

06;07

Роль эффектов электронного транспорта в ИК фотопроводимости структур InGaAs/GaAs с квантовыми точками

© В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Л.Д. Молдавская, В.И. Шашкин,
А.В. Германенко, Г.М. Миньков, А.А. Шерстобитов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
E-mail: lmd@ipm.sci-nnov.ru
НИИФПМ при Уральском государственном университете
им. А.Г. Горького, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 26 апреля 2004 г.

Исследована температурная зависимость эффекта Холла в многослойных селективно легированных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками (КТ). Установлено, что структуры, в которых наблюдалась фотопроводимость в ИК диапазоне, демонстрируют резкий рост проводимости и холловской подвижности в интервале температур 8–30 К с зависимостью от температуры, близкой к экспоненциальной, при практически постоянном коэффициенте Холла и концентрации электронов. Предложен новый механизм продольной ИК фотопроводимости в структурах с КТ, связанный с изменением подвижности электронов в двумерном канале в результате снижения кулоновского рассеяния на заряженных КТ.

Введение. В последнее время значительный интерес вызывает исследование возможности применения полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками (КТ) в качестве приемников среднего и дальнего инфракрасного (ИК) излучения. Благодаря нуль-мерному характеру размерного квантования, ИК фотоприемники на КТ (в отличие от структур с квантовыми ямами) могут принимать излучение любой поляризации при нормальном падении. Кроме того, в системах с КТ может быть ослаблено рассеяние электронов на фононах, что значительно увеличивает время жизни фотовозбужденных электронов — один из основных параметров, определяющих чувствительность ИК фотоприемников, и позволяет рассчитывать на более высокие рабочие температуры. Первоначально исследования фотопроводимости гетероструктур с КТ проводились в вертикальной геометрии элек-

тронного транспорта, стандартной для ГС с квантовыми ямами. Для структур InGaAs/GaAs с КТ разных размеров была показана возможность детектирования излучения среднего и дальнего ИК диапазонов ($4\text{--}20\ \mu\text{m}$) при нормальном падении [1–7]. Позднее была исследована продольная ИК фотопроводимость [2,8–11]. В случае гетероструктур с квантовыми ямами такая геометрия протекания тока оказывается невозможной из-за шунтирования продольной проводимости сильно легированными слоями. Как отмечается в работах [8,10], при продольном транспорте можно ожидать более высоких значений времени жизни фотовозбужденных электронов, а следовательно и квантовой эффективности, чем при вертикальном. При продольной геометрии перенос фотовозбужденных из КТ электронов происходит в основном по смачивающим слоям, либо по расположенным параллельно каналам с высокой проводимостью. В таких структурах достигнута рекордная на сегодняшний день фоточувствительность для КТ, равная $11\ \text{A/W}$ при $30\ \text{K}$ [10]. Отметим, что во всех работах для ситуаций с продольным и вертикальным протеканием тока обсуждается единственный механизм ИК фоточувствительности, основанный на изменении сопротивления образца вследствие роста концентрации свободных носителей тока при фотовозбуждении электронов, захваченных на уровнях в КТ. В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что при продольном электронном транспорте в структурах с КТ возможен новый механизм фотопроводимости, связанный с изменением подвижности носителей тока под действием ИК излучения. О такой возможности свидетельствуют результаты работ [12–14], в которых сообщается о значительном изменении подвижности носителей в двумерных каналах, расположенных вблизи от слоя КТ, в зависимости от уровня заселенности КТ и расстояния до этого слоя. Это означает, что рассеяние двумерных электронов вблизи слоя КТ в значительной степени определяется кулоновским рассеянием на заряженных квантовых точках, поэтому при нейтрализации КТ подвижность носителей будет возрастать. Времена жизни фотовозбужденных носителей в системах с КТ, как правило, значительно превышают времена релаксации импульса, поэтому ясно, что подобные явления будут наблюдаться и при исследовании продольной ИК фотопроводимости. В работе [15] мы исследовали ИК фотопроводимость многослойных селективно легированных гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками. Были обнаружены две линии ИК ФП ($5\ \mu\text{m}$ и $16\ \mu\text{m}$) и быстрое гашение длинноволновой линии при температуре T выше $40\ \text{K}$. В данной работе представлены результаты

исследования продольного электронного транспорта в таких структурах при низких температурах.

Параметры структур InGaAs/GaAs с КТ. Многослойные структуры InGaAs/GaAs были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии. Их схематическое изображение приведено на рис. 1. Детали процесса роста слоев КТ и их зарастивания обсуждаются в нашей работе [15], отметим лишь, что селективное легирование областей КТ осуществлялось путем введения дельта-легированных слоев δ :Si в 2 nm под каждым слоем КТ. Изображение поперечного скола структуры, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии, позволяет оценить характерные размеры КТ: высота — 3 nm, латеральный размер — 20 nm. Кроме того, характерной особенностью исследуемых структур является наличие отчетливо выраженного смачивающего слоя. Данные измерения фотолюминесценции (ФЛ) (рис. 2) подтверждают высокое качество кристаллической структуры смачивающего слоя (при $T = 4.2$ К пик ФЛ от смачивающего слоя превышает пик ФЛ от КТ) и позволяют определить энергетические состояния в квантовой яме, образованной смачивающим слоем. При $T = 4.2$ К энергия основного перехода в смачивающем слое отстоит

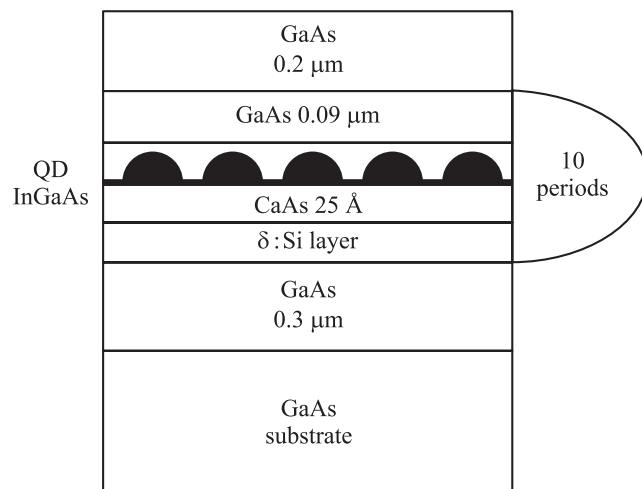


Рис. 1. Схематическое изображение структуры с 10 слоями селективно легированных КТ.

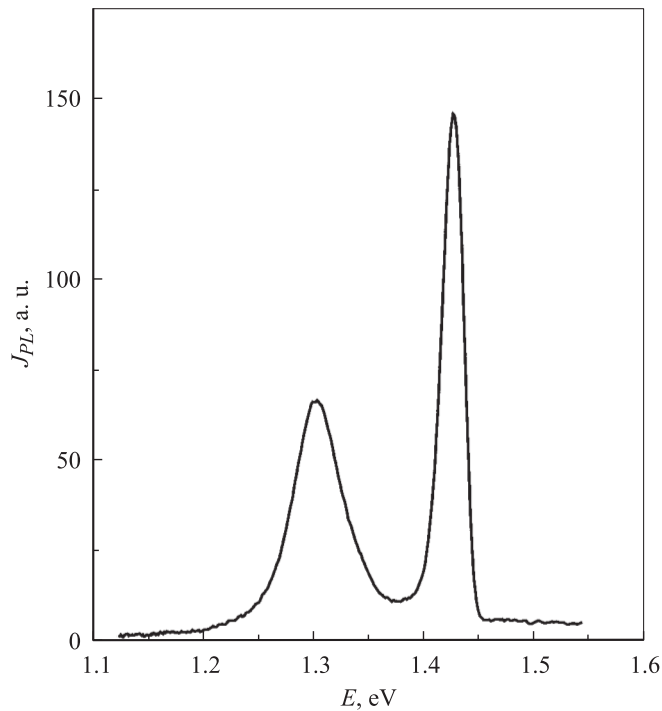


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции образца с 10 слоями КТ при 4 К.

на 100 meV от ширины запрещенной зоны GaAs, ширина линии составляет около 20 meV.

Для измерений продольного транспорта использовалась структура с уровнем легирования $1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ на каждый слой КТ, при котором на одну КТ приходилось от 2 до 4 электронов. Поэтому при низких температурах все КТ оказываются заселенными, и значительная часть электронов находится в смачивающем слое. Это обеспечивает отсутствие вымораживания электронов даже при самых низких использованных температурах.

Результаты измерений. На рис. 3 приведена температурная зависимость сопротивления образца R в омах на квадрат и поверхностной концентрации электронов n_H ($n_H = 1/eR_H$, где e — заряд электрона,

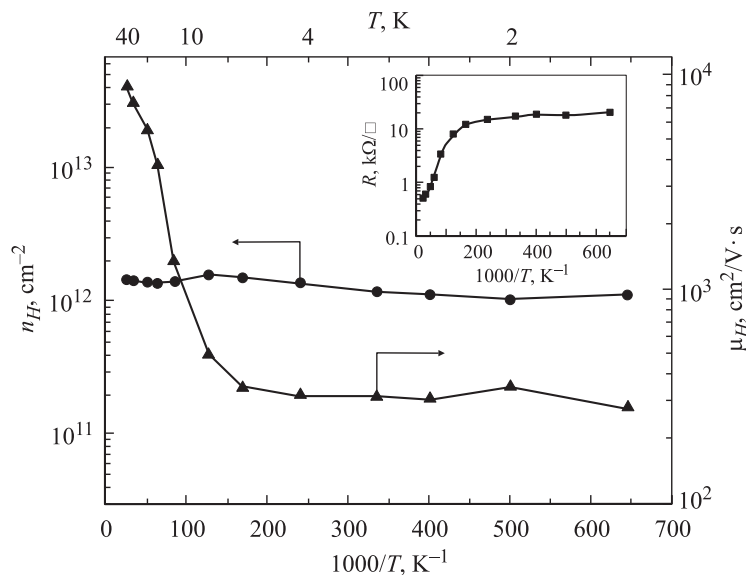


Рис. 3. Температурная зависимость поверхностной концентрации электронов n_H и холловской подвижности μ_H . На вставке: температурная зависимость сопротивления образца R в омах на квадрат.

R_H — коэффициент Холла). В интервале температур 8–30 К наблюдается сильная зависимость сопротивления от температуры, близкая к экспоненциальной: $R = R_0 \exp(T_0/T)$, где $T_0 = 29$ К. Данная зависимость оказывается более сильной, чем наблюдалась в работе [16] для продольного транспорта в гетероструктурах InAs/GaAs с квантовыми точками: $\exp(T_1/T)^{1/3}$ (что соответствует закону Мотта для прыжковой проводимости). Заметим, что в работе [16] пик ФЛ от смачивающего слоя не наблюдался. Коэффициент Холла и n_H в этом интервале температур изменяются очень слабо (рис. 3), поэтому изменение сопротивления сопровождается изменением холловской подвижности μ_H практически по тому же экспоненциальному закону.

В магнитном поле, перпендикулярном к поверхности образца, наблюдается отрицательное магнитосопротивление (рис. 4), характерное для эффектов слабой локализации. Для магнитного поля вдоль поверхности наблюдается обычное положительное магнитосопротивление. На наш

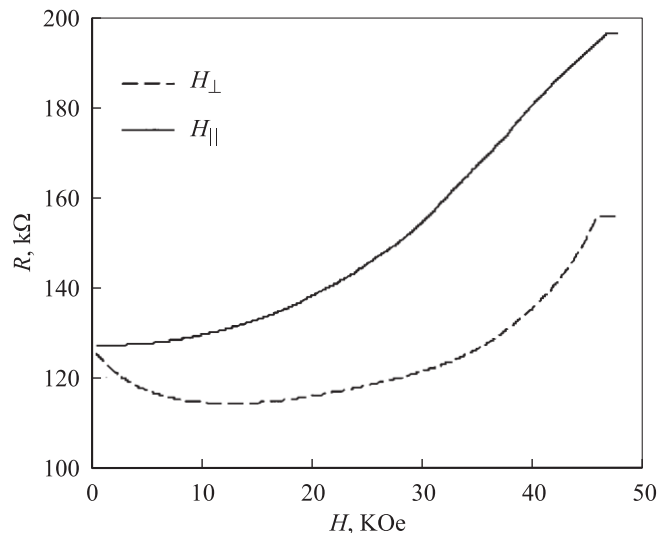


Рис. 4. Магнитосопротивление образца. H_{\parallel} — магнитное поле вдоль поверхности образца; H_{\perp} — магнитное поле по нормали к поверхности образца.

взгляд, анизотропия магнитосопротивления подтверждает предположение о двумерном характере электронного транспорта в исследуемом диапазоне температур.

Обсуждение результатов. Повышение температуры во всем исследованном диапазоне 1.5–40 К приводит к уходу части электронов, захваченных на КТ, на основное состояние смачивающего слоя, а тепловой выброс из смачивающего слоя маловероятен. Изменение полной концентрации свободных электронов из-за высокого уровня легирования будет невелико, поэтому значительное изменение сопротивления свидетельствует об изменении рассеяния двумерных электронов или условий их локализации на случайных флуктуациях потенциала в смачивающем слое. Двумерные электроны в смачивающем слое испытывают сильное кулоновское рассеяние на заряженных КТ. Резкий рост подвижности $\mu_H(T)$ двумерных электронов в квантовой яме, образованной смачивающим слоем, мы связываем с уменьшением числа эффективно рассеивающих заряженных квантовых точек с ростом температуры из-за их нейтрализации при тепловом выбросе связанных

электронов. Подобный эффект обсуждается в работах [12–14] для двумерных электронов в каналах гетеропереходов вблизи от слоев КТ. С другой стороны, подобные зависимости $\mu_n(T)$ наблюдались для двумерных носителей в инверсионных каналах на границе Si–SiO₂ [17] в диапазоне температур $T = 1.5–8$ К. Они обусловлены локализацией носителей в двумерном канале на случайных флуктуациях потенциала, связанных с зарядом в окисле. Для системы „КТ–смачивающий слой“ заряженные КТ будут играть роль зарядов в окисле SiO₂. Однако в структурах с КТ имеется существенное отличие от структур Si–SiO₂, связанное с изменением числа заряженных КТ с ростом температуры. По-видимому, два приведенных объяснения наблюдаемых зависимостей $R(T)$, $n_n(T)$, $\mu_n(T)$ в сущности, равносильны.

Еще раз подчеркнем, что для времени жизни фотовозбужденных электронов, превосходящего время релаксации импульса (что характерно для систем с КТ), такую же зависимость от температуры будет иметь и эффективная подвижность фотовозбужденных электронов. При этом в результате фотовозбуждения носителей из КТ под действием ИК излучения в структуре будет наблюдаться заметный фототок даже при небольшом изменении полной концентрации свободных электронов вследствие изменения их эффективной подвижности. Диапазон температур, в котором наблюдается максимальное изменение подвижности в исследуемой структуре, составляет 8–30 К. В этом же диапазоне температур в нашей работе [15] для данной структуры наблюдалась и максимальная величина ИК фоточувствительности. По-видимому, данное совпадение не случайно, и в работе [15] имело место первое наблюдение обсуждаемого механизма фотопроводимости. Следует отметить, что в данной работе исследована структура, в которой роль двумерного канала играет смачивающий слой. Ясно, что подобные эффекты будут наблюдаться и в ИК фотоприемниках с дополнительно сформированными двумерными каналами с большей глубиной потенциальной ямы. На наш взгляд, варьирование зонной структуры в такой системе „КТ–квантовая яма“ позволит повысить диапазон температур, в котором будет наблюдаться предложенный механизм фотопроводимости.

Выводы. В работе исследованы явления продольного электронного транспорта в многослойных селективно легированных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками. Показано, что в диапазоне температур 1.5–40 К перенос электронов в исследованных структурах

происходит по двумерным каналам, образованным смачивающими слоями. С повышением температуры от 8 до 40 К подвижность электронов экспоненциально растет при слабом возрастании концентрации, что связывается с уменьшением случайных рассеивающих полей заряженных квантовых точек при их нейтрализации. Этот механизм может позволить значительно повысить чувствительность ИК фотоприемников на КТ с продольным электронным транспортом по сравнению с известным концентрационным механизмом фотопроводимости.

Работа поддерживалась РФФИ, проект № 03–02–16780 и программой ФТНС.

Список литературы

- [1] *Finkman E., Maimon S., Immer V., Bahir G., Schacham S.E., Fossard F., Julien F.H., Brault J., Gedry M.* // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63. P. 045323.
- [2] *Maimon S., Finkman E., Bahir G., Schacham S.E., Garsia J.M., Petroff P.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. P. 2003.
- [3] *C.liu H., Gao M., McCaffey J., Wasilewski Z.R., Fafard S.* // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. P. 79.
- [4] *Pan D., Towe E., Kennerly S.* // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 75. P. 2719.
- [5] *D. Pan, Towe E., Kennerly S.* // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. P. 1937.
- [6] *Kim S., Mohseni H., Erdtmann M., Michel E., Jelen C., Razeghi M.* // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. P. 963.
- [7] *Phillips J., Kamath K., Bhattacharya P.* // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. P. 2020.
- [8] *Lee S.-V., Hirakawa K., Shimada Y.* // *Physica E.* 2000. V. 7. P. 499.
- [9] *Chu L., Zrenner A., Bohm G., Abstreiter G.* // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 76. P. 1944.
- [10] *Chu L., Zenner A., Bichter M., Abstreiter G.* // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79. P. 2249.
- [11] *Chu L., Zrenner A., Bougeard D., Bichler M., Abstreiter G.* // *Physica E.* 2002. V. 13. P. 301.
- [12] *Sakaki H., Yusa G., Someya T. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 67. P. 3444.
- [13] *Metzner C., Yusa G., Sakaki H.* // *Superlattices and Microstructures.* 1999. V. 25. P. 537.
- [14] *Kardynal B.E., Shieds A.J., O'Sullivan M.P. et al.* // *Meas. Sci. Technol.* 2002. V. 13. P. 1721.
- [15] *Moldavskaya L.D., Shashkin V.I., Drozdov M.N. et al.* // *Physica E.* 2003. V. 17. P. 634.
- [16] *Кульбачинский В.А., Лунин Р.А., Rogozin В.А. и др.* // *ФТП.* 2003. Т. 37. № 1. С. 70.
- [17] *Arnold E.* // *Appl. Phys. Lett.* 1974. V. 25. P. 705.