

Рассеяние с участием ЛО-фононов при туннелировании в двумерную электронную систему дельта-слоя

И. Н. Котельников¹⁾, С. Е. Дижур

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2005 г.

Исследовались структуры Al/ δ -GaAs, в которых можно было наблюдать туннелирование как в одну, так и в две или три подзоны двумерной электронной системы дельта-легированного слоя. Энергетические положения 2D подзон в одном образце изменялись за счет диамагнитного сдвига или замороженной туннельной фотопроводимости. Обнаружена смена знака ступеньки в туннельной проводимости на пороге эмиссии ЛО-фонона при включении очередной подзоны в процесс туннелирования. Возрастание проводимости (положительная ступенька) наблюдалось для неупругого внутривозонного электрон-фононного рассеяния, а уменьшение проводимости (отрицательная ступенька) – в случае, когда к обычным процессам неупругого туннелирования добавлялись межподзонные переходы протуннелировавших в 2D электронных системах электронов с испусканием ЛО-фонона.

PACS: 73.20.Mf, 73.20.At, 73.40.Gk

Эксперименты, выполненные в последние годы, показывают, что взаимодействие электронов с ЛО-фононами в двумерных электронных системах (ДЭС) на основе GaAs приводит к заметным межподзонным поляронным эффектам. В оптических экспериментах на структурах AlGaAs/GaAs с двумя квантовыми ямами, разделенными туннельно-прозрачным барьером [1, 2], наблюдались связанные электрон-ЛО-фононные моды с участием межподзонных переходов. Об этом свидетельствовал обнаруженный в [2] эффект “расталкивания” термов. Ранее характерные для межподзонного полярона пиннинг и расталкивание 2D уровней в квантовой яме дельта-слоя были обнаружены в туннельных спектрах структуры Al/ δ -GaAs [3]. Линии ЛО-фононов, наблюдавшиеся в этих структурах при напряжениях смещения $U = \pm \epsilon_{LO}/e$, заметно изменялись при подстройке межподзонных энергий вблизи поляронного резонанса [4]. Здесь $\epsilon_{LO} = 36.5$ мэВ – энергия ЛО-фононов в GaAs. Также было обнаружено, что с ростом заполнения уровней в ДЭС дельта-слоя проявляется новый тип фононных линий (ФЛ) [5], отвечающий уменьшению туннельной проводимости при достижении порога испускания ЛО-фонона.

Межподзонное взаимодействие с участием ЛО-фононов представлялось наиболее вероятной причиной возникновения новой формы линии [5]. Оставалось неясным, с какими именно параметрами спектра ДЭС связано ее появление. На форму ФЛ могло повлиять и предсказанное в [6] усиление плазмон-

фононных мод из-за близости межподзонных энергий в δ -GaAs к ϵ_{LO} . Данная работа является попыткой ответить на вопрос о механизме электрон-фононного взаимодействия, приводящем к уменьшению проводимости за порогом испускания ЛО-фононов при туннелировании в ДЭС.

Исследовались структуры Al/ δ -GaAs, изготовленные в ИРЭ РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3]. Расстояние между границей Al/GaAs и δ -легированным (Si) слоем составляло около 20 нм. Измерения туннельных спектров переходов Al/ δ -GaAs проводились при температуре 4.2 К. В качестве туннельного спектра использовалась зависимость от U логарифмической производной $S = d \ln \sigma / dU$ туннельной проводимости $\sigma = dI/dU$, что позволяло привести к единой шкале туннельные характеристики переходов с различной величиной σ . Для исследований были отобраны три образца (1, 2 и 3), в которых при туннелировании в ДЭС и $U = -36.5$ мВ электрон мог переходить в одну, две или три подзоны. Уровень Ферми металла E_{Fm} в этом случае оказывается выше уровня Ферми в дельта-слое $E_{F\delta}$ на величину ϵ_{LO} . Энергии $E_{iF} = E_i - E_{F\delta}$ трех нижних подзон для этих образцов, отсчитанные от $E_{F\delta}$, можно определить [3] из туннельных спектров, приведенных на рис.1. Как известно, в случае туннелирования из 3D в 2D туннельная проводимость пропорциональна плотности состояний в ДЭС, и положения плавных минимумов на зависимостях $S(U) = d \ln \sigma / dU$ соответствуют энергиям подзон в дельта-слое [3]. При температуре 4.2 К энергии первых трех уровней составили:

¹⁾e-mail: igor@mail.cplire.ru

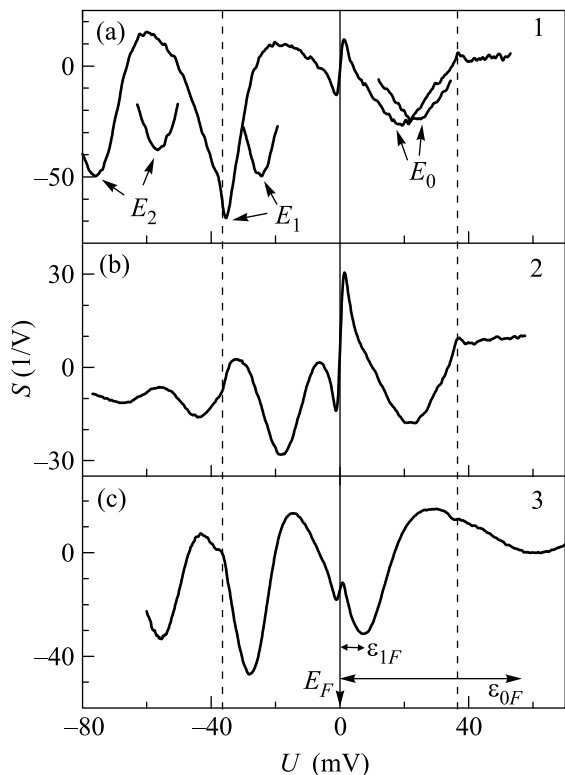


Рис.1. Туннельные спектры $S = d \ln \sigma / dU$ для трех образцов Al/ δ -GaAs. $U < 0$ соответствует туннелированию в δ -слой. Стрелки отмечают положения двумерных подзон в туннельных спектрах. Тонкие линии на рис.(а) соответствуют положениям подзон после засветки образца 1 излучением арсенид галиевого светодиода до насыщения эффекта замороженной туннельной фотопроводимости. Вертикальные штриховые линии отмечают величину напряжения смещения $|U| = 36.5$ мВ, соответствующего порогу эмиссии LO-фонона при туннелировании

$E_{0F} = -19$, $E_{1F} = 36$ и $E_{2F} = 76$ мэВ; -21 , 18 и 44 мэВ; -61 , -7.5 и 28 мэВ для образцов 1, 2 и 3, соответственно (рис.1).

Для определения фоновой кривой и выделения линий оптических фононов из туннельных спектров использовалась полиномиальная аппроксимация спектра S_{ph} вблизи фоновой особенности (рис.2). При этом часть кривой $S_{ph}(U)$, содержащая саму особенность (диапазон смещений ± 6 мВ от центра линии при $U = -36.5$ мВ), исключалась из области аппроксимации, после чего фоновая кривая S_{bkg} определялась методом наименьших квадратов, как показано на рис.2. Было проверено, что альтернативная процедура определения S_{bkg} с использованием кубических сплайнов, предложенная в [7], дает близкие результаты. Фононная линия ΔS_{ph} выделялась как разность $\Delta S_{ph} = S_{ph} - S_{bkg} = d(\ln \sigma_{ph} - \ln \sigma_{bkg}) / dU$. Предпола-

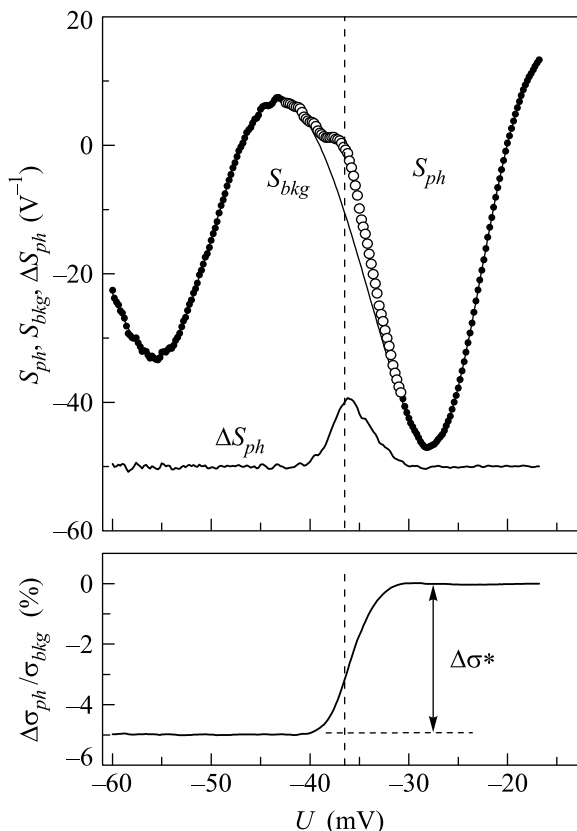


Рис.2. Выделение фононной линии из туннельного спектра образца 3, приведенного на рис.1с. Светлые кружки на кривой $S_{ph}(U)$ отмечают область, которая исключалась из $S_{ph}(U)$ при определении фона $S_{bkg}(U)$. Кривая относительной туннельной проводимости $\Delta \sigma_{ph} / \sigma_{bkg}(U)$ в нижней части рисунка получена путем интегрирования фононной линии $\Delta S_{ph}(U) = S_{ph} - S_{bkg}$ по U . Там же показана величина $\Delta \sigma^*$ ступеньки (< 0) в туннельной проводимости

гая, что туннельная проводимость $\sigma_{ph} = \Delta \sigma_{ph} + \sigma_{bkg}$, где $\Delta \sigma_{ph} \ll \sigma_{bkg}$, есть изменение проводимости, вызванное электрон-фононным взаимодействием, получим $\Delta S_{ph} \simeq d(\Delta \sigma_{ph} / \sigma_{bkg}) / dU$. Следовательно, интегрируя ΔS_{ph} по dU , можно получить относительное изменение туннельной проводимости $\Delta \sigma_{ph} / \sigma_{bkg}$ в области фононной линии (нижняя кривая на рис.2).

Показанная на рис.2 для образца 3 фононная линия отвечает необычным процессам взаимодействия электронов с фононами при туннелировании, так как проводимость падает при достижении порога $|eU| = \epsilon_{LO}$ [5]. Это соответствует отрицательной ступеньке на зависимости $\Delta \sigma_{ph} / \sigma_{bkg}$ от U (величина амплитуды ступеньки $\Delta \sigma^* < 0$ на рис.2). Неупругие процессы с испусканием LO-фонона, как известно (см., например, [8]), приводят к возрастанию проводимости за порогом, и в этом случае $\Delta \sigma^* > 0$. Линии тако-

го типа наблюдались в образцах 1 и 2 (см. рис.1). В дальнейшем нас будет интересовать зависимость высоты $\Delta\sigma^*$ ступеньки в туннельной проводимости от положения дна ближайшей к энергии $E_{F\delta} + \epsilon_{LO}$ подзоны. Будет показано, что изменение знака $\Delta\sigma^*$ можно наблюдать в одном образце, изменяя положение 2D подзон за счет внешних воздействий.

Как было показано в [9], энергетические положения двумерных подзон в дельта-слое можно менять за счет эффекта замороженной (persistent) туннельной фотопроводимости (ЗТФП). После подсветки образца излучением светодиода (время подсветки t) энергии пустых ($E_i - E_{F\delta} > 0$) уровней “сгущаются” к основному состоянию. Согласно рис.1, в образце 1, например, дно подзоны E_{1F} находится на расстоянии ϵ_{LO} от $E_{F\delta}$, то есть на пороге испускания фотона, и туннельный ток при $U = -36.5$ мВ, в основном, определяется током в подзону E_0 . После засветки до насыщения эффекта ЗТФП величина $E_{1F}(t)$ падает до 22 мэВ, ниже порога (см. рис.1), и электроны из металла туннелируют уже в две подзоны ДЭС.

Зависимость $\Delta\sigma^*$ от $E_{1F}(t)$ для образца 1 представлена на рис.3. Видно, что при уменьшении

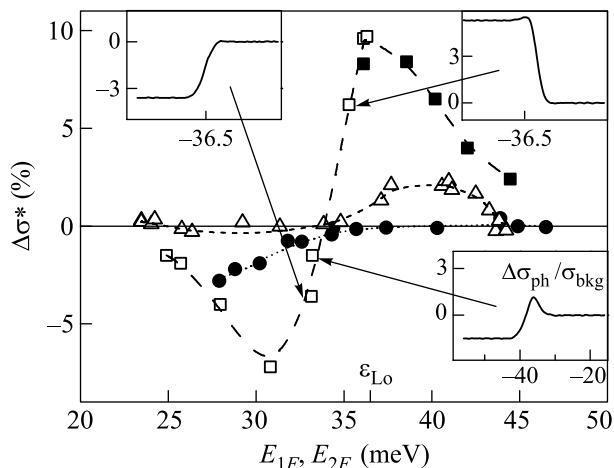


Рис.3. Зависимость высоты $\Delta\sigma^*$ ступеньки в туннельной проводимости от энергии E_{iF} . Квадраты – $\Delta\sigma^*(E_{1F})$ для образца 1. На вставках показаны зависимости $\Delta\sigma_{ph}/\sigma_{bkg}(U)$ в характерных точках кривой $\Delta\sigma^*(E_{1F})$ для этого образца. Треугольники – $\Delta\sigma^*(E_{2F})$ для образца 2. В обоих образцах положения подзон изменялись за счет подсветки светодиодом (режим замороженной туннельной фотопроводимости). Черные кружки (черные квадраты) – образец 3 (1), в котором величина E_{2F} (E_{1F}) возрастала за счет диамагнитного сдвига в магнитном поле $B_{||}$

$E_{1F}(t)$ ниже порога испускания оптического фотона ступенька в проводимости становится отрицательной. Такой же, но более слабый, эффект наблюдался

в образце 2 для подзоны E_2 , для которой $E_{2F}(t = 0) > \epsilon_{LO}$. Для него на рис.3 представлена аналогичная зависимость $\Delta\sigma^*$ от $E_{2F}(t)$. В этом случае при $E_{2F}(t) < \epsilon_{LO}$ электроны туннелируют в три подзоны ДЭС. Однако величина E_{iF} , при которой происходил переверт знака ступеньки, оказалась для обоих образцов близка к ϵ_{LO} . Подзона E_2 в образце 3 располагалась ниже порога (см. рис.1с), и здесь $\Delta\sigma^* < 0$. Приложение параллельного дельта-слою магнитного поля $B_{||}$ приводило к выталкиванию (за счет диамагнитного сдвига) уровня E_2 в сторону больших энергий. Когда величина $E_{2F}(B_{||})$ возрастала до ϵ_{LO} , амплитуда ступеньки $\Delta\sigma^*$ падала до нуля (рис.3).

Полученные результаты показывают, что появление новой фоновой линии с $\Delta\sigma^* < 0$ в туннельном спектре структуры Al/ δ -GaAs связано с включением в процесс туннелирования очередной подзоны ДЭС – E_1 для образца 1 или E_2 для 2 и 3. Это должно привести к переходам электронов в ДЭС из этой подзоны (с испусканием ЛО-фотона) на пустые состояния над уровнем Ферми нижележащей подзоны. Для первых двух образцов это подзона E_0 , так как для образца 2 межподзонное расстояние $E_{21} < \epsilon_{LO}$. В образце 3 возможны переходы как в E_0 , так и в подзону E_1 , которая при $B_{||} = 0$ оказывается ниже уровня Ферми.

Обнаруженную смену знака ступеньки в проводимости можно объяснить, воспользовавшись моделью, предложенной в работе [10]. В этой модели электрон-фононное взаимодействие описывается собственной энергией $\Sigma = \Sigma_R + i\Sigma_I$ электрона. Действительная часть Σ_R этой функции отвечает энергии, которую приобретает электрон в процессе взаимодействия с фононом, а ее мнимая часть Σ_I связана с частотой рассеяния электрона на фононе. В [10] было показано, что вклад в туннельную проводимость (при $|eU| = \epsilon_{LO}$) от Σ_I представляет собой ступеньку в проводимости.

Если взаимодействие электрона с фононом локализовано в одном из электродов туннельного перехода (в нашем случае в области ДЭС), вклад Σ_I представляет собой падающую (отрицательную) ступеньку в проводимости ($\Delta\sigma^* < 0$). Такое поведение связывалось в [10] с возрастанием коэффициента отражения от границы электрод-барьер, когда электрон туннелирует в диссипативную среду. Роль диссипативной среды выполняет ДЭС: электрон, протуннелировавший, например, в подзону E_1 , может, испустив фотон, перейти в нижележащую подзону E_0 . Если же область взаимодействия захватывает туннельный барьер (слой GaAs между металлом и дельта-слоем), то вклад Σ_I соответствует растущей ступеньке в про-

водимости ($\Delta\sigma^* > 0$). Это отвечает открытию нового (неупругого) канала для туннелирующего в ДЭС электрона.

В простейшем случае туннелирования электрона в одну подзону E_0 при $eU = -\varepsilon_{LO}$ возможно только внутривозонное неупругое рассеяние с испусканием ЛО-фонона. Такие процессы могут происходить как в области туннельного барьера, так и в ДЭС (см. рис.4а). Следовательно, вклад в туннельную про-

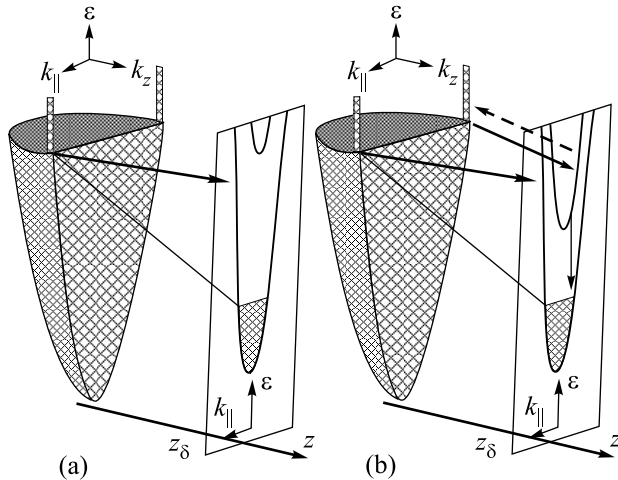


Рис.4. Схематическое изображение процессов туннелирования в одну (а) и две (б) подзоны ДЭС. В последнем случае к внутривозонным неупругим процессам с участием ЛО-фононов добавляются межподзонные переходы в ДЭС с испусканием ЛО-фонона

димость от неупругого электрон-фононного рассеяния $\Delta\sigma_{intra}$ должен соответствовать положительной ступеньке в проводимости. В этом случае $\Delta\sigma_{ph}/\sigma_{bkg}$ можно записать как $\Delta\sigma_{intra}/\sigma_{bkg}$, где $\Delta\sigma_{intra} > 0$. С включением второй подзоны E_1 (при $E_1 - E_0 > \varepsilon_{LO}$) в туннельный перенос заряда (см. рис.4б) добавляется вклад в проводимость $\Delta\sigma_{inter} < 0$, связанный с межподзонными переходами E_{01} в ДЭС. В этом случае относительная проводимость определяется уже обоими вкладами: $\Delta\sigma_{ph}/\sigma_{bkg} = (\Delta\sigma_{intra} + \Delta\sigma_{inter})/\sigma_{bkg}$. Когда величина $|\Delta\sigma_{inter}|$ превысит $\Delta\sigma_{intra}$, $\Delta\sigma^*$ окажется отрицательной, что и наблюдается в эксперименте (см. рис.3, кривая для образца 1).

В заключение отметим, что наблюдение смены знака ступеньки в туннельной проводимости на пороге эмиссии ЛО-фонона стало возможным благодаря значительной величине межподзонной энергии ($E_{01} > \varepsilon_{LO}$) для заполненного и пустого уровней в дельта-слое. Этот эффект выглядит наиболее ярким для случая перехода от туннелирования в одну подзону к туннелированию в две подзоны ДЭС (образец 1 на рис.1а и рис.3). Из рис.3 видно также, что вели-

чины $\Delta\sigma_{intra}$ и $\Delta\sigma_{inter}$ зависят, по-видимому, как от параметров спектра, так и от эффектов экранирования в ДЭС. На это указывают кривые $\Delta\sigma^*(E_{2F})$ для образцов 2 и 3. Количественное сравнение с моделью требует расчета внутривозонных и межподзонных вкладов в форму фоновой линии. К сожалению, подобные расчеты для ДЭС в настоящее время отсутствуют. Однако обнаруженная в этой работе смена знака ступеньки в туннельной проводимости достаточно убедительно свидетельствует в пользу данной модели электрон-фононного взаимодействия при туннелировании в ДЭС. Отметим также, что, кроме вклада от Σ_I , на зависимости $\Delta\sigma_{ph}/\sigma_{bkg}(U)$ должен наблюдаться пик в проводимости при $eU = -\varepsilon_{LO}$, связанный с логарифмической особенностью в действительной части собственной энергии Σ_R [8, 10]. Этот пик хорошо виден на рис.3, когда амплитуда ступеньки в проводимости падает почти до нуля (нижняя правая вставка на рис.3).

Авторы признательны С. Н. Артеменко, В. А. Волкову и А. Я. Шульману за полезные обсуждения, Ю. В. Федорову и А. С. Бугаеву за приготовление образцов, Н. А. Мордовцу и Е. М. Дижурю за помощь в измерениях и обработке данных. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и программами фундаментальных исследований ОФН РАН.

1. H. C. Liu, I. V. Cheung, A. J. SpringThorpe et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 3580 (2001).
2. H. C. Liu, C. Y. Song, Z. R. Wasilewski et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 077402 (2003).
3. И. Н. Котельников, В. А. Кокин, Ю. В. Федоров и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 564 (2000).
4. S. E. Dizhur, I. N. Kotel'nikov, and F. V. Shtrom, Proc. of 26th ICPS "Physics of Semiconductors 2002", Edinburgh, Scotland, UK, 2002, Institute of Physics Publishing **171**, 158 (2002).
5. I. N. Kotel'nikov and S. E. Dizhur, Proc. of 12th Int. Symp. Nanostructures, St. Petersburg, Russia, 2004, Ioffe Institute, 2004, p. 366.
6. G.-Q. Hai, N. Studart, and G. E. Marques, Phys. Rev. **B55**, 1554 (1997).
7. Е. М. Дижур, А. Н. Вороновский, А. В. Федоров и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 433 (2004).
8. E. L. Wolf, Principles of Electron Tunneling Spectroscopy, Oxford Univ. Press, Oxford, 1985; Naukova Dumka, Kiev, 1990.
9. S. E. Dizhur, I. N. Kotel'nikov, V. A. Kokin, and F. V. Shtrom, PLDS **11/12**, 233 (2001).
10. J. A. Appelbaum and W. F. Brinkman, Phys. Rev. **B2**, 907 (1970).