

## МНОГОФОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ЭФФЕКТЫ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs–AlAs

*А.М.Бродин, М.Я.Валах, В.И.Гавриленко, М.П.Лисица,  
А.П.Литвинчук, В.Г.Литовченко, К.Плоог* <sup>1)</sup>

Экспериментально исследованы спектры резонансного комбинационного рассеяния света (РКРС) короткопериодных сверхрешеток GaAs–AlAs и впервые зарегистрированы процессы РКРС вплоть до четвертого порядка. Результаты проанализированы с учетом эффектов туннелирования электронных возбуждений в таких системах.

Оптические свойства сверхрешеток существенно отличаются от характеристик твердых растворов эквивалентного компонентного состава. Это обусловлено их пространственной периодичностью в направлении, перпендикулярном плоскости слоев. Вследствие квантования образуется новая система разрешенных фоннных и электронных состояний, определяемая геометрическими толщинами слоев. Данные о колебательных возбуждениях сверхрешеток получены к настоящему времени преимущественно методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Особенности электронной структуры многослойных систем изучались методами фотоотражения, фотолюминесценции и др. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований сверхрешеток GaAs–AlAs методом спектроскопии резонансного комбинационного рассеяния света (РКРС), который позволяет получать информацию как о колебательных модах структуры, так и электронных состояниях и особенностях электрон-фоннного взаимодействия <sup>1–3</sup>.

<sup>1)</sup> Институт физики твердого тела им. М.Планка, Штуттгарт, ФРГ

Специально не легированные сверхрешетки GaAs–AlAs изготовлены методом молекулярно-лучковой эпитаксии на подложках из монокристаллического GaAs. Спектры регистрировались на установке, созданной на базе спектрометра ДФС-24 с системой счета фотонов. Источником возбуждения служил лазер на красителе, перестраиваемый в диапазоне энергий 2,03–2,18 эВ. Все измерения проведены в геометрии на отражение при температуре образцов 85 К, спектральная ширина щелей не превышала  $3,0 \text{ см}^{-1}$ .

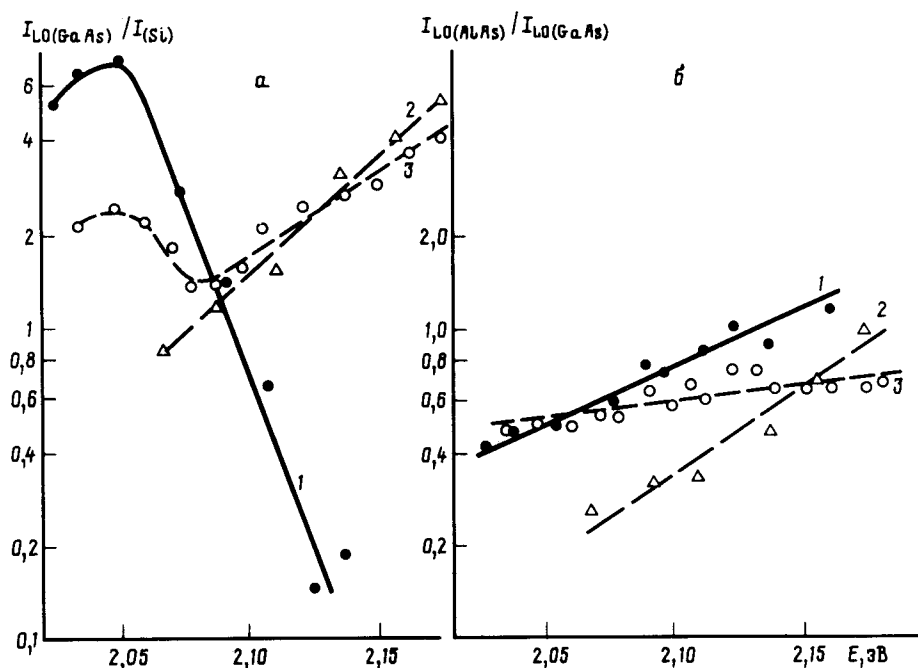


Рис. 1. Частотные зависимости интенсивности рассеяния света LO фононами слоев GaAs (а) и относительных интенсивностей  $I_{LO(AlAs)}/I_{LO(GaAs)}$  (б) в сверхрешетках с  $d_1 = d_2 = 2 \text{ нм}$  (1),  $d_1 = d_2 = 3 \text{ нм}$  (2) и  $d_1 = 1 \text{ нм}, d_2 = 3 \text{ нм}$  (3)

Характерной чертой КРС в сверхрешетках является резонансное увеличение интенсивности рассеяния света с приближением энергии квантов возбуждающего излучения к значениям, отвечающим электронным (экситонным) переходам из верхних квантовых уровней легких (LH) и тяжелых (HH) дырок валентной зоны на нижайшие квантовые уровни ( $C_n$ ,  $n = 1, 2 \dots$ ) зоны проводимости. На рис. 1а приведены данные для трех сверхрешеток с периодами  $d_1(\text{GaAs}) = 2 \text{ нм}$ ,  $d_2(\text{AlAs}) = 2 \text{ нм}$ ;  $d_1 = d_2 = 3 \text{ нм}$  и  $d_1 = 1 \text{ нм}, d_2 = 3 \text{ нм}$  (интенсивность рассеяния во всех случаях нормирована на интенсивность линии КРС  $\nu = 521 \text{ см}^{-1}$  (0,064 эВ) кристаллического кремния). Для первой сверхрешетки энергия перехода  $H1-C1$  на нижайший уровень зоны проводимости, вычисленная в рамках модели Кронига–Пенни, составляет 2,05 эВ и находится в исследуемом энергетическом интервале возбуждения. Соответственно, на зависимости интенсивности рассеяния от энергии возбуждающего кванта отчетливо проявляется максимум, а с увеличением частоты фона резко уменьшается почти на два порядка. Для двух других образцов имеет место слабое изменение интенсивности рассеяния света с частотой. Это связано с тем, что для сверхрешетки с  $d_1 = 1 \text{ нм}, d_2 = 3 \text{ нм}$  энергия наиболее низкоэнергетичного перехода  $H1-C1$  составляет 2,49 эВ, так что возбуждение осуществляется в этом случае в предрезонансной области. Что касается образца с  $d_1 = d_2 = 3 \text{ нм}$ , то значения энергий  $H1-C1$ ,  $L1-C1$  и  $H2-C1$  соответственно равны 1,86, 1,95 и 2,02 эВ. Люминесценция исследованных короткопериодных сверхрешеток наблюдается в более длинноволновой области спектра вследствие непрямых X–Г переходов<sup>4</sup>.

Несмотря на то, что в исследованных сверхрешетках в результате поглощения квантов лазерного излучения реальные электронные (экситонные) переходы реализуются только в слоях GaAs, тем не менее резонансный характер спектральных зависимостей интенсивности рассеяния имеет место и для  $LO$ -фононов компоненты AlAs (рис. 1б). Более того, с увеличением частоты возбуждающего излучения интенсивность линии  $LO(\text{AlAs})$  даже увеличивается сравнительно с  $LO(\text{GaAs})$ . Этот эффект обусловлен процессами туннелирования электронных (экситонных) возбуждений в область барьера (AlAs) и является, по-видимому, общим для короткопериодных сверхрешеток. Для сверхрешеток с достаточно толстыми слоями ( $d \approx 20$  нм), такое резонансное усиление рассеяния света в барьерных слоях не проявляется<sup>5</sup>.

Учет туннелирования в рамках простого модельного подхода позволяет, как показано в работе<sup>6</sup>, качественно правильно описать частотную зависимость относительных интенсивностей линий рассеяния компонентов GaAs и AlAs<sup>2</sup>). Близкий к экспоненциальному рост относительной интенсивности линии  $LO(\text{AlAs})$  сравнительно с  $LO(\text{GaAs})$  при увеличении частоты связан с приближением энергии возбуждающих квантов  $E_{\text{лаз}}$  к значению, отвечающему ширине запрещенной зоны барьерных слоев  $E_g^x(\text{AlAs})$  и, как следствие, к увеличению прозрачности барьера:

$$\frac{I_{LO(\text{AlAs})}}{I_{LO(\text{GaAs})}} \sim \exp\{-[E_g^x(\text{AlAs}) - E_{\text{лаз}}]/E_B\}, \quad (1)$$

где  $E_B$  — параметр, определяемый геометрической толщиной барьера  $d_B = d_2$ :  $E_B \sim 1/\sqrt{d_B^2}$  (выражение (1) получено в<sup>6</sup> в предположении равенства констант электрон-фононного взаимодействия в материалах ям и барьеров).

Как видно из рис. 1б, при переходе от сверхрешетки с  $d_1 = d_2 = 2$  нм к  $d_1 = d_2 = 3$  нм наблюдается, с одной стороны, уменьшение обсуждаемого отношения интенсивностей линий при фиксированной частоте возбуждения, а, с другой, увеличение наклона частотной зависимости этого отношения. Эти факты качественно правильно описываются в рамках указанной выше простой модели. В то же время уменьшение толщины слоев квантовых ям (GaAs) не должно, согласно (1), определять частотную зависимость отношения интенсивностей обсуждаемых линий рассеяния. Однако из рис. 1б видно, что частотные зависимости существенно отличаются для кривых 2 и 3, отвечающих сверхрешеткам с одинаковой толщиной барьера  $d_2 = 3$  нм. Это свидетельствует об упрощенном характере использованных модельных предположений. Очевидно, что во внимание следует принимать абсолютные значения и соотношение толщин слоев короткопериодной сверхрешетки, а также отличие констант электрон-фононного взаимодействия ее компонентов. Последнее, как известно, существенно определяет процессы РКРС в монокристаллах полупроводников<sup>7</sup> и твердых растворах на их основе<sup>8</sup>.

Определяющая роль эффекта туннелирования электронных возбуждений подтверждается резонансным характером рассеяния света на  $LO$ -фононах компоненты AlAs даже в том случае, когда в результате поглощения квантов лазерного излучения реальные переходы осуществляются только в слоях GaAs. Следовательно, для короткопериодных сверхрешеток возбуждаемая светом электронно-дырочная пара с определенной вероятностью находится как в слоях GaAs, так и в слоях AlAs. Более того, процесс термализации такой электронно-дырочной пары может осуществляться с возбуждением  $LO$ -фононов как GaAs, так и AlAs. Об этом убедительно свидетельствуют спектры многофононного РКРС. Как видно из рис. 2, в них отчетливо проявляются не только обертоновые линии  $nLO(\text{GaAs})$  и  $nLO(\text{AlAs})$ , но и составные  $lLO(\text{GaAs}) + kLO(\text{AlAs})$  вплоть до четвертого порядка<sup>3</sup>). При этом, как и в случае полупроводниковых

<sup>2</sup>) Авторами работы<sup>6</sup> исследована только одна сверхрешетка с толщинами слоев  $d_1 = 1,25$  нм и  $d_2 = 3,75$  нм.

<sup>3</sup>) Тонкая структура линий рассеяния  $LO(\text{GaAs})$  и  $2LO(\text{GaAs})$  обусловлена проявлением характерного для сверхрешеток размерного эффекта "пленения" оптических фононов<sup>9</sup>.

твердых растворов <sup>10</sup>, с ростом порядка рассеяния относительная интенсивность составных линий увеличивается. Так, при сравнимой интенсивности линий первого порядка  $LO(\text{GaAs})$  и  $LO(\text{AlAs})$ , интенсивности составных линий  $LO(\text{GaAs}) + LO(\text{AlAs})$  и  $2LO(\text{GaAs}) + LO(\text{AlAs})$  в несколько раз превышают обертоновые того же порядка. Существенно при этом, что в отличие от твердого раствора, в случае сверхрешеток компоненты GaAs и AlAs пространственно разделены.

Авторы благодарят проф. М.Кардона за обсуждение результатов работы.

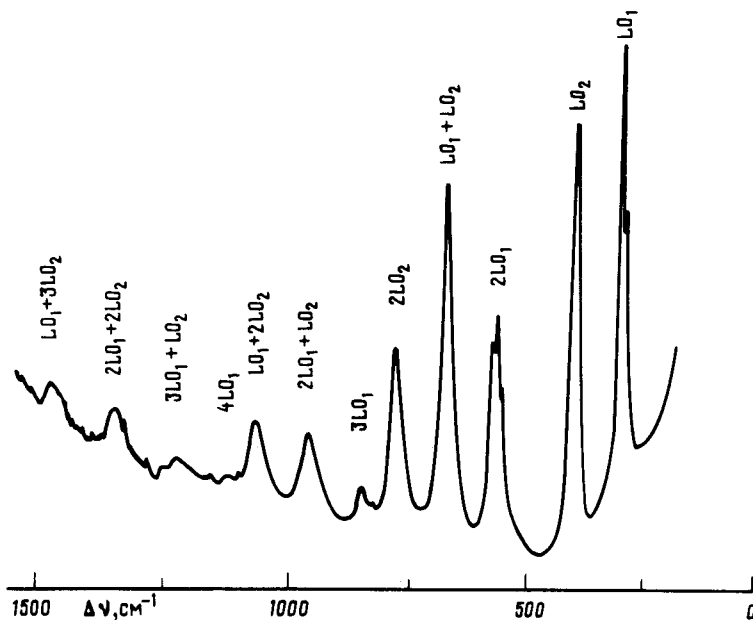


Рис. 2. Спектр многофононного РКРС сверхрешетки с  $d_1 = d_2 = 2$  нм при  $E_{\text{лаз}} = 2,163$  эВ. Индексы 1 и 2 отвечают  $LO$ -фононам слоев GaAs и AlAs соответственно

### Литература

1. Zucker J.E. et al. Phys. Rev. B, 1984, 29, 7065.
2. Sood A.K. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2111.
3. Kauschke W. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 1612.
4. Recio M. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1988, 27, 1204.
5. Zucker J.E. et al. Surf. Science, 1986, 174, 175.
6. Gridin V.V. et al. Solid. State Comm., 1988, 67, 317.
7. Кардона М. Рассеяние света в твердых телах. Вы. 2. М.: Мир, 1984, с. 35.
8. Валах М.Я., Литвинчук А.П. ФТТ, 1985, 27, 1958.
9. Ваїатов В.Н. et al. Superlatt. and Microstr., 1989, 6, 227.
10. Валах М.Я. и др. ФТТ, 1984, 26, 2570.

Институт полупроводников  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
5 января 1990 г.