

## ГОРЯЧАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

© Д.Н.Мирлин, Б.П.Зазарченя, И.И.Решина, А.В.Родина, В.Ф.Сапега,  
А.А.Сиренко, В.М.Устинов, А.Е.Жуков, А.Ю.Егоров

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 26 сентября 1995 г. Принята к печати 2 октября 1995 г.)

С помощью метода горячей фотолюминесценции проведено экспериментальное исследование электрон-фононного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlAs и GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Измерена скорость внутризонного рассеяния горячих электронов с кинетической энергией 200 мэВ на фононах в зависимости от ширины квантовых ям в диапазоне 40–140 Å. По энергетическим потерям в спектре горячей люминесценции непосредственно определяется энергия и тип фононов, вносящих основной вклад в процесс энергетической релаксации. Сравниваются результаты для структур с разным составом барьеров. В рамках диэлектрической континуальной модели проведены расчеты скорости рассеяния электронов на фононах различных типов. Экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с этими расчетами.

### 1. Введение

Взаимодействие электронов в двумерных структурах с оптическими фононами привлекает в последнее время значительный интерес. Первоначально производились расчеты скорости рассеяния двумерных (2D) электронов на объемных фононах [1]. В более поздних расчетах учитывалась модификация фононного спектра в двумерных структурах, квантование объемных фононов и появление так называемых интерфейсных фононов (ИФ), обусловленных разрывом диэлектрической проницаемости на гетерогранице. Существуют различные версии макроскопических теорий фононного спектра в структурах с квантовыми ямами, которые, в частности, отличаются граничными условиями и приходят к различным выводам относительно ионных смещений и потенциала фононных мод [2–5]. Недавно в работе [6] результаты микроскопических вычислений авторов для структуры GaAs/AlAs сравнивались с результатами основных макроскопических моделей. При этом было показано, что результаты диэлектрической континуальной

модели (ДКМ), использующей электромагнитные граничные условия, дают смещения и потенциалы фононных мод, очень близкие к результатам микроскопических расчетов, за исключением узкой области толщиной 1–2 монослоя вблизи интерфейса. Это, однако, не существенно ввиду малости в этой области электронных волновых функций первых подзон размерного квантования. Поэтому можно ожидать, что ДКМ может быть с достаточной степенью точности использована для расчета скорости рассеяния горячих электронов в двумерных структурах.

Экспериментальные исследования с временным разрешением антистоксова рамановского рассеяния [7,8] в GaAs/AlAs продемонстрировали возрастающую роль рассеяния горячих электронов на интерфейсных AlAs-подобных фононах в структурах с узкими квантовыми ямами. Однако экспериментальная оценка скорости рассеяния в работе [8] дала результат, заниженной в несколько раз по сравнению с расчетом. Это связано с тем, что в данном методе рамановское рассеяние наблюдается в резонансных условиях и происходит без сохранения волнового вектора. При анализе результатов рассматривается механизм рассеяния с участием дефектов и достаточно произвольно оценивается диапазон волновых векторов фононов, участвующих в рассеянии. Этот диапазон оказывается, по-видимому, меньше, чем актуальный диапазон волновых векторов фононов, испущенных при энергетической релаксации горячих электронов  $\Delta q = q_{\max} - q_{\min}$ , где  $q_{\max}$ ,  $q_{\min}$  соответствуют максимальному и минимальному значениям, полученным на основании закона сохранения энергии.

Мы использовали иной подход для изучения электрон-фононного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами, основанный на горячей люминесценции, связанной с переходом горячих электронов из зоны проводимости на акцепторные уровни [9,10]. Нами была измерена зависимость полной скорости рассеяния на фононах от ширины квантовой ямы, а также впервые непосредственно по значениям энергетических потерь в спектрах горячей люминесценции определен тип фононов, вносящих основной вклад в рассеяние.

## 2. Экспериментальные результаты

Структуры GaAs/AlAs выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках с ориентацией (100). Исследовалась серия образцов с ширинами квантовых ям в диапазоне 40–140 Å и фиксированной шириной барьера 100 Å при числе периодов, равном 70. Структуры были легированы акцепторной примесью (Be) в центральной части ям до концентрации  $(1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Горячие электроны возбуждались в зону проводимости лазерами непрерывного действия He-Ne, Kr<sup>+</sup>, Ti-Sapphire при достаточно низкой плотности накачки ( $\leq 100 \text{ Вт/см}^2$ ). Благодаря низкой плотности накачки электрон-электронное взаимодействие не оказывало влияние на наши экспериментальные результаты (увеличение интенсивности накачки вдвое не меняло результат).

На рис. 1 приведены спектры горячей люминесценции трех структур GaAs/AlAs с разными ширинами квантовых ям. Фотовозбужденные электроны рекомбинируют с дырками на акцепторах как из начального

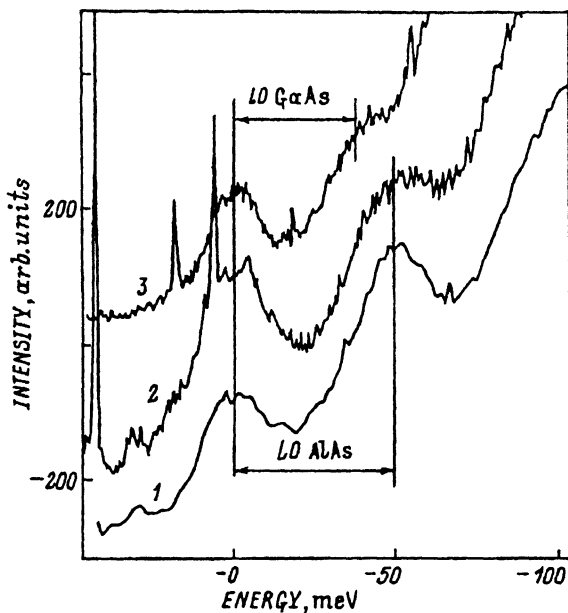


Рис. 1. Спектры горячей люминесценции трех структур с квантовыми ямами GaAs/AlAs при  $T = 4$  К.

1 — 40/100 Å, 2 — 85/100 Å, 3 — 130/100 Å. Бесфононные пики совмещены с нулем шкалы энергии.

фотовозбужденного состояния, так и после последовательного испускания оптических фононов. По расстоянию между фононными пиками в спектре горячей люминесценции, т.е. по величине энергетических потерь, можно непосредственно установить частоты и тип тех фононов, которые вносят основной вклад в процесс рассеяния [11]. Для наглядности сравнения величины энергетических потерь во всех трех спектрах на рис. 1 высокочастотные пики, соответствующие рекомбинации из начального состояния, совмещены на энергетической шкале. При ширине квантовых ям, большей 120 Å, расстояние между пиками равно энергии LO-фонона GaAs (37 мэВ). Для ям уже 85 Å расстояние между пиками равно 50 мэВ, что очень близко к энергии LO-фонона AlAs.

Проводилось также исследование структур со смешанным составом барьера ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ). В этом случае для  $x = 0.32$ , как видно из рис. 2, даже в структуре с узкими квантовыми ямами (46 Å) расстояние между пиками близко к частоте LO-фонона GaAs в отличие от структуры с барьером AlAs.

Для измерения скорости рассеяния горячих электронов использовался метод магнитной деполяризации горячей люминесценции [9]. Как известно [9], горячая люминесценция при возбуждении линейно поляризованным светом является частично линейно поляризованной. Это связано с анизотропным распределением горячих электронов по импульсам. Во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}$ , направленной перпендикулярно плоскости структуры (конфигурация Фарадея), происходит вращение анизотропного распределения вокруг  $\mathbf{B}$  и его расплывание. В результате с увеличением магнитного поля линейная поляризация

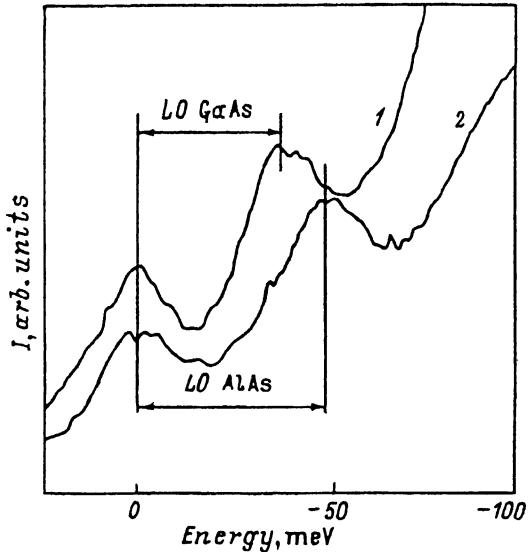


Рис. 2. Сравнение энергетических потерь в спектрах горячей люминесценции структур с разным составом барьеров.

1 — GaAs/Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As, 46/100 Å. 2 — GaAs/AlAs, 40/100 Å.

горячей люминесценции уменьшается. Этот эффект магнитной деполяризации описывается формулой Лоренца.

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{1}{1 + (a\omega_c\tau)^2}, \quad (1)$$

где  $\rho(0)$  — значение линейной поляризации при  $B = 0$ ,  $\omega_c = eB/m_c c$  — циклотронная частота,  $\tau = 1/R$  — время ухода горячего электрона из начального состояния,  $R$  — скорость рассеяния,  $a = 2$  в случае сферически-симметричной зоны проводимости и изотропного акцептора.

Таким образом, по полуширине кривой деполяризации  $B_{1/2}$  можно найти скорость рассеяния. При вычислении  $R$  учитывалось изменение эффективной массы электрона из-за непараболичности зоны проводимости. Эффективная масса вычислялась по формуле, полученной для объемного материала [12],

$$m_c^* = m_0^* (1 + 1.447\varepsilon + 0.245\varepsilon^2), \quad (2)$$

При этом было принято  $m_0^* = 0.067m_0$ ,  $\varepsilon = E_1 + \varepsilon_k$ , где  $E_1$  — энергия первого уровня размерного квантования, а  $\varepsilon_k$  — начальная кинетическая энергия фотовозбужденного электрона.

Следует отметить, что, как оказалось, полуширина Лоренцова контура кривой деполяризации  $B_{1/2}$  несколько изменяется в зависимости от того, в какой точке пика люминесценции производятся измерения магнитной деполяризации. Она максимальна на высокочастотном краю пика и линейно спадает к низкочастотному краю. Эти изменения

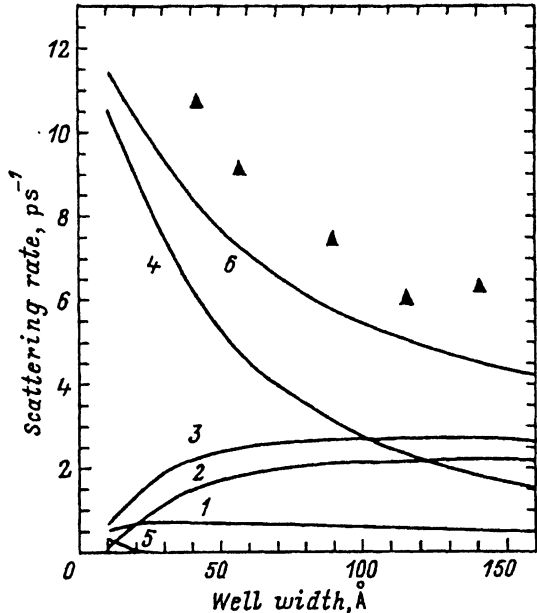


Рис. 3. Расчетные значения скорости внутризонного рассеяния (1 → 1) для различных типов фононов в зависимости от ширины квантовой ямы. Кинетическая энергия электрона 200 мэВ.

1 — интерфейсные GaAs-подобные фононы, 2 — квантованные LO-фононы GaAs, 3 — суммарный вклад фононов GaAs, 4 — интерфейсные AlAs-подобные фононы, 5 — барьерные фононы, 6 — полная скорость рассеяния. Экспериментальные результаты показаны треугольниками.

возрастают при увеличении кинетической энергии горячего электрона. По-видимому, они связаны с изменением в пределах пика коэффициента  $a$ , и природа их в настоящее время не вполне ясна. Возможно, она связана с гофрировкой зоны проводимости. При  $\epsilon_k = 100$  мэВ изменение  $B_{1/2}$  составляло 30%, а при  $\epsilon_k = 200$  мэВ оно равнялось 60%. Измерения деполаризации обычно производились в максимуме пика люминесценции. Таким образом, абсолютная точность, измерения скорости рассеяния составляла  $\pm 15\%$  при  $\epsilon_k = 100$  мэВ и  $\pm 30\%$  при  $\epsilon_k = 200$  мэВ.

Результаты измерений скорости рассеяния в зависимости от ширины квантовых ям для структур GaAs/AlAs представлены треугольниками на рис. 3. Они изменяются от 11 до 6  $\text{ps}^{-1}$  в диапазоне ширины квантовых ям от 40 до 140 Å соответственно.

В структуре со смешанным барьером с  $x = 0.32$  и шириной ямы 46 Å скорость рассеяния была в 1.5 раза меньше, чем в структуре GaAs/AlAs с близкой шириной ям.

### 3. Вычисления скорости рассеяния и обсуждение

С целью анализа экспериментальных результатов были проведены численные расчеты скорости внутризонного рассеяния для различных типов фононов в модели ДКМ, которая, как уже упоминалось, дает результаты, близкие к результатам микроскопических вычислений [6]. Расчеты проводились для одиночной квантовой ямы с потенциальным барьером конечной величины (1.1 эВ). Мы использовали гамильтонова электрон-фононного взаимодействия из работы Мори и Андо [3]. Волновые функции и энергетические уровни электронов рассчитывались в приближении эффективной массы. Расчетная зависимость от ширины квантовой ямы скорости рассеяния горячих электронов в пер-

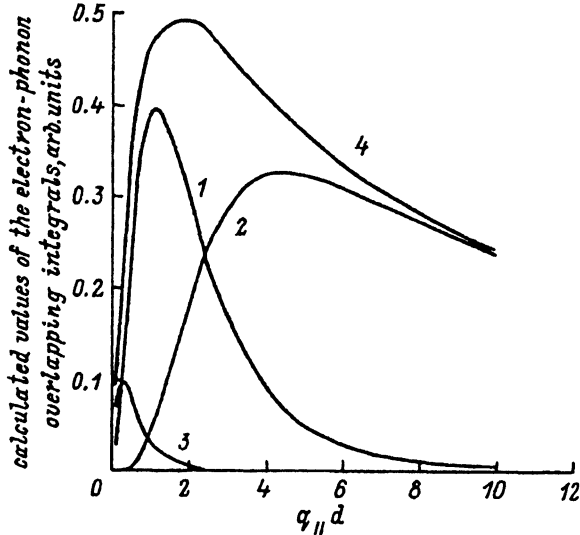


Рис. 4. Расчетные значения электрон-фононных интегралов перекрытия. 1 — с интерфейсными AlAs-подобными фононами, 2 — с квантованными LO-фононами GaAs, 3 — с барьерными фононами, 4 — суммарный интеграл перекрытия со всеми фононными модами.

вой электронной подзоне на фононах различных типов приведена на рис. 3. Расчеты относятся к кинетической энергии электрона, равной 200 мэВ, и температуре 0 К. Как видно из рис. 3, для ямы с шириной меньше 100 Å основной вклад в скорость рассеяния вносят интерфейсные AlAs-подобные фононы. Потенциал интерфейсных фононов экспоненциально затухает при удалении от гетерограницы и поэтому большой вклад вносят интерфейсные фононы с малыми значениями волнового вектора  $q_{||}$  (вблизи  $q_{\min}$ ). Как видно из рис. 4, в узких ямах такие фононы имеют большие интегралы перекрытия с электронными волновыми функциями. Интерфейсные AlAs-подобные фононы с малыми значениями  $q_{||}d$  имеют также большие значения фрелиховских констант электрон-фононного взаимодействия [3]. Эти два фактора и объясняют доминирующий вклад этих фононов в процесс рассеяния. Отметим, что при внутризонном рассеянии с электронами взаимодействуют интерфейсные AlAs-подобные фононы симметричной высокочастотной ветви, и при малых значениях  $q_{||}d$  их частоты очень близки к частотам LO-фононов AlAs. Эти результаты коррелируют с экспериментально наблюдаемыми в спектре горячей люминесценции узких ям энергетическими потерями, равными 50 мэВ. Как следует из расчета, в узких квантовых ямах рассеяние на интерфейсных AlAs-подобных фононах доминирует при всех кинетических энергиях электронов. В квантовых ямах шире 100 Å вклад интерфейсных AlAs-подобных фононов уменьшается и основной вклад в рассеяние начинают вносить размерно-квантованные LO-фононы GaAs, что опять-таки согласуется с экспериментальным результатом, представленным на рис. 1. Как видно из рис. 3, вклад интерфейсных GaAs-подобных фононов сравнительно мал, что объясняется малостью фрелиховских констант при малых

значения  $q_{\parallel} d$  [3] и, как показывают наши расчеты, малыми значениями интегралов перекрытия при больших значениях  $q_{\parallel} d$ . Барьерные фононы в рассматриваемых структурах вносят везде очень малый вклад ввиду малости интегралов перекрытия с волновыми функциями электронов в барьере. Полная скорость рассеяния дается суммой вкладов всех фононов и довольно хорошо согласуется с измеренными значениями. Отметим здесь, что в широких ямах при достаточно большой энергии возбуждения горячие электроны могут при взаимодействии с фононами совершать также межподзонные переходы  $1 \rightarrow 2$  и  $1 \rightarrow 3$ . В этом случае из измеренного значения вычитался расчетный вклад этих межподзонных переходов.

#### 4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование электрон-фононного взаимодействия в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlAs и GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As по методу горячей фотолюминесценции. Измерена полная скорость рассеяния на оптических фононах для широкого диапазона ширин квантовых ям от 40 до 140 Å. Непосредственно по энергетическим потерям в спектре горячей люминесценции определен тип фононов, вносящих в разных ситуациях основной вклад в процесс релаксации горячих электронов. Результаты экспериментов удовлетворительно согласуются с результатами расчетов, проведенных в рамках диэлектрической континуальной модели.

Выполнение работы поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 94-02-04821-а).

#### Список литературы

- [1] P.J. Price. Phys. Rev. B, **30**, 2234 (1984).
- [2] B.K. Ridley. Rep. Progr. Phys., **54**, 169 (1989).
- [3] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **40**, 6175 (1989).
- [4] K. Huang, B. Zhu. Phys. Rev. B, **38**, 13377 (1988).
- [5] M.R. Chamberlain, M. Cardona, B.K. Ridley. Phys. Rev. B, **48**, 14356 (1993).
- [6] H. Rücker, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **45**, 6747 (1992).
- [7] M.C. Tatham, J.F. Ryan. Semicond. Sci. Technol., **7**, B102 (1992).
- [8] K.T. Tsen, R. Joshi, H. Morkoc. Appl. Phys. Lett., **62**, 2075 (1993).
- [9] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [10] B.P. Zakharchenya, P.S. Kop'ev, D.N. Mirlin, D.G. Polyakov, I.I. Reshina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko. Sol. St. Commun., **69**, 203 (1989).
- [11] D.N. Mirlin, P.S. Kop'ev, I.I. Reshina, A.V. Rodina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko, V.M. Ustinov. In: *22 Int. conf. on Phys. of Semicond.*, ed by D.J. Lockwood (World Scientific, Singapore, 1995).
- [12] T. Ruf, A. Cros, J. Spitzer, G. Goldoni, M. Cardona. In: *Proc. of 11th Int. Conf. on the Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics* (Cambridge, USA, 1994), (to be published).

Редактор В.В. Чалдышев

# Hot luminescence and electron-phonon interaction in structures with quantum wells

*D.N.Mirlin, B.P.Zakharchenya, I.I. Reshina, A.V.Rodina, V.F.Sapega, A.A.Sirenko, V.M.Ustinov, A.E.Zhukov, A.Yu.Yegorov*

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St.Petersburg, Russia

We report an experimental study of electron-phonon interaction in GaAs/AlAs and GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As multiple quantum well structures by the method of hot photoluminescence. The intraband scattering rate of hot electrons with kinetic energy of 200 meV by optical phonons was measured as a function of quantum well width in the range from 40 to 140 Å. The energy and the type of phonons that make a dominant contribution into scattering process were directly determined from the energy losses in the spectrum of hot luminescence. Comparison of the results obtained for structures with different barrier compositions were made. Calculations of the scattering rate by different types of phonons are performed within the framework of the dielectric continuum model. These calculations are in satisfactory agreement with the experimental results.

---