n$  – показатель преломления), мало отличаются от случая строгой локализации. Получаемое отсюда отношение интенсивностей *LO*<sub>1</sub>- и *LO*<sub>2</sub>-пиков, равное  $\sim 10^2$  (для расчета использовался метод работы <sup>6</sup>), не соответствует экспериментальным данным. (Как видно из рис.1, в эксперименте наблюдаются примерно равные интенсивности этих пиков).

Второе предположение основано на том, что даже в наиболее совершенных СР всегда имеют место флуктуации толщины слоев величиной  $\sim 1$  монослой и в случае, когда толщина слоя AlAs составляет всего 1 монослой, это приводит к тому, что в некоторых областях этот слой вообще отсутствует. В системе появляется разупорядоченность, которая в целом не изменяет колебательный спектр СР, однако приводит к тому, что наряду с процессами с сохранением волнового вектора, приводящими к рассеянию на нечетных локализованных *LO*-фононах, становятся возможными процессы рассеяния с нарушением закона сохранения волнового вектора. В этом случае спектр КРС должен содержать вклад, пропорциональный плотности фононных состояний в СР. Таким образом, мы связываем появление в спектрах КРС пиков, соответствующих четным локализованным *LO*-фононам, с процессами рассеяния, в которых нарушается закон сохранения волнового вектора. Заметим, что в СР, в которых толщина слоя AlAs составляет 2 и более монослоев, флуктуации толщины порядка одного монослоя приводят к образованию областей, где слой AlAs отсутствует с гораздо меньшей вероятностью. Этим объясняется то, что в спектрах КРС СР, содержащих 2 и 3 монослоя AlAs, пиков, соответствующих четным локализованным *LO*-фононам, не наблюдается.

Таким образом, в данной работе сообщается об одновременном наблюдении в сверхрешетках GaAs/AlAs со сверхтонкими слоями AlAs, выращенных в направлении (001), нерезонансного комбинационного рассеяния света как на нечетных, так и на четных локализованных *LO*-фононах. Возможное объяснение этого факта заключается в том, что в таких сверхрешетках вследствие дефектов (отсутствие в некоторых областях слоя AlAs) происходит усиление процессов КРС с несохранением волнового вектора, приводящих к появлению в спектрах пиков, соответствующих четным локализованным *LO*-фононам.

Авторы выражают благодарность Фонду Сороса за частичную поддержку данной работы.

- 
1. B.Jusserand and M.Cardona, In: Light Scattering in Solids V, Eds. M.Cardona and G.Güntherodt, Springer Heidelberg 1989, p.49.
  2. M.Cardona, Superlattices and Microstructures **5**, 27 (1989).
  3. C.Colvard, T.A.Gant, M.V.Klein, et al., Phys. Rev. B, **31**, 2080 (1985).
  4. В.А.Гайслер, А.О.Говоров, Т.В.Курочкина и др., ЖЭТФ **98**, 1081 (1990).
  5. S.Baroni, P.Giannozzi, and E.Molinari, Phys. Rev. B **41**, 3870 (1990).
  6. B.Jusserand, D.Paquet, and A.Regreny, Superlatt. and Microstruct, **1**, 61 (1985).