

## ЭФФЕКТ СХЛОПЫВАНИЯ ТОКОВОГО ГИСТЕРЕЗИСА И УСЛОВИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПОЛЕВЫХ ДОМЕНОВ В СЛАБОЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Ю.А.Митягин, В.Н. Мурзин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 1996 г.

Показано, что в условиях резонансного туннелирования энергетическая структура электрополевых доменов в легированных сверхрешетках существенно отличается от резонансной. С уменьшением концентрации примеси происходит расширение границы между доменами и сужение (схлопывание) токового гистерезиса, обусловленные рассогласованием резонансных уровней в области доменной границы. Дано физическое толкование критерия существования электрополевых доменов.

PACS: 73.20.Dx, 73.40.Gk, 73.61.Ey

Явление резонансного туннелирования, ответственное за возникновение отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) определяет многие важнейшие электрофизические и оптические свойства наноструктур в электрическом поле. В случае слабосвязанных сверхрешеток (СР) это явление приводит к эффектам мультстабильности и образованию упорядоченной резонансно-туннельной структуры с расслоением СР на области с различной, но фиксированной напряженностью электрического поля, определяемой резонансным положением нижнего уровня относительно соответствующего возбужденного уровня размерного квантования в соседних квантовых ямах (электрополевые домены) [1, 2]. Возникновение электрополевых доменов возможно, как неоднократно отмечалось, только в достаточно легированных СР [3–5] или при достаточно высоких уровнях оптической генерации неравновесных носителей заряда в СР [6–8].

В настоящей работе обсуждаются данные по наблюдению глубокого токового гистерезиса и ярко выраженных ОДП резонансов, обусловленных формированием электрополевых доменов в слабо легированных длиннопериодных сверхрешетках [9, 10]. На основе микроскопической модели при сопоставлении с экспериментом проанализированы особенности поперечного транспорта в слабо легированных СР. Показано, что в условиях резонансного туннелирования энергетическая структура электрополевых доменов, в действительности, существенно отличается от резонансной. С уменьшением концентрации примеси наблюдается расширение области границы между доменами и сужение (схлопывание) токового гистерезиса, исчезновение эффектов би- и мультстабильности. Обсуждается критерий возникновения электрополевых доменов в легированных сверхрешетках.

Как видно из рис.1а, на котором приведены результаты измерений поперечного транспорта в слаболегированных длиннопериодных СР GaAs/AlGaAs, зарегистрированные вольт-амперные характеристики (ВАХ) имеют характерный ступенчатый вид с глубоким токовым гистерезисом (более чем двукратное различие значений тока при прямом и обратном направлениях изменения напряжения на СР) и хорошо выраженной мелкой ОДП структурой, обусловлен-

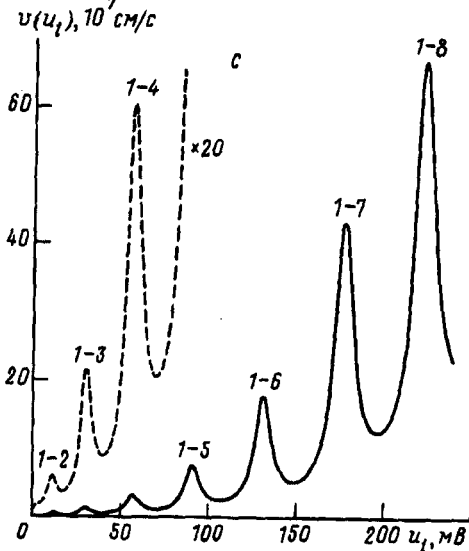
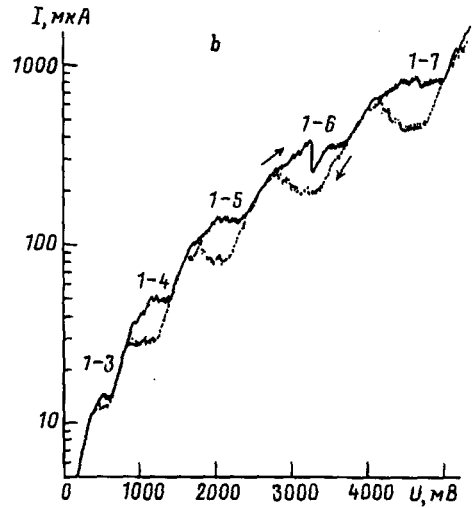
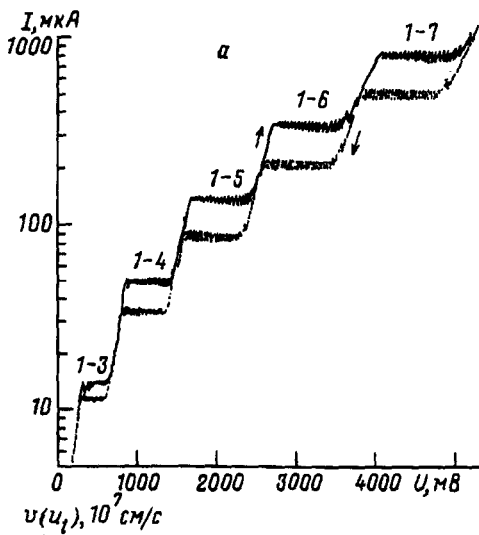


Рис.1. *a* – измеренные ВАХ сверхрешеток GaAs/AlGaAs ( $d_w = 350 \text{ \AA}$ ,  $d_b = 120 \text{ \AA}$ ,  $N = 30$ ,  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 4.2 \text{ К}$ ) при прямом (сплошная линия) и обратном (пунктир) направлении развертки приложенного напряжения  $U$ ; *b* – ВАХ тех же сверхрешеток, рассчитанные на основе предложенной модели; *c* – зависимость скорости туннелирования между соседними квантовыми ямами от величины падения напряжения на разделяющем их барьере

ной образованием электрополевых доменов и скачкообразным перемещением доменной границы через последовательность квантовых ям в СР [9].

Теоретический анализ этих особенностей в зависимости от уровня легирования выполнен с использованием микроскопической модели [11], расширенной на случай длиннопериодных структур с конечным числом подзон размерного квантования. Модель предполагает некогерентное резонансное туннелирование носителей заряда между квантовыми ямами с последующей быстрой релаксацией электронов в квантовой яме в основное состояние. Кинетические уравнения, определяющие электрический ток  $I(U)$  в СР и распределение концентрации электронов  $n_i$  по квантовым ямам ( $i$  – номер квантовой ямы) в зависимости от напряжения  $U$  на СР:

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{1}{d}(n_{i-1}v(u_{i-1}) - n_i v(u_i)) \quad (1)$$

$$(u_i - u_{i-1})/d = \frac{4\pi ed}{\epsilon}(n_i - N_d) \quad (\text{уравнение Пуассона}) \quad (2)$$

$$\sum_{i=0} u_i = U, \quad I = en_i v(u_i), \quad (3)$$

где  $u_{i-1}$  и  $u_i$  – падение потенциала на предыдущем и последующем по отношению к данной  $i$ -той квантовой яме барьерах,  $d$  – период СР,  $v(u_i)$  – скорость туннелирования электронов из  $i$ -й в  $(i+1)$ -ю яму,  $N_d$  – концентрация доноров (предполагается, что все доноры ионизованы).

Граничные условия на краях сверхрешетки:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{d}(n_0 v_0(u_0) - n_1 v(u_1)) \\ \frac{dn_N}{dt} &= \frac{1}{d}(n_{N-1} v(u_{N-1}) - n_N v(u_N)) \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $n_0 = \text{const}$  – концентрация носителей в контакте ( $n_0 \gg n_i$ ),  $v_0(u_0)$  – скорость туннелирования носителей из контакта в первую яму,  $v_1(u_N)$  – скорость выхода частиц из крайней  $N$ -той квантовой ямы в приконтактную 3D-область,  $N$  – число периодов СР. Для оценки зависимостей  $v_0(u_0)$  и  $v_1(u_N)$  использованы данные, приведенные в [12]. В этом виде граничные условия позволяют учесть инжекцию носителей из контакта.

Зависимости  $v(u_i)$  аппроксимировались серией лоренцианов, положение максимумов которых определялось энергиями уровней размерного квантования, рассчитанными для данных параметров ям и барьеров методом огибающей, а амплитуды и ширины являлись подгоночными параметрами.

На рис.1с приведена кривая  $v(u_i)$ , которая в рамках модели наилучшим образом описывает экспериментально наблюдаемые ВАХ. Согласие эксперимента (рис.1а) и теории (рис.1б) свидетельствует о применимости модели и позволяет использовать полученную из эксперимента кривую  $v(u_i)$  для анализа процессов формирования доменов и особенностей поперечного транспорта в СР с различными уровнями легирования.

Приведенные на рис.2 и 3 результаты расчета концентраций электронов в квантовых ямах, профилей распределения электрического поля и статических ВАХ для рассматриваемых СР в зависимости от концентрации легирующей примеси (фрагменты ВАХ для случая 1–4 и 1–5 доменов) показывают, что результатом уменьшения уровня легирования является расширение границы между доменами и сужение (схлопывание) токового гистерезиса.

Энергетическая структура доменов сильного и слабого электрического поля. При высоких уровнях легирования, когда концентрация электронов, поставляемых донорами, много больше плотности пространственного заряда на границе между доменами, обеспечивающего перепад напряженностей электрического поля, последним можно пренебречь и считать распределение концентрации электронов  $n_i$  примерно однородным по всем ямам в СР ( $n_i \approx N_d$ ). В этом случае СР может быть представлена в виде последовательно соединенных элементов, ВАХ каждого из которых задается функцией  $j(u_i) = en_i v(u_i)$  (рис.3а). Наличие домена соответствует тому, что при заданном значении плотности тока  $I$  часть ям находится в поле  $E_1 = u_1/d$  (точка А на рис.3а), а часть – в поле  $E_2 = u_2/d$  (точка В на рис.3а). При увеличении приложенного к СР напряжения  $U$  ток  $I$  растет до тех пор, пока точка А не достигнет максимума. Дальнейшее увеличение  $U$  приводит к выходу точки А на участок ОДП кривой  $j(u_i)$ , при этом в системе возникает неустойчивость и одна из ям скачкообразно переходит в область домена сильного поля. На суммарной ВАХ всей системы этому соответствует малый ОДП, глубина которого определяется суммарным дифференциальным сопротивлением всех остальных элементов СР.

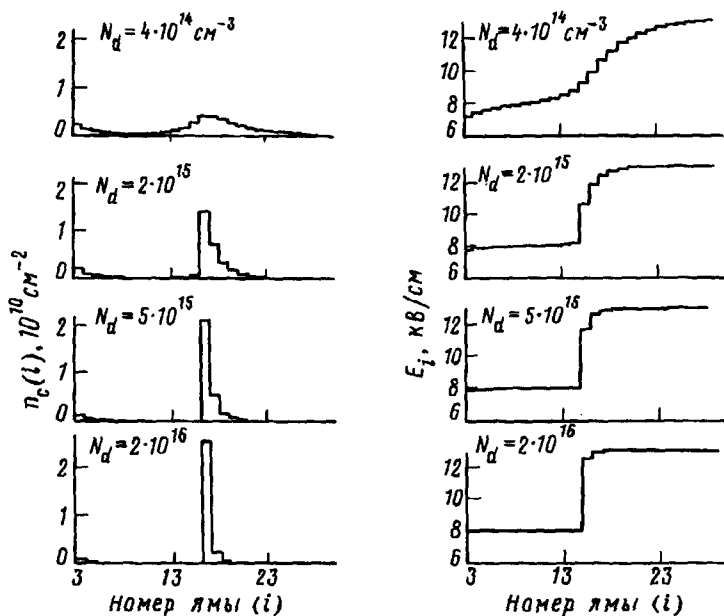


Рис.2. Гистограммы рассчитанных распределений плотности нескомпенсированного пространственного заряда  $n_c$  и напряженности электрического поля  $E$  вдоль оси сверхрешетки для случая доменов 1-4 и 1-5 при различных уровнях легирования СР

Описанный механизм определяет формирование верхней ветви токового гистерезиса. При изменении направления развертки  $U$  ток плавно уменьшается в соответствии с кривой  $j(u_i)$  вплоть до значения тока, при котором локальная ОДП возникает в области домена сильного поля (точка минимума на кривой  $j(u_i)$ ), что вызывает скачкообразный переход одной из ям в область домена слабого поля. Этим определяется механизм формирования нижней ветви токового гистерезиса. Видно, что глубина гистерезиса напрямую зависит от соответствующего соотношения значений тока "в пике" и "в долине" на кривой  $j(u_i)$ .

Из приведенных данных следует принципиальный вывод о том, что резонансно-туннельная структура доменов в СР оказывается, в действительности, существенно рассогласованной. Это относится к домену слабого электрического поля (для нижней ветви гистерезиса) и в еще большей степени к домену сильного электрического поля [4] (для обеих верхней и нижней ветвей гистерезиса). В последнем случае электропроводность определяется преимущественно нерезочансным туннелированием.

**Роль доменной границы.** Эффект схлопывания токового гистерезиса в слабо легированных сверхрешетках. При более низких уровнях легирования, когда плотность нескомпенсированного заряда на доменной границе сопоставима с концентрацией легирующей примеси, кривая  $j(u_i)$  на границе между доменами отличается от соответствующих кривых для остальных ям (пунктир на рис.3б). Легко видеть, что в соответствии с законом сохранения тока на доменной границе должно возникать дополнительное рассогласование уровней [3], возрастающее с уменьшением степени легирования СР. Этот эффект слабо сказывается на верхней ветви токового гистерезиса (поскольку она

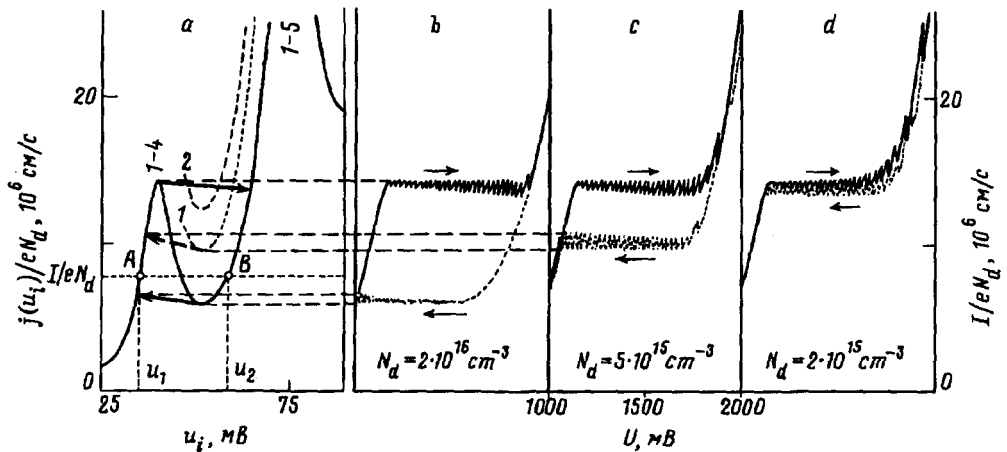


Рис.3 а – зависимость локальной плотности тока  $j(u_i)$  от величины падения напряжения на одном периоде СР (пунктир – то же для квантовой ямы на границе домена: 1 – для  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , 2 – для  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ); б, с, д – фрагменты рассчитанных ВАХ для прямого (сплошная линия) и обратного (пунктир) направлений развертки приложенного напряжения  $U$  при различных уровнях легирования СР

формируется переходами вне доменной границы) и приводит к возрастанию значений тока, соответствующих нижней ветви гистерезиса, что сопровождается уменьшением токового гистерезиса и его схлопыванием при достаточно малых уровнях легирования (см. рис.3б, с, д).

Эффект расширения доменной границы в слабо легированных сверхрешетках. До сих пор во всех рассуждениях мы исходили из того, что пространственный заряд на доменной границе сосредоточен в одной квантовой яме. Вместе с тем в условиях малых концентраций примеси, когда минимальный ток, определяемый электропроводностью СР в области доменной границы, становится выше максимально возможного тока, который может быть обеспечен электропроводностью остальной части СР, в данном случае электропроводностью в области домена слабого поля (значения тока  $j_i = en_i v(E_i)$  в долине между 1-4 и 1-5 максимумами на доменной границе превышают значения в пике 1-4 домена слабого поля), схлопывания токового гистерезиса не происходит, а более выгодным оказывается перераспределение пространственного заряда на границе по нескольким квантовым ямам, то есть расширение доменной границы (рис.3) [8, 13]. Это облегчает условия формирования доменной границы и сдвигает примесный критерий схлопывания токового гистерезиса в сторону меньших уровней легирования. Как видно из рис.2 на примере доменов 1-4 и 1-5, ширина доменной границы растет с уменьшением концентрации примеси в СР и при наименьшем уровне легирования ( $N_d = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) становится соизмеримой с длиной самой сверхрешетки.

Примесный критерий эффекта расширения доменной границы в слабо легированных сверхрешетках. Из вышесказанного следует, что расширение доменной границы с понижением уровня легирования СР должно наблюдаться в ситуации, когда значение тока  $I_0$  в долине (между пиками токов, относящимися к домену слабого и сильного поля) для квантовой ямы на доменной границе оказывается выше значений тока  $I_p$  в пике (соответствующем домену

слабого поля) в предположении, что весь пространственный заряд сосредоточен в одной квантовой яме:

$$I_p N_d < I_v (N_d + n_c), \quad N_d^{cr} = n_c \frac{I_v}{I_p - I_v}. \quad (5)$$

Здесь  $n_c = \frac{1}{4\pi\epsilon d^2} (E_i - E_{i-1})$  – интегральный объемный пространственный заряд на границе между доменами, а  $E_i$  и  $E_{i-1}$  – значения энергии возбужденных уровней, участвующих в формировании данных доменов. В случае рассматриваемых 1–4 и 1–5 доменов в исследованных СР расширение доменной границы согласно приближенного критерия (5) должно наблюдаться при  $N_d < N_d^{cr} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $I_p = 165 \text{ мкА}$ ,  $I_v = 65 \text{ мкА}$ ,  $n_c = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), что вполне соответствует результатам модельного расчета (см. рис.2).

Примесный критерий исчезновения электрополевых доменов в слабо легированных сверхрешетках. Условие формирования электрополевых доменов определяется из тех же соображений, но с учетом возможного перераспределения пространственного заряда на доменной границе по нескольким квантовым ямам. В простейшем приближении, считая, что ширина доменной границы достигает размеров длины самой сверхрешетки:

$$I_p N_d < I_v (N_d + n_c/N), \quad N_d^{cr} = \frac{n_c}{N} \frac{I_v}{I_p - I_v}. \quad (6)$$

В случае исследуемых СР в полях, соответствующих формированию 1–4 и 1–5 доменов:  $N_d^{cr} = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина удовлетворительно согласуется с результатами расчета, согласно которым формирование электрополевых доменов перестает происходить при концентрациях примеси менее  $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (94-02-06012а, 96-02-18593а), МНТП ФТНС (1-012) и INTAS (93-1704).

1. L.Esaki and L.L.Chang, Phys. Rev. Lett. **33**, 495 (1974).
2. "Resonant Tunneling in Semiconductors" (NATO ASI Series B277) ed. L.L.Chang et al. (New York: Plenum).
3. H.T.Grahn, R.J.Haug, W.Muller, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. **67**, 1618 (1991).
4. S.H.Kwok, R.Merlin, H.T.Grahn, and K.Ploog, Phys. Rev. B **50**, 2007 (1994).
5. J.Kastrup, H.T.Grahn, K.Ploog et al., Appl. Phys. Lett. **65**, 1808 (1994).
6. H.T.Grahn, H.Schneider, and K.von Klitzing, Phys. Rev. B **41**, 2890 (1990).
7. S.H.Kwok, Phys. Rev. B **51**, 10171 (1995).
8. L.L.Bonilla, J.Galan, J.A.Cuesta et al., Phys. Rev. B **50**, 8644 (1994).
9. С.А.Стоклицкий, В.Н.Мурзин, Г.К.Расулова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 399 (1995).
10. V.N.Murzin, Y.A.Mityagin, G.K.Rasulova et al., Intern. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, 1994, p.285, 1995, p.151.
11. F.Pregel, A.Wacker, and E.Scholl, Phys. Rev. B **50**, 1705 (1994).
12. V.J.Goldman, D.C.Tsui, and J.E.Cunningham, Phys. Rev. Lett. **58**, 1256 (1987).
13. A.Wacker, F.Pregel, and E.Scholl, Proc.22nd Int. Conf. Phys. Semicond., ed. by D.J.Lockwood (World Scientific, Singapore, 1995), p.1075.