

Параметры смещений (3):  $\omega_m$ ,  $f_0$  и  $f_m$  можно оценить приближенно на основании законов сохранения энергии и того обстоятельства, что объемный эффект статического дефекта определяется в основном электростатикой решетки [4]. Это приводит к значениям  $\omega_m = (16c_t c_{44}/m)^{1/3}$ ,  $f_0 = mc_t \omega_m$ ,  $f_m = 0.35mc_t \omega_m$ .

Вычисления, выполненные для Na, дают следующие результаты: длина волны поглощения  $\lambda = 8.6 \text{ \AA}$ ; максимальная скорость атома  $v(\tau) = 0.7 c_t$ ; длина пробега, соответствующая максимальной скорости атома,  $x(\tau) = 1.5 \text{ \AA}$ .

На рис. 1, 2 показаны значения  $s_y \cdot 10^2$  в  $30 \text{ \AA}$  от диффундирующего атома, вычисленные по формуле (3) при  $\omega_m t' = \pi/2$ . Стрелкой в начале координат обозначена сила  $f(t)$ . Рис. 1 иллюстрирует мгновенную структуру поля сдвиговой деформации для  $\xi = 0.82$ , что имеет место при  $T = 100 \text{ K}$  [5]. С повышением температуры упругая постоянная  $c_{44}$  уменьшается быстрее, чем  $c_{11}$ , и, например, при  $\xi = 0.2$  возможно развитие сдвиговой неустойчивости (рис. 2).

Потенциальная энергия смещений (3) определяется величиной  $E_{\text{dis}}$ , нижней границей которой является энергия релаксации статической решетки, содержащей вакансию. Например, для щелочных металлов  $E_{\text{rel}} = 0.03 \div 0.04 \text{ эВ}$  [6].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Manning J. R. // Diffus. Anal. and Appl.: Proc. Sump. TMS Fall Meet. Chicago, 1989. P. 3—17.
- [2] Akbar S. A., Sato H. // J. Phys. and Chem. Solids. 1989. 50. № 7. P. 729—733.
- [3] Лейбфрид Г., Бройер Н. Точечные дефекты в металлах. М., 1981. 439 с.
- [4] Мецераков В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 77—82.
- [5] Landolt-Bornstein H. Zahlenwerte and Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Gr. III, B 11. 1979. 854 p.
- [6] Братковский А. М., Зейн И. Е. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2561—2569.

Московский институт стали и сплавов

Поступило в Редакцию  
27 февраля 1991 г.

УДК 537.311.3

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

## ОПТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ МОДЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ GaAs и InAs

Ю. А. Пусеп, А. Г. Милёхин, М. П. Синюков

Измерение отражения двухатомных кристаллов в области полосы остаточных лучей позволяет определить частоты продольных и поперечных оптических фононов  $\nu_{LO}$  и  $\nu_{TO}$  соответственно. По виду спектров отражения можно установить характер наблюдаемых колебаний: поперечные колебания соответствуют максимумам отражения, а продольные — минимумам. Вследствие резонансного характера поглощения электромагнитного излучения на частоте поперечных колебаний их наблюдение возможно в достаточно тонких пленках (даже когда толщина пленки  $d \ll \ll \lambda/n$ , где  $\lambda$  — длина электромагнитной волны,  $n$  — коэффициент преломления), в то время как обнаружение продольных колебаний из-за слабого поглощения вблизи частоты  $\nu_{LO}$  оказывается затруднительным. Вместе с тем именно продольные колебания, такие как плазменные и плазмон-фононные моды, несут информацию о электрофизических свойствах полупроводниковых пленок.

Известно, что в пределе длинных волн, когда  $\lambda \gg nd$ , граничные условия способствуют возникновению нового типа колебаний, так называемых поверхностных мод, распространяющихся в плоскости пленки [1]. При этом колебания поперечных и продольных поверхностных мод происходят на частотах продольных  $\nu_{LO}$  и поперечных  $\nu_{TO}$  оптических фононов соответственно. Поперечная поверхностная мода характеризуется резонансом поглощения, и, как следствие, в тонких пленках должен наблюдаться максимум отражения на частоте  $\nu_{LO}$ .

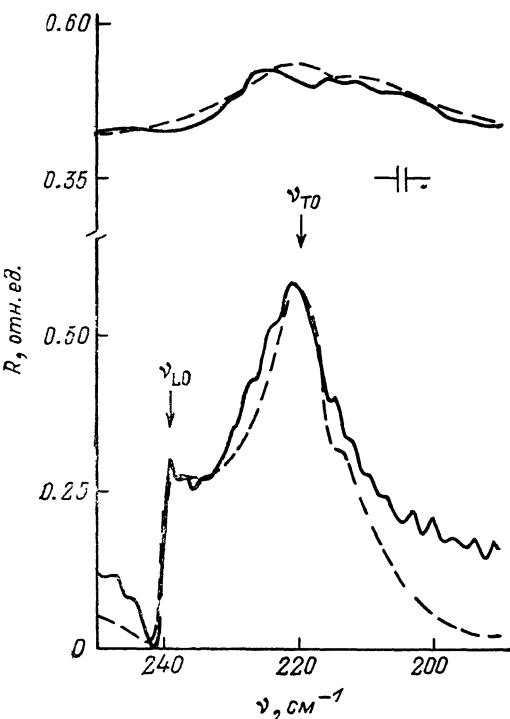


Рис. 1. Спектры отражения пленки InAs ( $d=1.5$  мкм), записанные в  $s$ - и  $p$ -поляризованном свете.

Теоретический спектр рассчитывался с параметрами:  $\nu_{TO} = 220$ ,  $\nu_{LO} = 240$   $\text{см}^{-1}$ ,  $\Gamma = 3$   $\text{см}^{-1}$ ,  $\epsilon_{\infty} = 11$   $\text{см}^{-1}$ .

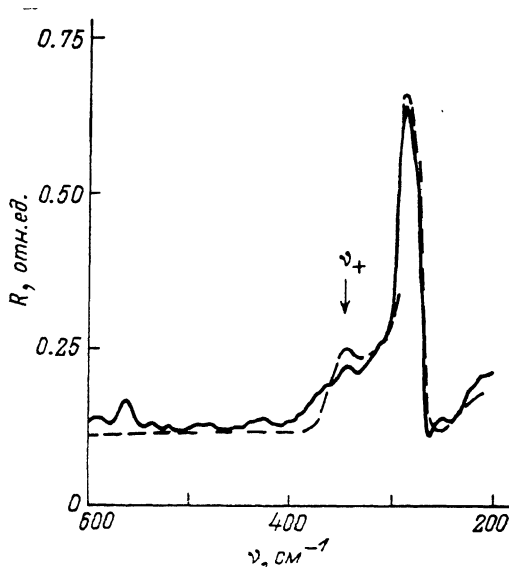


Рис. 2. Спектр отражения легированной пленки GaAs ( $d=1.2$  мкм), записанный в  $p$ -поляризованном свете.

Теоретический спектр рассчитывался с параметрами:  $\nu_{TO} = 274$ ,  $\nu_{LO} = 297$   $\text{см}^{-1}$ ,  $\Gamma = 3$   $\text{см}^{-1}$ ,  $\gamma = 30$   $\text{см}^{-1}$ ,  $N = 6.3 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ ,  $\epsilon_{\infty} = 11$   $\text{см}^{-1}$ .

Возбуждение поверхностных мод возможно наклонно падающим светом, когда имеется составляющая импульса, направленная параллельно границе пленки.

Резонансное поглощение, обусловленное поперечными поверхностными модами с частотой, равной частоте продольных колебаний решетки, впервые наблюдалось при исследовании поглощения наклонно падающего света в тонких пленках LiF [2]. Поперечные колебания на частоте продольных оптических фононов были также обнаружены при исследовании комбинационного рассеяния света в сверхрешетках GaAs/AlGaAs [3].

В настоящей работе исследованы спектры отражения тонких пленок GaAs и InAs. Обнаружены поперечные колебательные моды на частотах продольных решеточных колебаний, а также впервые на частотах плазмон-фононных мод в легированных пленках. GaAs и InAs являются компонентами сверхрешеток GaAs/InGaAs; поверхностные моды могут влиять на свойства этих сверхрешеток, определяя появление новых каналов электрон-фононного взаимодействия.

Спектры отражения записывались при комнатной температуре с помощью Фурье-спектрометра «Bruker IFS-113V». Угол падения света был близок к углу Брюстера ( $\theta \approx 70^\circ$ ). В экспериментах анализировалась

$p$ -компонента отраженного света (вектор поляризации световой волны лежит в плоскости падения). Исследовались пленки GaAs и InAs, выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках из GaAs.

Спектр отражения нелегированной пленки InAs, записанный в  $p$ -поляризованном свете, приведен на рис. 1. В спектре наблюдаются два максимума, обусловленные поперечными колебаниями. Максимум с частотой  $220 \text{ см}^{-1}$  соответствует энергии поперечного оптического фонона  $\nu_{TO}$ , а максимум при  $240 \text{ см}^{-1}$  — энергии продольного оптического фонона  $\nu_{LO}$  в InAs. Очевидно, что пик с частотой  $140 \text{ см}^{-1}$  обусловлен поперечными колебаниями, имеющими место на частоте  $\nu_{LO}$ ; в свете вышесказанного эти колебания являются поперечными поверхностными модами. Это подтверждается тем, что в спектре отражения, записанном в  $s$ -поляризованном свете (вектор электрической поляризации нормален к плоскости падения), наблюдается максимум, соответствующий поперечным оптическим фононам, и отсутствует максимум на частоте  $\nu_{LO}$ , обусловленный поверхностной модой, так как в этом случае отсутствует составляющая электрического поля, направленная нормально к поверхности пленки.

Как известно, в присутствии свободных носителей кристалл характеризуется двумя продольными оптическими модами, одна из которых по величине меньшей частоты продольного оптического фонона (это так называемая низкочастотная плазмон-фононная мода  $\nu^-$ ), а другая — больше (высокочастотная плазмон-фононная мода  $\nu^+$ ). По сдвигу плазмон-фононных мод относительно частоты  $\nu_{LO}$  можно судить о концентрации свободных носителей в кристалле. В легированной пленке GaAs мы обнаружили (рис. 2) максимум отражения на частоте  $340 \text{ см}^{-1}$  ( $\nu_{LO}^{\text{GaAs}} \approx 297 \text{ см}^{-1}$ ), который вызван поперечной поверхностной модой, обусловленной плазмон-фононными колебаниями. Анализ  $s$ -поляризованного отражения и в этом случае показал отсутствие особенностей на частоте  $340 \text{ см}^{-1}$ . Концентрация свободных носителей, определенная по сдвигу наблюдаемой плазмон-фононной моды, соответствовала измеренной с помощью эффекта Холла.

На рис. 1, 2 приведены теоретические спектры отражения исследованных пленок, которые рассчитывались по стандартной методике (см., например, [4]) с диэлектрической функцией

$$\epsilon(\nu) = \epsilon_{\infty} \left( 1 + \frac{\nu_{LO}^2 - \nu_{TO}^2}{\nu_{TO}^2 - \nu^2 - i\nu\Gamma} - \frac{\nu_p^2}{\nu(\nu + i\gamma)} \right),$$

где  $\epsilon_{\infty}$ ,  $\nu_p$ ,  $\Gamma$ ,  $\gamma$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, частота плазменных колебаний свободных носителей и константы затухания решеточных и плазменных колебаний. Параметры, с которыми достигалось наилучшее согласие теории с экспериментом, приведены в подписках к рисункам.

Таким образом, в работе по спектрам отражения выполнено исследование колебательных мод в тонких полупроводниковых пленках. Обнаружены поперечные поверхностные моды, обусловленные продольными колебаниями кристаллической решетки и плазмон-фононными колебаниями. На основании результатов, полученных в настоящей работе, можно сделать вывод, что исследование поверхностных мод открывает перспективы измерения электрофизических параметров тонких полупроводниковых пленок оптическими методами.

В заключение благодарим А. И. Торопова и М. А. Ревенко за предоставление образцов.

#### Список литературы

- [1] Fuchs R., Kliewer K. L. // Phys. Rev. 1965. V. 140. N 6A. P. A2076—A2088.  
 [2] Berreman D. W. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 6. P. 2193—2198.

- [3] Zucker J. E., Pinczuk A., Chemla D. S., Gossard A., Wiegmann W. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 13. P. 1280—1283.  
 [4] Кизель В. А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.

Институт физики полупроводников  
 СО АН СССР  
 Новосибирск

Поступило в Редакцию  
 19 октября 1990 г.  
 В окончательной редакции  
 4 марта 1991 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991  
 Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

## РЕЛАКСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Cu}_2\text{O}$ , ПОДВЕРГНУТЫХ ДЕФОРМАЦИИ

Ф. И. Крейнгольд, К. Ф. Лидер

В кристалле записи меди экситонная люминесценция полностью определяется 1s состоянием «желтой» серии [1]. Основное 1s состояние расщепляется обменным взаимодействием на трехкратно вырожденное  $\Gamma_5^+$  (ортоэкситон) и невырожденное  $\Gamma_2^+$  (параэкситон) [2]. Оптически неактивное состояние  $\Gamma_2^+$  расположено на  $96 \text{ см}^{-1}$  ниже  $\Gamma_5^+$ , и, очевидно, люминесценция ортоэкситонов при гелиевых температурах наблюдается только в результате нарушения термодинамического равновесия между ними [3]. Кинетические свойства экситонов в  $\text{Cu}_2\text{O}$  исследовались в ряде работ [4, 5].

В настоящей работе рассматривается влияние деформационного рас-

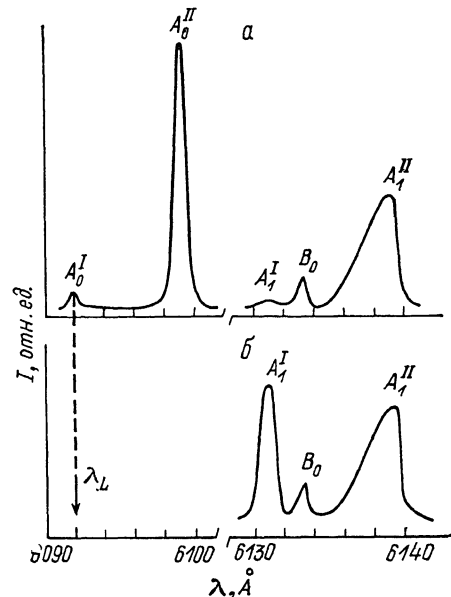


Рис. 1. Влияние длины волны возбуждающего света на спектр экситонной люминесценции  $\text{Cu}_2\text{O}$  при  $P \parallel C_4$ .

а — нерезонансное возбуждение ( $\lambda_L \approx 6000 \text{ Å}$ ), б — резонансное возбуждение верхнего уровня ( $\lambda_L \approx 6092 \text{ Å}$ ).  $A_0^I, A_0^{II}$  — бесфононные переходы ортоэкситона;  $A_1^I, A_1^{II}$  — их повторения с фоном  $\hbar\omega = 109 \text{ см}^{-1}$ ;  $B_0$  — бесфононная линия параэкситона.  $T = 2 \text{ К}$ ,  $P \approx 10 \text{ кг/мм}^2$ .

щепления уровня  $\Gamma_5^+$  [2] на релаксацию экситонов. Для возбуждения люминесценции использовался непрерывный перестраиваемый лазер на красителе. Образцы вырезались из монокристаллов, выращенных методом гидротермального синтеза. Направление сжатия совпадало с одной из кристаллографических осей:  $C_4$  или  $C_2$ . Направление наблюдения было перпендикулярно сжатию и совпадало с  $C_4$  или  $C_2$ .

При деформации вдоль  $C_4$  состояние  $\Gamma_5^+$  расщепляется на два [2]. На рис. 1, а приводится часть спектра люминесценции, включающая бесфононные линии  $A_0^I, A_0^{II}$  (компоненты  $n=1$ ) и их повторения с фоном  $\Gamma_3^-$  ( $\hbar\omega = 109 \text{ см}^{-1}$ ) —  $A_1^I, A_1^{II}$ , видна также бесфононная линия излучения параэкситона —  $B_0$ . Наблюдается отступление от термодинамического равновесия между подуровнями экситонов, особенно хорошо заметное при большом расстоянии между ними ( $E_{12} \gg kT$ ). Так, например, в случае нере-