

Латеральный транспорт горячих дырок в двумерной структуре GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As

© Ю.Л. Ив́анов, И.В. Елизаров, В.М. Устинов, А.Е. Жуков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 октября 2000 г. Принята к печати 6 октября 2000 г.)

В образцах структур дырочного типа GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As на переднем фронте импульса тока в сильном электрическом поле обнаружен острый пик. Анализ его формы и величины в зависимости от величины электрического поля, а также перераспределение поля вдоль образца позволяют сделать вывод о существовании в этих условиях доменной неустойчивости. При этом показано, что разогрев дырок в умеренных электрических полях может существенно превышать энергию оптического фонона.

Введение

Исследование горячих дырок в двумерных структурах преследует цель создания в них инвертированного распределения. Этому вопросу посвящен в настоящее время ряд работ (см., например, [1,2]), в которых обсуждается возможность генерации дальнего инфракрасного излучения. Наряду с этим не обходятся вопросы латерального транспорта горячих двумерных дырок, в которых обсуждаются различные эффекты, такие как эффект Ганна [1,3] и эффект отрицательного магнитосопротивления горячих дырок [3].

В настоящем сообщении рассматривается латеральный транспорт горячих дырок в структуре из множества квантовых ям на основе структур GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, разделенных непроницаемыми барьерами с модулированным легированием.

Эксперимент

Ширины квантовых ям составляют 40, 20 и 17 нм, ширина барьеров — от 16 до 24 нм. Каждая структура содержит 10 квантовых ям, с легированием в середине барьера бериллием (толщина слоя 4 нм) с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такая высокая степень легирования приводит к искривлению краев зон в барьерах и в квантовых ямах, так что реальная их картина выглядит приблизительно так, как это схематично показано на рис. 1. При этом в "карманах" квантовых ям образуется по крайней мере один квантово-размерный уровень на высоте примерно 10 мэВ, заполненный дырками с энергией вырождения примерно 6 мэВ. Вместе с тем в барьерах также образуются квантовые ямы, причем элементарный расчет показывает, что в них может находиться лишь один квантово-размерный уровень. На образцах структур размером $5 \times 5 \text{ мкм}$ изготавливались омические контакты в виде полос путем вжигания напыленного золота с 3% цинка в качестве легирующей примеси, обеспечивающие линейность вольт-амперной характеристики вблизи напряжения смещения $V \rightarrow 0$. Зазор между контактами в кристаллографическом направлении [110]

составляет 2 мм. Некоторые зондовые измерения проводились на образцах с расстоянием между контактами 8 мм. К образцам прикладывалось электрическое поле в виде импульсов длительностью 3 мкс. Длительность переднего фронта не превышала 30 нс. Эксперименты проводились при температурах образца 4.2 и 77 К, а также в температурном интервале 77–200 К.

В разогревающихся, но достаточно слабых, электрических полях форма импульса тока повторяет форму импульса напряжения, а при увеличении величины напряжения при некотором его значении на переднем фронте импульса тока появляется узкий пик, который растет заметным образом по мере увеличения напряжения, хотя и сублинейно. Оставшаяся часть импульса тока, плато, также увеличивается по величине по мере роста напряжения, но значительно медленнее. Типичная картина кинетики тока с пиком представлена на рис. 2, а. По мере увеличения напряжения изменяется также полуширина пика, уменьшаясь, как это показано на рис. 3. На рис. 3 представлены также зависимости величины тока в пике и на плато импульса от величины электрического поля. Для большинства образцов кинетика тока выглядит так, как это представлено на рис. 2, а. Однако на многих образцах наблюдается осцилляционная картина тока, пример которой представлен на рис. 2, б. Как видно, частота колебаний увеличивается по мере увеличения электрического поля, хотя и весьма слабо. Заметим, что описанное явление имеет ярко выраженный характер лишь при достаточно низких температурах, когда тепловая энергия kT гораздо меньше энергетического зазора

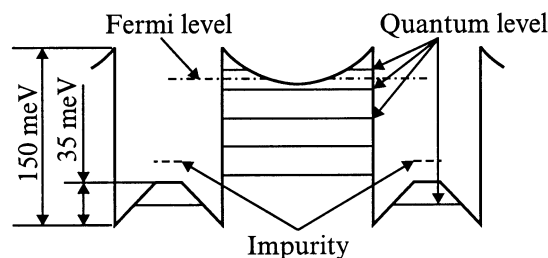


Рис. 1. Схематическое изображение изгиба зон у краев квантовой ямы с шириной 20 нм.

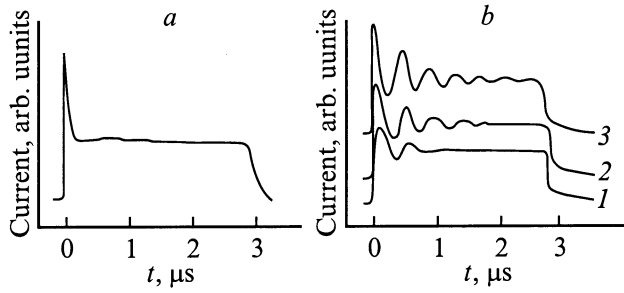


Рис. 2. Форма импульса тока в образце структуры 2-524 (*a*). Ширина квантовой ямы составляет 17 нм, электрическое поле $E = 1$ кВ/см, температура $T = 77$ К, полуширина пика равна 125 нс. Затухающие колебания тока образца 4-353 (*b*). Кривым соответствуют электрические поля, В/см: 1 — 700, 2 — 1000, 3 — 1500.

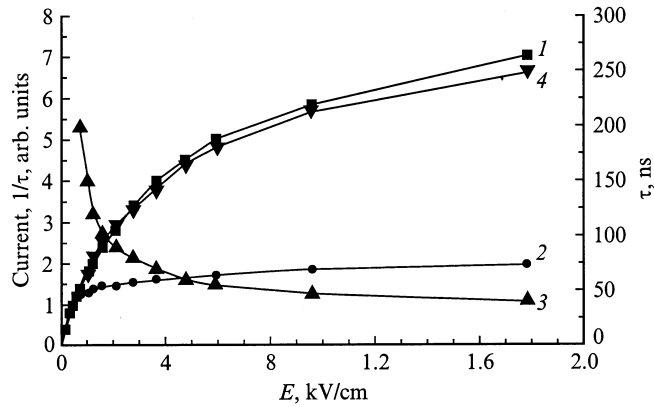


Рис. 3. Зависимости от электрического поля: тока в пике (1) и на плато импульса тока (2), времени образования домена (3) и скорости его образования (4) для образца 2-524. Ширина квантовых ям составляет 17 нм, $T = 4.2$ К.

между нижним квантово-размерным уровнем и уровнем края зоны $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. При комнатной температуре оно не наблюдается. Это явление не наблюдается также и в других материалах квантово-размерных структур, где энергетический разрыв зон значительно больше, чем для структуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, например в структуре $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$.

Обсуждение результатов эксперимента

Представленные результаты естественно объяснить возникновением доменной неустойчивости, предпосылки к которой заключаются в следующем. В условиях низких температур приложение сильного электрического поля вдоль квантово-размерных слоев приводит к существенному разогреву дырок, подвижность которых велика вследствие модулированного легирования структуры. Первоначально сосредоточенные в ямах GaAs горячие дырки могут достигать энергии края зоны $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и диффундировать в ямы, расположенные в барьерах, где

их подвижность существенно ниже, чем в ямах GaAs вследствие большого рассеяния на примесях. В результате создаются условия для проявления эффекта Ганна при пространственном разделении высокоподвижных дырок и дырок с низкой подвижностью. Такая ситуация обсуждалась в работе [1] на примере структуры $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, в которой, однако, энергетический зазор между первым квантово-размерным уровнем ямы InGaAs и краем зоны GaAs значительно меньше, чем в системе $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. При уменьшении подвижности с увеличением электрического поля может возникнуть домен сильного поля и малой подвижности, который будет контролировать ток через образец. В процессе образования домена ток высокоподвижных дырок однородного образца уменьшится, что проявится в наличии короткого пика на переднем фронте импульса тока. Один пик в начале импульса тока свидетельствует о наличии статического домена. Доказательством существования домена является неоднородное распределение поля между контактами образца, определенное с помощью зонда. Эта неоднородность возникает в то же время, что и пик тока. При этом оказывается, что область сильного поля примыкает к катоду. Заметим, что расположение статического домена в дырочных образцах вблизи катода наблюдалось также ранее в одноосно-сжатом германии [4]. Осцилляционная картина тока свидетельствует в пользу движущегося домена. Слабое изменение частоты осцилляций связано с весьма низкой дифференциальной проводимостью в области насыщения тока в пике. Легко понять, что величина пика характеризует ток всех свободных дырок в квантовых ямах GaAs , соответствующих концентрации легирующей примеси N_a , при однородном электрическом поле в образце, тогда как величина плато импульса тока определяется проводимостью домена и его электрическим полем. При повышении напряжения на образце домен увеличивается в размере, а его поле изменяется слабо, обуславливая небольшое повышение тока. В ранних исследованиях горячих дырок двумерных структур [5], в которых длительность переднего фронта импульса напряжения была значительно больше, пик тока на переднем фронте не наблюдался, а весьма слабое возрастание тока в зависимости от электрического поля было интерпретировано как проявление жесткого стриминга при рассеянии горячих дырок на оптических фонах.

В пользу предположения, что домен сильного поля и малой подвижности, контролирующий ток через образец, образован в результате перехода горячих дырок из квантовых ям GaAs в "барьерные" ямы $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, свидетельствует температурная зависимость величин тока в пике и на плато, представленная на рис. 4. Уменьшение тока в пике с температурой можно объяснить уменьшением подвижности высокоподвижных дырок в ямах GaAs при рассеянии на акустических фонах, тогда как некоторое увеличение тока на плато при температурах несколько выше 77 К — увеличением подвижности дырок в домене при рассеянии на примесях.

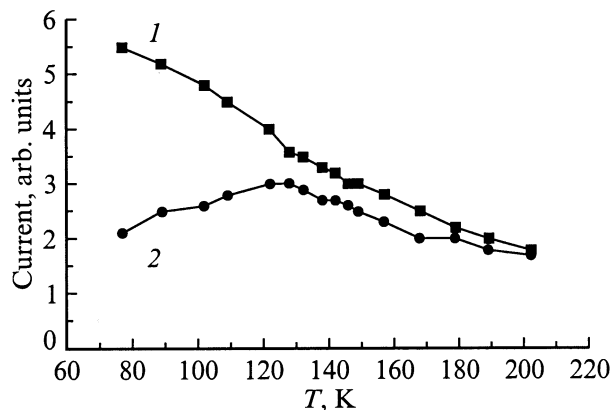


Рис. 4. Зависимость величины тока в пике (1) и на плато импульса тока (2) от температуры для образца 2-524. Электрическое поле равно 3 кВ/см.

Время образования домена, рассмотренное для классического случая, согласно [6], приближенно можно записать как $\tau = 3.5/\mu_1 E_m$, где μ_1 — подвижность носителей заряда нижней долины (в случае арсенида галлия — электронов), а E_m — электрическое поле однородного образца. Иными словами, произведение $\mu_1 E_m$ есть дрейфовая скорость носителей заряда однородного образца. В настоящем случае двумерной дырочной структуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As дрейфовую скорость дырок однородного образца и ее зависимость от электрического поля характеризует величина тока в пике и ее зависимость от электрического поля. Скорость образования домена должна быть пропорциональна скорости этого дрейфа. Действительно, ход обратной величины времени образования домена в зависимости от электрического поля, представленный на рис. 3 кривой 4, с большой точностью повторяет ход величины тока в пике в зависимости от электрического поля, т.е. от величины дрейфа. Это обстоятельство еще раз подтверждает правильность концепции доменной неустойчивости в описанных экспериментах.

Заключение

Основные выводы этой работы заключаются в следующем.

1. Главный вклад в насыщение тока в сильных электрических полях в структурах *p*-GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As вносит образование статического домена. Рассеяние на оптических фононах обуславливает более плавный выход вольт-амперной характеристики на насыщение при значительно больших электрических полях.

2. В умеренно сильных электрических полях разогрев двумерных дырок структуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As достигает более чем двукратной энергии оптического фонона для заметной части дырок, что обеспечивает их заброс в "барьерные" квантовые ямы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-18403) и межотраслевой программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 97-1044).

Список литературы

- [1] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, N.A. Bekin, A.V. Gavrilenko, V.I. Gavrilenko, D.G. Revin, E.A. Uskova, B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, W. Knap, J. Lusakowski, C. Skierbiszewski. *Mater. Sci. Forum*, **297–298**, 261 (1999).
- [2] Yu.L. Ivanov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, D.V. Tarkhin, A.A. Prokof'ev, E. Gornik, R. Zobl. *Proc. Int. Conf. Nanostruct. Phys. and Technology* (St. Petersburg, 1999) p. 435.
- [3] Yu.L. Ivanov, G.V. Churakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov. *Sol. St. Electron.*, **40**, 391 (1996).
- [4] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис. *ЖЭТФ*, **103**, 91 (1993).
- [5] Ю.Л. Иванов, Г.В. Чураков, В.М. Устинов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **29** (9), 1702 (1995).
- [6] М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. *Эффект Ганна* (М., Сов. радио, 1975).

Редактор Т.А. Полянская

Hot hole lateral transport of a two dimensional GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As structure

Yu.L. Ivanov, I.V. Elizarov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg. Russia

Abstract A narrow peak of current at the front slope of the current pulse in a high electric field in samples of *p*-GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As structure has been found. An analysis of the peak shape and magnitude as a function of a high electric field, as well as the field redistribution along the sample, makes it possible to draw a conclusion about a certain domain instability available under the conditions. It is shown that hole heating in moderate electric fields can significantly exceed the optical phonon energy.