

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОН-ПЛАЗМОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТУННЕЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs

В.А.Володин<sup>1)</sup>, М.Д.Ефремов, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин,  
В.В.Болотов<sup>+</sup>, В.А.Сачков<sup>+</sup>, Е.А.Галактионов\*, А.В.Кретинин\*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup>Институт сенсорной микроэлектроники Сибирского отделения РАН  
644077 Омск, Россия

\*Новосибирский государственный университет  
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 мая 2000 г.

Фонон-плазмонное взаимодействие в туннельных сверхрешетках GaAs<sub>n</sub>/AlAs<sub>m</sub> ( $m = 5, 6 \geq n \geq 0.6$  монослоев) было исследовано с применением методики спектроскопии комбинационного рассеяния света. Обнаружено, что при уменьшении толщины квантовых ям GaAs и делокализации электронных состояний в сверхрешетках в результате туннелирования происходит усиление взаимодействия оптических фононов, локализованных в слоях GaAs и AlAs с квазитрехмерными плазмонами. Предполагается, что плазмоны взаимодействуют также с  $TO$ -подобными фононными модами, локализованными в квантовых островках или тонких гофрированных слоях.

PACS: 63.20.Ls

Современное состояние электроники характеризуется широким применением субмикронных технологий и интенсивным продвижением к созданию нанoeлектронных приборов. С уменьшением характерных размеров полупроводниковых элементов начинают проявляться эффекты туннелирования носителей заряда, что стимулирует научный интерес к исследованию туннельных явлений. При туннелировании происходит делокализация электронов, что должно приводить к изменению свойств электронной подсистемы. Одним из последствий будет изменение спектра частот коллективных колебаний электронного газа. Можно ожидать увеличения частоты плазмонов с волновым вектором вдоль направления квантования электронов и соответствующих изменений в спектре фонон-плазмонных состояний. Исследованию фонон-плазмонного взаимодействия как в объеме [1], так и в системе изолированных квантовых ям [2–7] посвящено достаточно много работ, которые отражены в научных сборниках [8, 9]. Для туннельных сверхрешеток данные вопросы практически не рассмотрены за исключением нескольких теоретических работ [10, 11] и экспериментальных данных о трехмеризации спектра фонон-плазмонных состояний при утонении барьера AlAs в сверхрешетках GaAs/AlAs [12, 13]. Из экспериментальных работ можно отметить работы [14, 15], в которых исследовалось фонон-плазмонное взаимодействие в легированных твердых растворах Al<sub>x</sub>GaAs<sub>1-x</sub>, имеющих более сложный фононный спектр, чем объемные полупроводники. Настоящая работа посвящена исследованию фонон-плазмонного взаимодействия в туннельных сверхрешетках, проявляющемуся при утонении слоев GaAs.

<sup>1)</sup> e-mail: volodin@isp.nsc.ru.

Экспериментальные структуры  $\text{GaAs}_n/\text{AlAs}_m$  были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (001). Толщина барьеров AlAs для всех образцов составляла  $13.6 \text{ \AA}$ , толщина слоев GaAs варьировалась и составляла 17, 10.2, 6.8, 3.4 и  $1.7 \text{ \AA}$ , в дальнейшем эти образцы будем обозначать как 1 ÷ 5, соответственно. Рост осуществлялся при температуре подложки  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  в условиях структурной перестройки типа  $(2 \times 4)$  для поверхностей как GaAs, так и AlAs [16], что контролировалось с использованием метода дифракции быстрых электронов. Были изготовлены 2 серии образцов: нелегированные и легированные кремнием с концентрацией  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Нелегированные и легированные сверхрешетки были покрыты защитными слоями GaAs с толщинами 40 и  $250 \text{ \AA}$ , соответственно. Спектр фононов и смешанных фонон-плазмонных мод сверхрешеток исследовался с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (КР). Спектры КР регистрировались при комнатной температуре в геометрии квазиобратного рассеяния  $Z[XY]\bar{Z}$  на автоматизированной установке на базе монохроматора ДФС-52, с использованием линии Ar-лазера  $514.5 \text{ нм}$  ( $2.41 \text{ эВ}$ ).

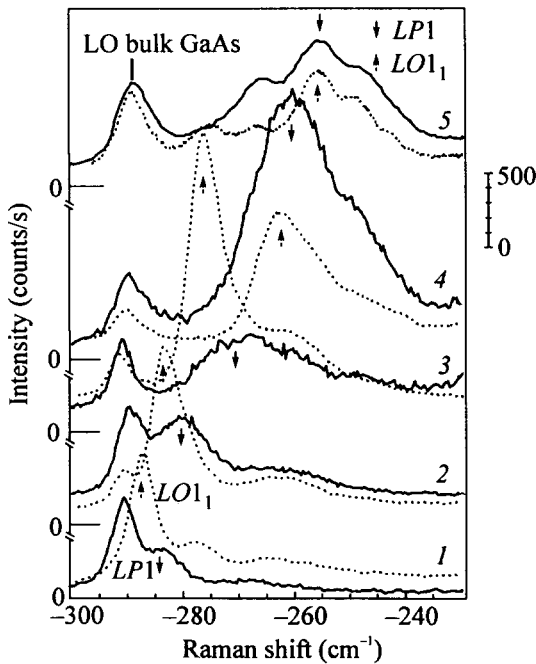


Рис.1. Спектры КР сверхрешеток  $\text{GaAs}_n/\text{AlAs}_m$  в области частот фононов типа GaAs,  $m = 5$  монослоев,  $n = 6, 3.6, 2.4, 1.2, 0.6$  монослоя для образцов 1–5, соответственно (сплошная линия – легированные, точечная линия – нелегированные образцы)

На рис.1 приведены спектры КР сверхрешеток в области частот оптических колебаний GaAs. Пик с положением  $291 \text{ см}^{-1}$ , проявляющийся для всех сверхрешеток, соответствует КР на продольных оптических (LO) фононах объемного GaAs подложки и защитного слоя. Рассмотрение фонон-плазмонного взаимодействия в сверхрешетках осложняется тем, что число фононных мод возрастает в силу увеличения элементарной ячейки, а фононные частоты уменьшаются с уменьшением толщины слоев вследствие локализации оптических фононов в слоях GaAs и AlAs. Частоты локализованных фононов могут быть получены из спектров КР нелегированных решеток, представленных на рис.1. Появление дополнительных пиков в образце 5 (рис.1, спектр 5) обсуждалось в работе [17] и связано с латеральной локализацией

оптических фононов в квантовых островках GaAs, формирующихся при субмонослойном покрытии GaAs поверхности AlAs, реконструированной по типу  $(2 \times 4)$ . В спектрах легированных сверхрешеток наблюдаются пики, соответствующие КР на смешанных фонон-плазменных модах. Обозначим линии КР, соответствующие продольным локализованным модам первого порядка в слоях GaAs и AlAs, как  $LO_{11}$  и  $LO_{21}$ , соответственно. В легированных сверхрешетках им будут соответствовать обозначения  $LP1$ ,  $LP2$  для смешанных фонон-плазменных мод. Так, в случае слабого туннелирования, соответствующего образцу 1, наблюдается небольшой сдвиг линии  $LP1$  в область меньших энергий относительно линии  $LO_{11}$  (рис.1, спектр 1), а линия  $LP2$  смещается в область больших энергий относительно линии  $LO_{21}$  (рис.2, спектр 1). Выражение для плазменной частоты, справедливое для взаимодействующих плоскостей двумерного электронного газа без учета туннелирования и с учетом внутрислоевых переходов, выглядит следующим образом [3, 4]:

$$\omega_p = \left[ \frac{2\pi n_s e^2}{\epsilon m^*} k_l \frac{\sinh k_l a}{\cosh k_l a - \cos k_t a} \right]^{1/2},$$

где  $n_s$  – поверхностная плотность электронного газа,  $a$  – период сверхрешетки,  $k_l$ ,  $k_t$  – продольная и поперечная компоненты волнового вектора плазмонов. В геометрии эксперимента  $k_l$ ,  $k_t$  равнялись  $8.65 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и  $1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ , соответственно. Оценка плазменной частоты дает значение  $28 \text{ см}^{-1}$ , что является слишком малой величиной для объяснения наблюдаемых смещений линий. Можно предположить, что обсуждаемые смещения происходят вследствие взаимодействия фононов с плазменными колебаниями с участием межслоевых переходов. Теоретическое рассмотрение этого случая [5] действительно дает смещение  $LP$ -мод в GaAs и AlAs в сторону меньших и больших энергий соответственно. При дальнейшем утонении слоев GaAs линия  $LP1$  уширяется и сдвигается в область меньших частот, по сравнению с линией  $LO1$  (рис.1, спектры 1–3). Смещение линии  $LP2$  не столь значительно. Такое поведение соответствует делокализации электронных волновых функций, при котором плазменная частота может значительно возрастать даже при учете только внутрислоевых переходов. При этом плазмоны эффективно взаимодействуют с фононами, локализованными в слое арсенида галлия. В случае сверхрешеток с тонкими слоями GaAs, форма спектров в области частот колебаний типа GaAs для легированных и нелегированных образцов практически не отличается (рис.1, спектры 4,5). Обратная картина наблюдается для  $LO$ -фононов, локализованных в слоях AlAs. Линия  $LP2$  смещается в область больших энергий и при этом существенно уширяется (рис.2, спектры 4,5). Это объясняется дальнейшим увеличением частоты плазменных колебаний при усилении туннелирования, что приводит к эффективному взаимодействию плазмонов с фононами, локализованными в слоях AlAs.

Следует отметить, что в спектрах нелегированных образцов 4 и 5 наблюдается значительный пик от рассеяния на локализованных поперечных оптических ( $TO_{21}$ ) фононах (рис.2), хотя при обратном рассеянии от поверхности (001) КР на поперечных модах запрещено правилами отбора по симметрии [4]. Появление “запрещенных”  $TO$ -мод может быть обусловлено дробным заполнением монослоев GaAs (толщина слоя GaAs – 0.6 и 1.2 монослоя для образцов 4 и 5, соответственно). У сверхрешеток, выращенных на поверхности, реконструированной по типу  $(2 \times 4)$ , имеется латеральная структура, отражающая симметрию реконструкции поверхности, что проявилось в спектрах КР [17]. Это может привести к нарушению правил отбора КР.

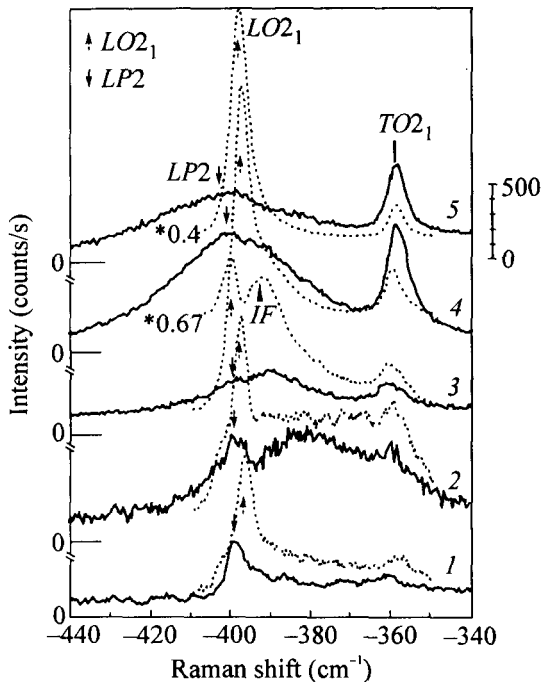


Рис.2. Спектры КР сверхрешеток  $\text{GaAs}_n/\text{AlAs}_m$  в области частот фононов типа  $\text{AlAs}$  (сплошная линия – легированные, точечная линия – нелегированные образцы)

Более того, в этом случае для  $TO$ -подобных мод в тонком гофрированном слое проекция дипольного момента на направление волнового вектора может быть ненулевой, что может привести к взаимодействию  $TO$ -подобных мод с плазменными колебаниями. Тогда как известно, что в объемных полупроводниках для поперечных мод проекция дипольного момента на направление волнового вектора равна нулю и, таким образом, они не взаимодействуют с плазменными колебаниями. Действительно, для образцов 4 и 5 интенсивность поперечных мод в случае легированных сверхрешеток больше, чем в случае нелегированных сверхрешеток. Так, интенсивность КР на смешанных  $TO-LO$ -модах, локализованных в квантовых островках  $\text{GaAs}$ , возросла почти в 2 раза (рис.1, спектры 4 и 5). Наблюдается также и некоторое уширение линии КР как на поперечных модах в  $\text{AlAs}$ , так и на смешанных модах в квантовых островках  $\text{GaAs}$ . Таким образом, можно говорить о взаимодействии  $TO$ -подобных мод с плазмонами в случае ультратонких гофрированных слоев.

В случае сверхрешеток, помимо локализованных мод, возникают интерфейсные ( $IF$ ) моды двух типов – первая с симметрией  $E$  ( $LO$ -тип), вторая с симметрией  $B_2$  ( $TO$ -тип) [18]. При уменьшении толщины слоев  $\text{GaAs}$  частота первой моды приближается к частоте моды  $LO_{21}$ , а частота второй – к частоте моды  $TO_{21}$ . Наиболее ярко  $IF$ -мода типа  $E$  проявляется в спектре нелегированной сверхрешетки 3 (толщина  $\text{GaAs}$   $6.8 \text{ \AA}$ ). В сверхрешетках с еще более тонкими слоями  $\text{GaAs}$  (образцы 4 и 5) частота этой моды приближается к частоте  $LO_1$  моды и они почти не разрешаются в спектре. Известно, что  $IF$ -моды хорошо проявляются в условиях резонансного КР [9]. По-видимому, для этих решеток условия КР близки к резонансным. Рассчитанные в модели Кронига – Пенни энергии переходов для локализованных состояний, для образцов 3–5 составляют 2.22, 2.42 и 2.55 эВ. Частоты и ширины пиков КР на

LO, TO и смешанных модах были определены из аппроксимации экспериментальных спектров набором лоренцианов. Эти данные приведены на рис.3.

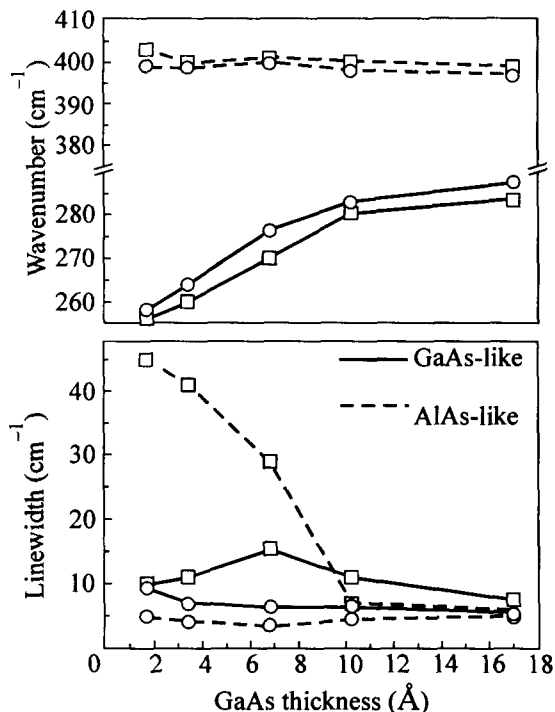


Рис.3. Частоты и ширины локализованных фоновых мод (○) и смешанных фоновых плазмонных мод (□) в зависимости от толщины слоев GaAs

Расчет теоретических спектров КР требует последовательного учета локализации фононов в слоях, кулоновского взаимодействия электронов в соседних квантовых ямах, туннелирования электронов и многокомпонентности фоновой подсистемы за счет появления дополнительных локализованных фоновых мод в оптической части спектра. Принимая во внимание отсутствие в литературе детального теоретического анализа фоновых плазмонных взаимодействий в туннельно связанных системах, а также возможность перехода сверхрешеток GaAs/AlAs к электронной структуре сверхрешетки II типа при уменьшении толщины слоев, проведение такого расчета представляется достаточно сложной задачей. Однако в случае, когда содержание GaAs менее 1 монослоя, можно предположить, что электронная и фоновая подсистемы AlAs трехмеризуются, и сделать оценки для плазменной частоты. В объемном случае частоты смешанных мод  $LO_-$  и  $LO_+$  для  $q \approx 0$  определяются следующим образом [8]:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ (\omega_P^2 + \omega_{LO}^2) \pm [(\omega_P^2 - \omega_{LO}^2)^2 + 4\omega_P^2(\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2)]^{1/2} \right\},$$

$\omega_P = (4\pi n e^2 / \epsilon_{\infty} m^*)^{1/2}$ , где  $\omega_P$  – частота плазменных колебаний,  $n$  – концентрация электронов,  $m^*$  – эффективная масса,  $\epsilon_{\infty}$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость. В случае сверхрешеток с ультратонкими слоями GaAs (образцы 4 и 5), плазменные колебания взаимодействуют с фононами AlAs типа. Для объемной концентрации электронов  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  частота  $LO_+$ -моды в GaAs должна составлять  $492 \text{ см}^{-1}$ . Из-за различия эффективных масс электронов (0.068 и 0.5) и диэлектри-

ческой проницаемости (11.9 и 8.5) в GaAs и AlAs, соответственно, частота плазмона в последнем случае должна составлять  $205 \text{ см}^{-1}$  и тогда частота  $LO_+$  моды равна  $410 \text{ см}^{-1}$ . Экспериментально наблюдаемая частота в случае образца 5 с субмонослойной толщиной GaAs составляет  $403 \text{ см}^{-1}$ . По-видимому, это отличие обусловлено увеличением эффективной массы электронов в направлении роста сверхрешетки. Для более точной оценки было использовано выражение Линдхарда – Мермина для восприимчивости электронного газа, справедливое для произвольного волнового вектора, с учетом большей массы электрона в направлении роста сверхрешетки. Наилучшее соответствие эксперимента и расчета наблюдалось, когда эффективная масса электронов в направлении роста сверхрешетки составляла 1.6 от объемной массы AlAs.

Справедливость предположения о трехмеризации спектра плазмонов и фононов можно проверить в сопоставлении с данными КР для легированных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [14, 15]. Зависимость диэлектрической постоянной от частоты в этом случае будет следующей:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left[ 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} + (1-x) \frac{\omega_{L,\text{GaAs}}^2 - \omega_T^2}{\omega_{T,\text{GaAs}}^2 - \omega^2} + x \frac{\omega_{L,\text{AlAs}}^2 - \omega_T^2}{\omega_{T,\text{AlAs}}^2 - \omega^2} \right],$$

где  $x$  и  $(1-x)$  – это парциальный вклад фононов типа AlAs и GaAs (в случае сверхрешеток  $x = d_{\text{AlAs}}/d$ , где  $d$  – период сверхрешетки),  $\omega_P$ ,  $\omega_L$  и  $\omega_T$  – частоты плазменных колебаний, продольных и поперечных оптических фононов, соответственно. В случае твердого раствора  $\text{Al}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}$ , в работе [14] наблюдалась мода  $LO_+$  с частотой  $403 \text{ см}^{-1}$  (концентрация электронов  $2.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), что близко к нашим данным. Таким образом, для сверхрешеток с субмонослойными квантовыми ямами GaAs континуальное приближение уже вполне применимо. Однако использование данного подхода для сверхрешеток с более толстыми слоями GaAs не оправдано. В твердых растворах частоты фононов зависят от стехиометрического состава, тогда как в сверхрешетке, в силу пространственной локализации оптических фононов в различных слоях, их частоты зависят только от толщины соответствующего слоя. В случае сверхрешеток не всегда справедливо пользоваться континуальной моделью для вычисления диэлектрической проницаемости и фонон-плазмонного взаимодействия, так как носители заряда и фононы могут быть пространственно разделены. Возможно, также необходимо учесть, что для сверхрешеток существенен вклад в диэлектрическую проницаемость свернутых акустических мод и интерфейсных мод.

Таким образом, методом КР экспериментально наблюдались смешанные фонон-плазмонные моды в туннельно тонких сверхрешетках GaAs/AlAs. При уменьшении толщины слоев GaAs происходит “выталкивание” электронных уровней из квантовых ям GaAs, что приводит к усилению взаимодействия плазмонов с оптическими фононами, локализованными в слоях AlAs. Обнаружено усиление интенсивности КР на смешанных фонон-плазмонных модах в случае квантовых островков GaAs и гофрированных слоев AlAs.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #99-02-16668). Один из авторов (Володин В.А.) благодарен Ученому совету ИФП СО РАН за поддержку данных исследований, выразившуюся в присуждении ему стипендии ИФП СО РАН для молодых ученых.

1. A.Pinczuk, G.Abstreiter, R.Trommer, and M.Cardona, *Solid State Commun.* **21**, 959 (1977).
2. S.Das Sarma and J.J.Quinn, *Phys.Rev.* **B25**, 7603 (1982).
3. D.Olego, A.Pinczuk, A.C.Gossard, and W.Weigmann, *Phys. Rev.* **B26**, 7867 (1982).
4. T.Egeler, S.Beck, G.Abstreiter et al., *Superlatt. & Microstr.* **5**, 123 (1988).
5. L.Wendler and R.Pechstedt, *Phys. Rev.* **B35**, 5887 (1987).
6. A.Pinczuk, J.M.Worlock, H.L.Stomer et al., *Solid State Commun.* **36**, 43 (1980).
7. Yia-Chung Chang, H.Yao, and M.Mohiuddin, *J. of Appl. Phys.* **85**, 1616 (1999).
8. *Рассеяние света в твердых телах: проблемы прикладной физики*, том 4, под редакцией М.Кардоны, М.: Мир, 1984.
9. M.Cardona and G.Günterodt, *Light Scattering in Solids V. Superlattices and Other Microstructures*, Berlin: Springer-Verlag, 1989.
10. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, *ЖЭТФ* **94**, 251 (1988).
11. L.Friedman, *Phys. Rev.* **B32**, 955 (1985)
12. M.D.Efremov, V.A.Volodin, and V.V.Bolotov, In *Proc. of 21 Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, Beijing, China, 1992, p.1072.
13. M.D.Efremov, V.A.Volodin, and V.V.Bolotov, *Solid State Phenomena* **32-33**, 583 (1993).
14. А.М.Минтаиров, К.Е.Смекалин, В.М.Устинов, В.П.Хвостиков, *ФТП* **24**, 1539 (1990).
15. А.М.Минтаиров, К.Е.Смекалин, В.М.Устинов, В.П.Хвостиков, *ФТП* **26**, 614 (1992).
16. K.Reginski, J.Muszalski, V.V.Preobrazhenskii et al., *Thin Solid Films* **267**, 54 (1995).
17. М.Д.Ефремов, В.А.Володин, В.А.Сачков и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 73 (1999).
18. C.Colvard, T.A.Gant, M.V.Klein et al., *Phys. Rev.* **B31**, 2080 (1985).