

Механизмы отрицательного сопротивления и генерации терагерцового излучения в короткоканальном транзисторе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$

© М.Л. Орлов, Л.К. Орлов[¶]

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950, ГСП-105 Нижний Новгород, Россия

(Получена 10 июля 2008 г. Принята к печати 2 сентября 2008 г.)

Обсуждается эффект отрицательного дифференциального сопротивления, наблюдаемый при аномально низких напряжениях на выходных характеристиках модулированно-легированного полевого транзистора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. В обсуждаемых экспериментах порог появления отрицательного дифференциального сопротивления зависит не только от длины затвора, на что указывалось ранее, но и от разности потенциалов между затвором и стоком. Показано, что отрицательное дифференциальное сопротивление, наблюдаемое на выходных характеристиках короткоканального полевого транзистора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ при аномально низких значениях порогового напряжения, связано с формированием второго транспортного канала вследствие резонансного перехода горячих электронов с верхних уровней квантовой ямы в надбарьерный слой через состояния ионизированной донорной примеси. Результаты анализа низкочастотного эксперимента привлекаются для объяснения расщепления линии излучения короткоканального транзистора в терагерцовом диапазоне частот.

PACS: 73.21.Fg, 73.40.Kp, 73.50.Mx, 85.30.Tv

1. Введение

В литературе длительное время обсуждается перспектива использования в транзисторной электронике нетрадиционных явлений для улучшения динамических и частотных характеристик транзисторов. Одним из механизмов, наиболее обсуждаемых в последние годы, является механизм, связанный с формированием на выходных характеристиках транзистора падающего участка, например, вследствие межслоевого переноса горячих электронов в гетероструктурах с двумерным электронным каналом [1]. Наиболее интересные особенности проявления этого эффекта наблюдаются в транзисторах, изготавливаемых на основе гетеропары $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Отличительной особенностью транзисторов этого типа в сравнении с традиционным HEMT (high electron mobility transistor) $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ является большая глубина квантовой ямы ($U_{\text{QW}} \approx 0.5$ эВ [2]), формирующей транспортный канал в слое InGaAs , и отсутствие в пределах глубины квантовой ямы боковых долин (энергетическое расстояние между долинами Γ и L $E_{\Gamma L} \geq 0.55$ эВ), допускающих возможность проявления эффектов, связанных с переносом электронов между долинами. В данных структурах с наибольшей достоверностью проявляются эффекты, связанные с межслоевым электронным переносом, что было показано в работах [3,4]. Более того, в работе [3] впервые было обнаружено, что для длин затвора $L_G < 1$ мкм имеет место снижение величины порогового напряжения \tilde{U}_D формирования падающего участка на выходных характеристиках транзистора с $\tilde{U}_D = U_{\text{QW}} = 0.5$ В при $L_G \geq 1$ мкм до величины $\tilde{U}_D \approx 0.35$ В при $L_G \approx 0.6$ мкм.

Еще более низкие значения порогового напряжения, $\tilde{U}_D \leq 0.1$ В, наблюдались в полевых транзисторах как с двумерным [5], так и с квазиодномерным [6] транспортными каналами нанометровой длины ($L_G \approx 60$ нм). Возможные механизмы формирования участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на выходных характеристиках транзистора при низких напряжениях U_D , прикладываемых между истоком и стоком транзистора, до последнего времени в литературе, однако, практически не обсуждались.

2. Наблюдение эффекта отрицательного дифференциального сопротивления в короткоканальном транзисторе

В настоящей работе анализируются результаты измерений выходных характеристик выполненного по традиционной технологической схеме [5] короткоканального транзистора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с высокоподвижными двумерными электронами в транспортном канале. Проведенные эксперименты показывают возможность наблюдения участка ОДС на выходных характеристиках транзисторов при аномально низких значениях порогового напряжения, $\tilde{U}_D < 0.1$ В, не только при пониженной [5–8], но и при комнатной температуре, как для отрицательных [7,8], так и для положительных напряжений U_G на затворе. Выполненные измерения показывают наряду со снижением порогового напряжения \tilde{U}_D при уменьшении длины затвора транзистора также его прямую зависимость от разности потенциалов между затвором и стоком. Далее нами рассмотрены возможные

[¶] E-mail: orlov@ipm.sci-nnov.ru

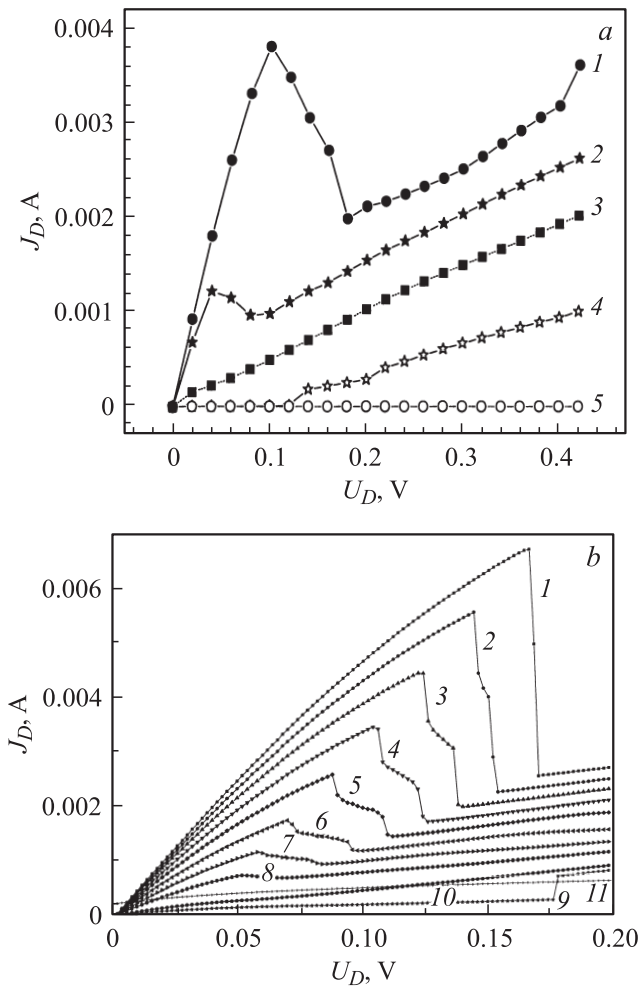


Рис. 1. Выходные характеристики двух короткоканальных ($L_G = 60$ нм) транзисторов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ при $T = 4$ (a) и 300 К (b). Напряжение на затворе транзистора U_G : a — изменение от 0.1 до -0.1 В с шагом $\Delta U_G = -0.05$ В (1–5); b — изменение от 0 до -0.25 В с шагом $\Delta U_G = -25$ мВ (1–11).

причины появления особенностей на экспериментальных кривых.

На рис. 1 представлены выходные характеристики $J_D(U_D)$ двух транзисторов с длиной канала $L_G \approx 60$ нм и толщиной $d_{\text{ch}} = 20$ нм, относящихся к той же серии структур, что были использованы в работах [5,7,8]. Выходные характеристики (рис. 1) получены при температурах $T = 4$ (a) и 300 К (b) для нескольких значений напряжений, прикладываемых к электродам транзистора. Представленные результаты и измерения, выполненные другими авторами, показывают, что низковольтное ОДС ($\tilde{U}_D < U_{\text{QW}}$) наблюдается в широком диапазоне температур и значений прикладываемых напряжений, но минимальные напряжения на затворе U_G , при которых на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) появляется участок ОДС, для разных структур существенно различаются. Участок отрицательного сопротивления на выходных характеристиках транзистора

является источником шумов в структуре. Возникающее дополнительное широкополосное излучение из структур на сверхвысоких частотах 0.5–3 ТГц, наблюдалось в работах [5,7]. Поэтому анализ возможных причин формирования ОДС в канале транзистора и влияние его на спектр излучения транзистора требуют тщательного рассмотрения.

Прежде всего необходимо отметить отличительную особенность изучаемых здесь транзисторов, проявляющуюся в зависимости порогового напряжения \tilde{U}_D от напряжения на затворе транзистора (рис. 1) и не принимавшуюся во внимание в ранее выполненных работах. Пороговое напряжение \tilde{U}_D в рассматриваемой короткоканальной структуре (в отличие, например, от данных [6]) при постоянной длине затвора увеличивается с ростом потенциала затвора, т.е. аномально низкий порог появления ОДС на ВАХ короткоканальной транзисторной структуры является следствием уменьшения не только эффективной длины затвора, но и величины прикладываемого к структуре поперечного электрического поля. При этом важно отметить, что при изменении напряжения на затворе U_G напряжение U_{DG} между стоком и затвором при $U_D = \tilde{U}_D$ сохраняется, что указывает на возможность проявления резонансного механизма формирования низковольтного ОДС в образце.

3. Модель межслоевого переноса электронов в структуре

Далее обсуждаются механизмы, которые могли бы нести ответственность за наблюдаемые в эксперименте явления. В соответствии с проведенными ранее многочисленными исследованиями [3,4,9], где было убедительно доказано, что формирование ОДС на выходных характеристиках полевых транзисторов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с большой длиной канала ($L_G > 1$ мкм) связано с эффектом межслоевого переноса горячих электронов в реальном пространстве, для оценок наблюдаемого в рассматриваемых нами структурах эффекта ОДС будем предполагать, что в системе имеет место перенос горячих электронов между двумя пространственно-разделенными каналами, отличающимися транспортными характеристиками электронов. Возможные причины появления в образцах дополнительных транспортных каналов будут рассмотрены отдельно.

Для анализа наблюдаемых токовых зависимостей используем хорошо зарекомендовавшую себя на практике двухтемпературную модель электронного переноса [10]. В двухтемпературном приближении уравнения, связывающие основные параметры двухкомпонентной системы — среднюю дрейфовую скорость электронов v_{dr} , отношение плотностей электронных концентраций $\tilde{n} = n_2/n_1$ в транспортных каналах и среднюю эффективную температуру θ в греющем электрическом поле E , —

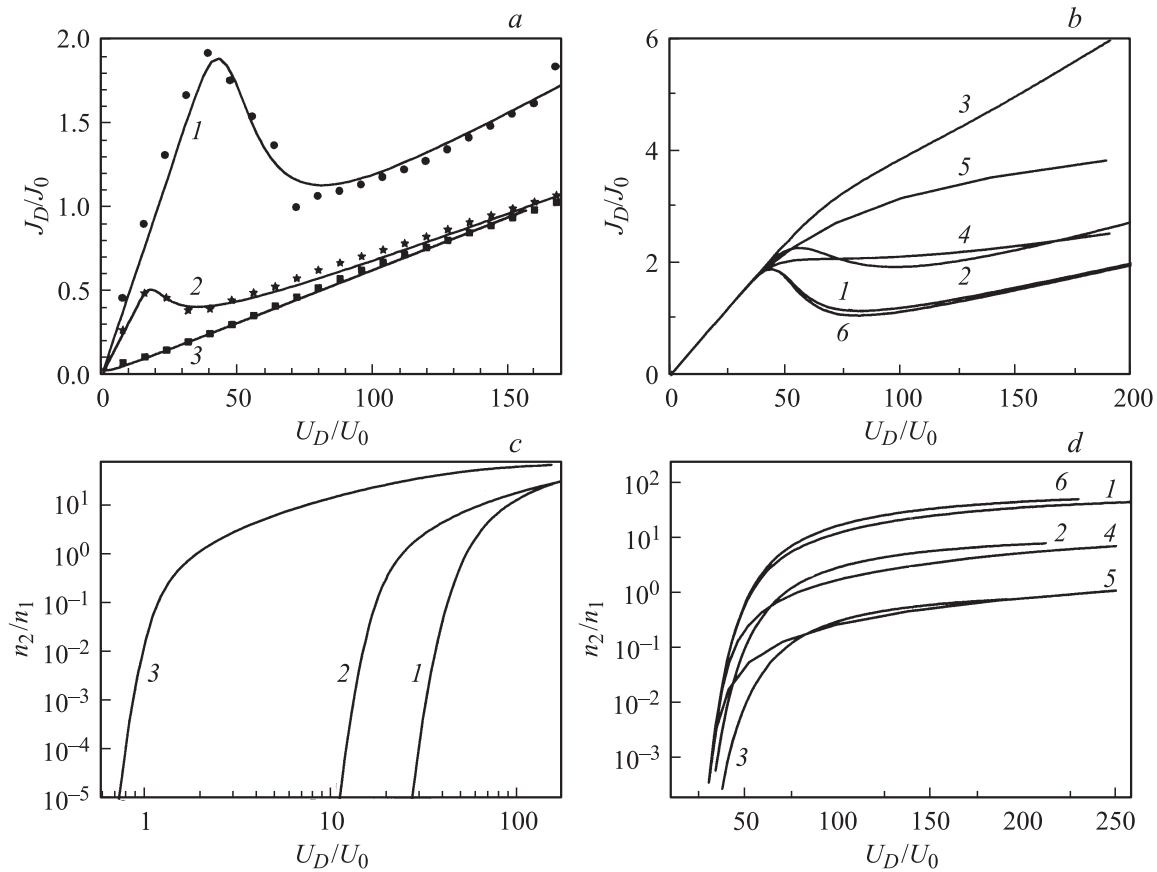


Рис. 2. Аппроксимация выходных характеристик транзистора (точки, см. 1–3 на рис. 1, *a*) теоретическими зависимостями, полученными в рамках двухтемпературной модели переноса (*a*) и отношение электронных концентраций n_2/n_1 в каналах (*c*) для $\theta_0 = 0.004$, $\tau_{p1} = 0.1\tau_{e1}$, $\mu_0 = 7000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $R = 60$, $\mu_2 = 1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\tau_{21} = 30\tau_{e1}$ (1), $4\tau_{e1}$ (2), $1.5\tau_{e1}$ (3) и $\beta = 110$ (1), 45 (2), 3 (3), $\alpha = 5.2$ (1), 1.4 (2), 0.1 (3). *b, d* — общий вид теоретических ВАХ (*b*) и отношения электронных концентраций n_2/n_1 в каналах (*d*) для $\beta = 110$, $\alpha = 5.2$, $\theta_0 = 0.004$, $\tau_{p1} = 0.1\tau_{e1}$, $\mu_0 = 7000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_2 = 1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\tau_{21} = 30\tau_{e1}$, $R = 60$ (1), 10 (2), 1 (3) и $R = 0$, $\tau_{21}/\tau_{e1} = 30$ (1), 1 (4), 0.1 (5), 100 (6).

записываются в следующем виде:

$$v_{dr}/v_0 = (E/E_0) \{ [1 + \dot{n}(\tau_{p1}/\tau_{21})]^{-1} + \dot{n}(\mu_2/\mu_0) \} / (1 + \dot{n}), \quad (1)$$

$$(E/E_0)^2 = (\theta - \theta_0) [1 + \dot{n}(\tau_{p1}/\tau_{21})] [1 + \dot{n}(\tau_{e1}/\tau_{21})], \quad (2)$$

$$\dot{n} = n_2/n_1 = R \exp(-1/\theta), \quad \theta = k_B T_1/\Delta. \quad (3)$$

Уравнения (1), (2) получены из условия баланса энергии и импульсов двух групп носителей заряда (индексы 1 и 2) в предположении равенства нулю среднего импульса электронов во втором канале, обуславливающего в свою очередь выполнение равенства $T_2 = T_0$, где T_0 — температура решетки. Кроме того, предполагается, что обмен электронами между каналами идет с одной скоростью, вследствие чего выражения для подвижностей электронов в 1-м и во 2-м каналах можно представить в виде [10]

$$\mu_{1(2)} = \mu_0(\tau_{p1(2)}/\tau_{p1}) \{ 1 + (\tau_{p1(2)}/\tau_{21})(n_{2(1)}/n_{1(2)}) \}. \quad (4)$$

Для остальных параметров в приведенных формулах выбиралось: $\mu_0 = e\tau_{p1}/m_1^*$, $v_0 = \mu_0 E_0$, $v_{1(2)} = \mu_{1(2)} E$;

$E_0 = 3\Delta/2e\mu_0\tau_{e1}$, $\tau_{pi}(\tau_{ei})$ — время релаксации импульса (энергии) в i -м транспортном канале, τ_{21} — характерное время обмена электронами между каналами, Δ — характерная высота потенциального барьера, разделяющего разные группы носителей заряда, $R = N_2/N_1$ — отношение эффективных плотностей состояний электронов в каналах. Далее в соответствии с ранее выполненными исследованиями [3,4,9] будем полагать, что возникновение ОДС на ВАХ никак не связано с междолинными переходами и с перегретой неустойчивостью, обусловленной специфическим видом зависимости времени релаксации τ_{e1} от энергии горячих электронов. Поэтому при расчетах время релаксации τ_{e1} будем считать не зависящим от энергии, а характерную энергию барьера, разделяющего в реальном пространстве группы носителей заряда, положим равной $\Delta \approx 0.1$ эВ. Данная величина соответствует характерному значению порогового напряжения \tilde{U}_D , наблюдаемому в экспериментах.

Расчеты зависимости средней дрейфовой скорости (протекающего по структуре тока J_D) от величины тянущего электрического поля в канале (напряжения между

истоком и стоком транзистора U_D), проведенные в рамках двухтемпературной модели переноса с параметрами $\theta_0 = k_B T_0 / \Delta = 0.004$, $\tau_{p1} = 0.1\tau_{e1}$, $\mu_0 = 7000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $R = 60$, $\mu_2 = 1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\tau_{21} = 30\tau_{e1}$, $4\tau_{e1}$, $1.5\tau_{e1}$ и $\beta = 110, 45, 3$, $\alpha = 5.2, 1.4, 0.1$, соответствующими условиям эксперимента (рис. 1, *a*), представлены на рис. 2, *a*. При вычислениях для согласования экспериментальных и теоретических кривых полагалось $J_D/J_0 = \alpha v_{dr}/v_0$, $U_D/U_0 = \beta E/E_0$, где $J_0 = 2 \text{ мА}$, $U_0 = 2 \text{ мВ}$, α, β — коэффициенты. Значения μ_0, μ_2, R были найдены путем предварительной аппроксимации по методу Ньютона экспериментальных точек более простыми теоретическими зависимостями в одностепенной модели переноса [10]. Проведенный таким способом анализ выходных характеристик транзистора, полученных при разных напряжениях на затворе, дает достаточно близкие значения параметров. Усредненные значения были использованы в последующих (уже на основании двухтемпературной модели переноса) расчетах. Полученные в результате рассмотренной вычислительной процедуры конечные теоретические зависимости превосходно согласуются с данными эксперимента на рис. 2, *a*. На рис. 2, *c* приведены соответствующие кривые для отношения электронных концентраций в транспортных каналах. Анализ полученных кривых показывает существенное различие плотностей состояний и электронных подвижностей в разных каналах и характер изменения времени переноса электронов τ_{21} с ростом напряжения на затворе транзистора. Подгонка теоретических и экспериментальных зависимостей 1–3 на рис. 2, *a* проводилась путем подбора параметра τ_{21} и масштабированием по осям с помощью параметров α и β . Видно, что рост напряжения на затворе, увеличивая концентрацию электронов в транспортных каналах, способствует снижению скорости обмена электронами между каналами вследствие увеличения времени τ_{21} . Возможное изменение вида изучаемых зависимостей $J_D(U_D)$ и $\dot{n}(U_D)$, связанное как с изменением отношения электронных плотностей R в каналах, так и с изменением времени пространственного переноса τ_{21} , показано на рис. 2, *b, d*. В соответствии с общеизвестными представлениями [10] участок ОДС на ВАХ исчезает как для транспортных каналов с близкой плотностью состояний (ср. кривые 1 и 3 на рис. 2, *b*), так и при уменьшении времени переноса электронов τ_{21} (при уменьшении скорости обмена электронами между каналами (кривые 1, 4–6 на рис. 2, *b*), обеспечивающей более низкие значения концентрации электронов во втором канале (рис. 2, *d*)).

4. Модели формирования транспортного канала в барьерном слое

Если появление в реальном пространстве двух транспортных каналов, перераспределение электронов между которыми обеспечивает падающий участок на ВАХ

структуры, не вызывает сомнения, то местонахождение второго канала и причины, обуславливающие его появление, остаются предметом дискуссий. Прежде всего можно предположить, что в плоскости слоев короткоканального транзистора даже в отсутствие напряжения на контактах существует градиент потенциала в направлении от истока к стоку, нарастающий по мере уменьшения длины канала, аналогично диодным структурам с короткой базой. Градиент потенциала может быть связан с асимметрией контактов (стокового и истокового) либо с неоднородностью покрывающего канал слоя между затвором и истоком. Однако симметрия выходных характеристик транзистора при инверсии знака напряжения U_D для $U_G = 0$ показывает, что данный механизм формирования низкопорогового ОДС в приборах, выполненных с использованием современных технологий [6], не существует.

Другая возможная причина появления ОДС на ВАХ может быть связана с переходами электронов при их разогреве электрическим полем из нижних подзон размерного квантования в вышележащие подзоны. Привлекательность данного механизма для объяснения наблюдаемых явлений связана с тем, что характерная энергия переходов между первой и второй подзонами размерного квантования E_{21} в рассматриваемых структурах близка к величине порогового поля формирования ОДС на выходных характеристиках транзистора ($E_{21} \approx e\tilde{U}_D$). Если в результате межуровневых переходов электроны остаются внутри квантовой ямы, то из-за равенства их эффективных масс в разных подзонах размерного квантования единственной возможностью формирования ОДС в структуре является существенное различие характерных времен рассеяния электронов на верхнем и нижнем уровнях. Электроны на нижнем уровне размерного квантования, локализованные в центре потенциальной ямы, слабо рассеиваются на потенциале примесных атомов в барьерных слоях. Максимумы волновой функции электронов на втором уровне размерного квантования находятся вблизи границ барьерных слоев [11,12], вследствие чего эти электроны испытывают более сильное рассеяние и их подвижность будет существенно ниже по сравнению с подвижностью электронов на первом уровне квантовой ямы. Однако формирование ОДС на ВАХ, согласно рассматриваемой модели, невозможно только за счет снижения подвижности электронов вследствие их перехода на второй уровень квантовой ямы (ср. кривые 1 и 3 на рис. 2, *a*). Требуемое изменение плотности состояний может быть достигнуто только в результате переноса двумерных электронов в реальном пространстве из квантовой ямы на состояния в барьерном слое. Этот вывод согласуется с результатами многочисленных расчетов для однородных полупроводников, выполненных в том числе с привлечением метода Монте-Карло (см., например, [10]), где также показано, что при $R \approx 1$ сформировать ОДС на ВАХ структуры не удастся ни при каких других значениях параметров системы.

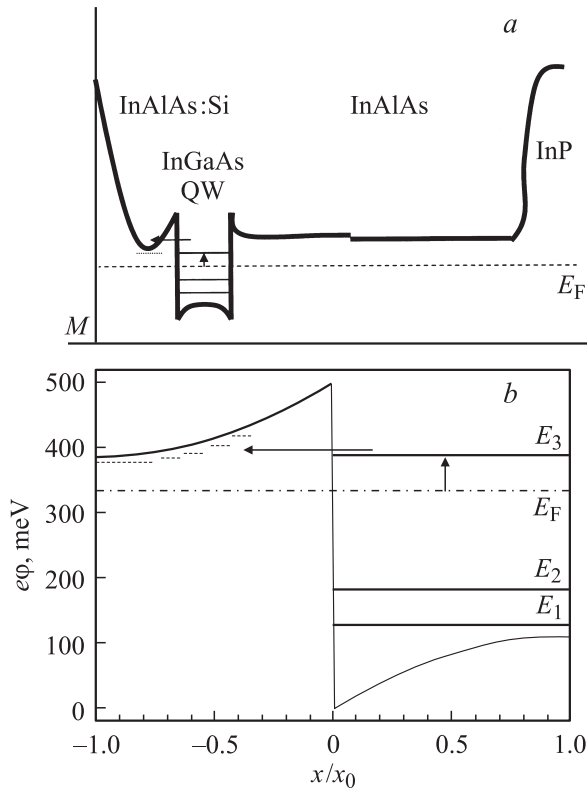


Рис. 3. Структура дна зоны проводимости (*a*) и распределение потенциала (*b*) в окрестности гетерограницы квантовой ямы (QW) с верхним легированным до $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ барьерным слоем при $T = 5 \text{ К}$. Показаны спектр энергетических уровней в квантовой яме, положение уровня Ферми E_F и положение уровней мелких донорных центров (пунктирные линии). $x_0 = 22.5 \text{ нм}$ — дебаевский радиус экранирования.

С другой стороны, оценки положения уровня Ферми в структуре при толщине квантовой ямы 20 нм для концентрации электронов, превышающей величину $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, показывают, что заполненными являются две нижние подзоны размерного квантования [2]. В нашем случае концентрация электронов в канале транзистора достигала величины $n \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и энергия Ферми равнялась $E_F = \pi \hbar^2 / m_e^* \approx 220 \text{ мэВ}$, т.е. существенно превышала энергию уровня размерного квантования E_2 ($E_2 - E_1 \approx 60 \text{ мэВ}$). Таким образом, рассмотренный механизм формирования падающего участка на ВАХ возможен только в области низких концентраций электронов в канале транзистора.

Для рассматриваемых экспериментов (рис. 1, *a*) более естественно предположить, что при разогреве носителей заряда электрическим полем электроны с уровня Ферми переходят на третий энергетический уровень E_3 в квантовой яме ($E_3 - E_1 = 300 \text{ мэВ}$, $E_3 - E_F \approx 80 \text{ мэВ}$). Численный анализ на основе уравнения Пуассона структуры энергетических зон в системе (рис. 3) показывает, что только с третьего уровня энергии электроны из квантовой ямы могут перейти в соседний легированный барьерный слой. При концентрации легирования

$N_D \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ барьерного слоя толщиной d_D потенциал, возникающий в структуре вследствие перераспределения зарядов из-за ухода их с примесных центров в квантовую яму, как показывают расчеты, характеризуется амплитудой $\sim 200 \text{ мэВ}$. Величину потенциала ϕ , модулирующего дно квантовой ямы, можно оценить исходя из следующих соображений. Так как ионизованные доноры и электроны в структуре пространственно разделены, а их заряды равны по величине и, кроме того, вследствие квантования электронов в потенциальной яме слоя InGaAs их заряд приблизительно равномерно размазан по толщине слоя, вполне правомерно в правой части уравнения Пуассона заряд электронов заменить на равноценный ему заряд ионизованных акцепторов ($N_A = N_D$). В этом случае решение уравнения Пуассона на полупериоде для структуры с полностью скомпенсированным зарядом свободных носителей принимает вид $\phi_{\max}^* - \phi_{\min}^* = (1/8)N_D^*d_D^{*2}$, где $\phi^* = e\phi/kT$, $d_D^* = d_D/x_0$, $x_0 = (\epsilon_0 kT / 4\pi n_i e^2)^{1/2}$, $N_D^* = N_D/n_i$. Для значений параметров $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_D = d_{\text{ch}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\epsilon_0 = 14$ соответственно получаем $e\phi_{\max} - e\phi_{\min} = 260 \text{ мэВ}$, что достаточно хорошо согласуется с результатами более точного численного анализа (рис. 3, *b*). Этой величины потенциала уже вполне достаточно, чтобы обеспечить возможность резонансных переходов электронов с третьего уровня квантовой ямы на ионизованные мелкие примесные центры в верхнем барьерном слое структуры с последующим их забросом в зону проводимости за счет пробоя в тянущем электрическом поле. В пользу резонансной модели переходов электронов между слоями говорит наличие наблюдаемой в эксперименте (рис. 1, *a, b*) зависимости порогового напряжения \tilde{U}_D от напряжения на затворе и существование порогового поперечного поля \tilde{E}_{GD} , определяемого разностью потенциалов затвора и стока ($\tilde{U}_{GD} \approx 50 \text{ мВ}$ для транзистора с ВАХ на рис. 1, *a* и $\tilde{U}_{GD} \approx 22 \text{ мВ}$ для транзистора с ВАХ на рис. 1, *b*), обуславливающего порог резонансного туннелирования электронов между состояниями в основном и дополнительном каналах. Увеличение напряжения на затворе транзистора на величину $\Delta\tilde{U}_G$ при заданном напряжении на стоке транзистора приводит к исчезновению ОДС на ВАХ. Однако с увеличением пропускаемого тока, т.е. с ростом напряжения на стоковом электроде, система вновь входит в резонансное состояние при выполнении условия $\Delta\tilde{U}_D = \Delta\tilde{U}_G$ (см. рис. 1). Различия в геометрии элементов конструкции отдельных приборов обуславливают соответственно и разные значения \tilde{U}_{GD} и $\Delta\tilde{U}_D$ для разных транзисторов. Вероятность формирования резонансных электронных состояний в потенциальной яме δ -легированного слоя InAlAs:Si мала вследствие рассеяния электронов на потенциале примесей (длина свободного пробега $l_p = N_D^{-1/3} \approx 10 \text{ нм} < d_{\text{QW}} \approx 20 \text{ нм}$). Вследствие многодлинного характера электронного спектра в слое InAlAs и разных электронных масс в двумерном (InGaAs) и трехмерном (InAlAs) каналах в системе легко выпол-

няется условие $R = N_2/N_1 \gg 1$, требуемое для наблюдения ОДС на выходных характеристиках транзистора.

5. Модель неоднородного транспортного канала

В качестве другой возможной причины формирования дополнительного канала переноса электронов в структуре нами рассмотрен также эффект расслоения тока непосредственно в проводящем двумерном канале транзистора вследствие неоднородности поля вблизи контактов. Данная модель привлекательна тем, что она показывает возможность формирования в подзатворной плазме транзисторной структуры наряду с двумерными квазиодномерными проводящими каналами, переброшены горячих электронов между которыми также могут приводить к формированию ОДС в образце. Нужно отметить, что подобные гребенчатые транзисторные структуры с одномерными проводящими каналами, получаемыми путем вытравливания системы V -образных канавок, являются в последние годы предметом пристального изучения [6].

Неоднородный флуктуационный потенциал в плоскости слоя InGaAs может возникнуть вследствие ряда причин, а именно: а) из-за расслоения состава твердого раствора в слоях, в том числе вследствие эффекта спиноподобного распада; б) при использовании в процессе изготовления транзисторов различных термообработок, приводящих к развитию морфологии поверхности, зачастую проявляющуюся в появлении поверхностной морфологической сетки, обеспечивающей накопление вдоль линий проскальзывания кристаллографических плоскостей поверхностного заряда; в) вследствие наличия флуктуаций толщины транспортного канала. Возникающие в плоскости транспортного канала неоднородности обуславливают зависимость потенциала в слое InGaAs и параметров двумерного электроного газа от координаты. Наиболее вероятными местами формирования сильно флуктуирующего потенциала внутри транспортного канала являются области вблизи границ контактов. При больших размерах транзистора эти неоднородности практически не оказывают влияния на работу приборов. Однако при уменьшении линейных размеров транзистора, когда как поперечная, так и продольная компоненты электрического поля достигают максимальных значений, возникающие на границах (со стороны стока и истока) затворного электрода неоднородности могут смыкаться. Наиболее вероятно это для транзисторов со значительной шириной канала, $W_G \gg L_G$, достигающей обычно величины в несколько десятков микрометров, что обуславливает появление в канале между затвором и стоком участков высокого и низкого сопротивления и приводит к расслоению плотности тока в плоскости канала транзистора. Нужно заметить, что для мощных транзисторов данный эффект часто наблюдается в виде микроплазм, появляющихся между затвором и стоком прибора при пропускании токов повышенной плотности.

Для рассматриваемых нами транзисторов внутри областей с сильной неоднородностью потенциала, в свою очередь, возможно формирование квазиизолированных наноразмерных участков сильной локализации электронов, которые при разогреве электрическим полем электронного газа в основном транспортном канале будут уменьшать число носителей в нем, действуя подобно центрам захвата с глубокими уровнями. Уменьшение линейных размеров структуры, равно как и уменьшение поперечной компоненты поля, влечет снижение высоты барьера, связанного с неоднородным потенциалом, понижая тем самым порог формирования ОДС в структуре. При расслоении тока в плоскости пленки электроны, накапливаемые в изолированных наноразмерных включениях, образующих связанные различными механизмами переноса заряда квантовые точки либо квазиодномерные проводящие квантовые нити, также могут участвовать в электронном транспорте. В этом случае эффект ОДС на ВАХ связан с механизмом переноса электронов в реальном пространстве, но не поперек, как это рассматривалось выше, а в плоскости основного транспортного канала. Характерный временной масштаб, соответствующий этому механизму формирования ОДС, $\tau_{21} \approx \tau_{\text{dif}} = L_G^2/D = eL_G^2/k_B T_e \mu_2$, определяется временем диффузионного переноса τ_{dif} горячих электронов с температурой T_e из области основного двумерного транспортного канала в барьерную высокоомную часть слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, обусловленную флуктуационным потенциалом. Электроны движутся по рукавам двумерного транспортного канала с высокой подвижностью, переходя при разогреве в барьерные области повышенного сопротивления, где могут захватываться квазиуменьшенными областями, характеризующимися повышенной плотностью состояний в зонах. Возможно, большие значения параметра R , требуемые для максимального согласования теоретических и экспериментальных кривых на рис. 2, как раз связаны с более низкой размерностью электронов в параллельном транспортном канале, формируемом при разогреве электронов в системе.

Возможность формирования под влиянием неоднородного поверхностного потенциала системы квазиодномерных проводящих каналов в двумерном слое транзисторной структуры InGaAs/InAlAs, аналогичной рассматриваемой в настоящей работе, обсуждалась ранее в [13–15] на основе фотолюминесцентных измерений структур с приповерхностным слоем, подвергнутым электрохимической обработке. Здесь мы показываем прямую корреляцию между проводящими свойствами электронов в двумерном канале структуры и морфологией ее поверхности, определяемой временем электрохимического травления образца (рис. 4).

Дополнительным критерием, подтверждающим возможность развития ситуации в системе по рассматриваемому сценарию, т.е. возможность реализации в структуре эффекта переноса горячих электронов в реальном пространстве, но не между слоями, а непосредственно внутри неоднородного двумерного транс-

портного канала, являются эксперименты, выполненные в работах [6,16]. Выходная характеристика транзистора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, использованного в работе [6], при 40 К и напряжении на затворе 2 В представлена на рис. 5 (точки). В этой работе в плоскости двумерного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ путем вытравливания на поверхности структуры V-образных канавок формировался квазиодномерный транспортный канал. Появление ОДС в транзисторе с квазиодномерным каналом авторы работы [6] связывают с забросом электронов при их разогреве с основного состояния одномерного транспортного канала на второй уровень, совпадающий по положению в энергетическом пространстве с первым уровнем размерного квантования в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Теоретический анализ, проведенный на основе представленной выше двухтемпературной модели (рис. 5), показывает, однако, что более вероятным в слабых электрических полях является транспорт двумерных высокоподвижных электронов в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ структуры.

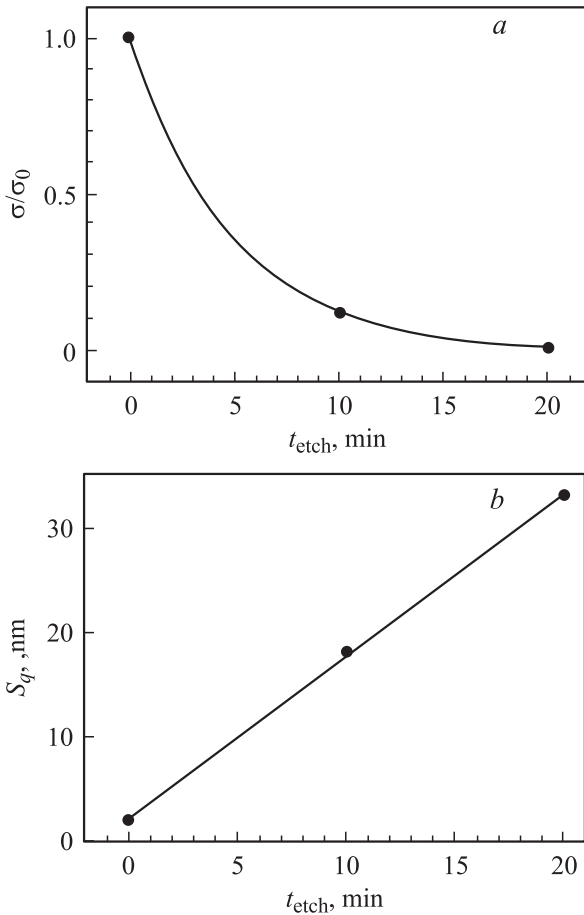


Рис. 4. Зависимость проводимости двумерных электронов (σ/σ_0), полученной из холловских измерений при $T = 300$ К, и шероховатости поверхности образца (S_q) по данным оптической интерференционной микроскопии от времени электролитического травления t_{etch} поверхности покрывающего квантовую яму барьерного слоя в транзисторной согласованной гетероструктуре $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ на подложке InP. $\sigma_0 = \sigma(t_{\text{etch}} = 0)$.

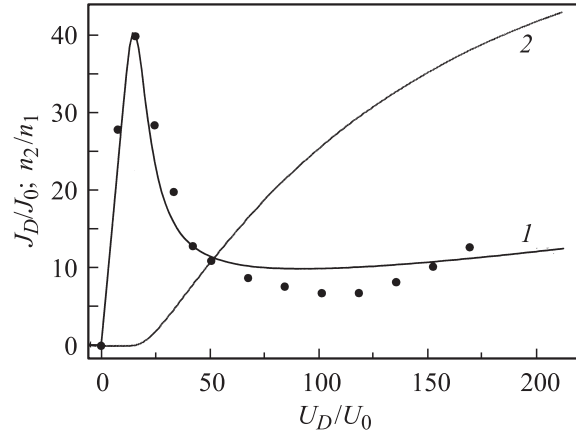


Рис. 5. Выходная характеристика короткоканального ($L_G = 60$ нм) НЕМТ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с квазиодномерным каналом при $T = 40$ К, $U_G = 2$ В (точки [6]) и ее аппроксимация теоретической кривой (1), рассчитанной в рамках двухтемпературной модели переноса для значений параметров структуры $R = 60$, $\theta_0 = 0.032$, $\tau_{p1}/\tau_{e1} = 0.1$, $\tau_{21}/\tau_{e1} = 10$, $\mu_0 = 100\,000$ $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{с}$, $\beta = 45$, $\alpha = 18$. 2 — отношение электронных концентраций n_2/n_1 в каналах.

Электроны при разогреве переходят на характеризующий высокой (резонансной) плотностью состояний основной уровень в квазиодномерном канале, формируемом в двумерном слое под V-образной канавкой. В этих транзисторах [6,16] транспорт по одномерному каналу с $N_2 \gg N_1$ более вероятен в сильных тянущих полях ($U_D > 0.1$ В), нежели в слабых. При этом вполне можно ожидать снижения подвижности электронов под вытравливаемыми V-образными участками поверхности транзисторной структуры, что согласуется с результатами экспериментов, выполненных в работах [13,14].

6. Механизмы генерации терагерцового излучения транзистором

Проведенный выше анализ показывает, что в системе относительно легко может быть реализована ситуация, когда транспорт электронов осуществляется только по одному каналу с двумерными ($U_D < \check{U}_D$) либо с трехмерными (одномерными) ($U_D > \check{U}_D$) электронами. Однако в перспективе более интересным может оказаться режим работы транзистора с участием двух транспортных потоков, реализуемых в окрестности $U_D = \check{U}_D$, где $n_2 \approx n_1$ (рис. 2, с, рис. 5). В этой области значений параметров взаимодействие двух электронных потоков примерно одинаковой плотности, но движущихся с разными дрейфовыми скоростями, может привести к наблюдению ряда новых высокочастотных явлений, связанных в том числе и с возбуждением электронной плазмы транзистора.

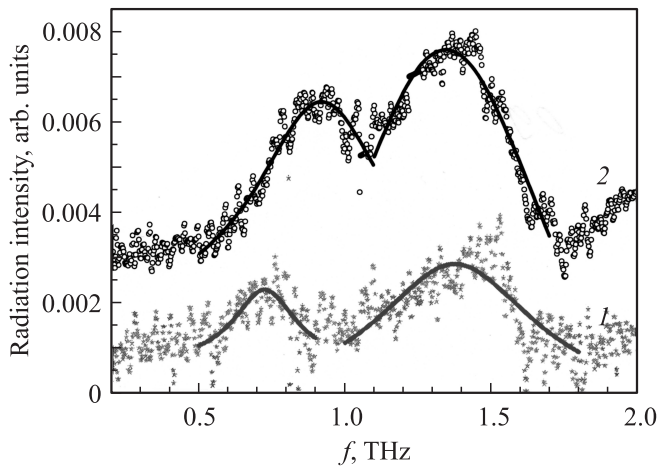


Рис. 6. Спектры излучения транзисторов при $T = 4.2$ К, $U_G = 0.05$ В, $U_D = 0.6$ (1) и 0.7 В (2). Соотношение частот максимумов f_{01}, f_{02} (в ТГц) и ширин резонансных линий на полувысоте W_1, W_2 (в ТГц): 1 — $f_{01}/W_1 = 0.726/0.261$, $f_{02}/W_2 = 1.379/0.664$; 2 — $f_{01}/W_1 = 0.92/0.566$, $f_{02}/W_2 = 1.347/1.06$.

Формированием двух электронных потоков в структуре, в частности, можно объяснить появление двух резонансных пиков в спектре высокочастотного излучения, наблюдаемых в рассматриваемом нами транзисторе [17–21]. На рис. 6 представлены результаты измерений излучательных характеристик транзистора с выходными характеристиками, приведенными на рис. 1, а. С целью увеличения плотности тока, пропускаемого через транзистор, на затвор транзистора подавалось импульсное положительное напряжение $U_G = 0.05$ В. Использование импульсного напряжения позволяло работать с большими токами, чем это допускает кривая 2 на рис. 1, а. Слабые резонансные сигналы (рис. 6) на частотах в окрестности $f = 1$ ТГц на фоне широкополосного спектра излучения из транзистора наблюдались при выборе рабочей точки на участке ВАХ с $U_D > 0.5$ В. Амплитуда резонансного сигнала падала как с уменьшением тянущего напряжения U_D (ср. кривые 1 и 2 на рис. 6), так и с повышением температуры источника излучения.

Одна из наиболее обсуждаемых моделей генерации терагерцового излучения полевым транзистором основана на идее резонансного возбуждения двумерных плазменных волн в системе электронов [22]. Применительно к рассматриваемому типу транзисторов эта идея обсуждалась в работах [5, 20, 21]. Для объяснения представленных на рис. 6 спектров можно предположить, что появление двух резонансных линий в спектре излучения транзистора обусловлено возбуждением в системе плазменных волн в двух параллельных транспортных каналах электронов, обладающих разными транспортными характеристиками. Наличие минимального порогового напряжения, превышающего глубину квантовой ямы, $U_D > U_{QW}$, и соответствующего появлению высокочастотных резо-

нансов на рис. 6, указывает на то, что второй плазменный канал может возникать как в барьерных слоях InAlAs структуры ($U_D > U_{QW} \approx 0.5$ эВ), так и в L -долине зоны проводимости слоя InGaAs ($U_D > E_{GL} \approx 0.55$ эВ). Ситуация с участием L -долины более предпочтительна, так как горячие электроны в L -долине слоя InGaAs остаются двумерными, в то время как электроны, уходящие в барьерный слой, становятся трехмерными с плазменной частотой, смещающейся в оптический диапазон. Наблюдаемые частоты максимумов f_{01}, f_{02} в соответствии с известным соотношением [22] для резонансной частоты

$$f_0 = (s^2 - v_0^2)/4sL_G^*, \quad (5)$$

где s — скорость плазменной волны, v_0 — скорость дрейфа электронов в канале, L_G^* — эффективная длина канала, связаны соотношением

$$f_{01}/f_{02} = (s^2 - v_{01}^2)/(s^2 - v_{02}^2). \quad (6)$$

Используя оценку для скорости плазменной волны из работы [5] $s \approx 6 \cdot 10^7$ см \cdot с $^{-1}$ и полагая в формуле (6) $v_{02} \ll v_{01}$, нетрудно оценить и среднюю скорость электронов $v_{01} \approx (3-4) \cdot 10^7$ см \cdot с $^{-1}$ в основном транспортном канале, отвечающем за более низкочастотную моду. Формирование второго транспортного канала с более низкой средней скоростью дрейфа электронов v_{02} может приводить к генерации в системе второй более высокочастотной плазменной моды, наблюдаемой в эксперименте (рис. 6). Большая эффективность рассеяния электронов во втором транспортном канале приводит к меньшим временам релаксации квазимпульса и соответственно к более широкой линии в спектре излучения ($W_2 > W_1$) при заданном напряжении на стоке транзистора.

Предлагаемая модель относительно легко позволяет объяснить и наблюдаемое уменьшение частотного интервала между резонансными пиками с увеличением прикладываемого к стоку транзистора напряжения (рис. 6). Более низкочастотный пик связан с электронной плазмой в основном транспортном канале в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Большая часть горячих электронов здесь имеет максимальную скорость дрейфа, соответствующую дрейфовой скорости насыщения. Увеличение прикладываемого к стоковому электроду транзистора напряжения разгоняет электроны по энергии, переводя их на третий уровень квантовой ямы, уменьшая тем самым степень их локализации и способствуя более эффективному их рассеянию на потенциале примесей барьерных слоев. Средняя дрейфовая скорость электронов при этом уменьшается, обуславливая, согласно (5), сдвиг резонансной частоты в сторону более высоких частот — от 0.73 ТГц при $U_D = 0.6$ В до 0.92 ТГц при $U_D = 0.7$ В.

Более высокочастотный пик, связанный с электронной плазмой в дополнительно формируемом при разогреве электронов транспортном канале с низкоподвижными носителями, смещается с ростом прикладываемого напряжения в обратную сторону — от 1.38 ТГц при

$U_D = 0.6$ В до 1.35 ТГц при $U_D = 0.7$ В. Более холодные электроны в этом транспортном канале с ростом тянущего поля увеличивают свою энергию и соответственно среднюю скорость дрейфа. Увеличение средней скорости электронов в канале приводит, согласно (5), к уменьшению резонансной частоты плазменных волн, возбуждаемых в электронной плазме данного транспортного канала. Нужно заметить, что эффект сближения резонансных пиков с ростом прикладываемого к затвору напряжения, возможно, явился одной из причин, по которой не удалось наблюдать расщепления линий в спектре излучения в работе [5], где измерения проводились при еще больших напряжениях на стоке транзистора, $U_D = 0.8$ В.

Наряду с представленным выше механизмом генерации терагерцового излучения полевым транзистором весьма привлекательным представляется также рассмотреть принципиально иной механизм объяснения наблюдаемого эффекта, основанный на широко обсуждаемых в настоящее время экспериментах по индуцированным переходам в системе примесных центров [23,24]. Представленная на рис. 6 резонансная генерация высокочастотного излучения наблюдается при напряжениях на стоке транзистора, превышающих 0.5 В, когда вследствие поперечной диффузии идет эффективный переброс горячих электронов из слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ в верхний легированный барьерный слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. В системе в этом случае появляется альтернативный выше рассмотренному механизм излучения, обусловленный переходами электронов из зоны проводимости в основное состояние мелкой примеси в барьерных слоях $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Данный механизм генерации излучения детально проанализирован в работах [23,24], где индуцированное излучение на переходах с участием мелкой примеси в монокристаллическом кремнии возникало при возбуждении примесных центров излучением мощных инфракрасных лазеров.

Для того чтобы объяснить появление двух резонансных линий в спектре излучения транзистора, заметим, что энергия ионизации мелкой примеси Si в слоях тройных твердых растворов занимает промежуточное положение в диапазоне 1–6 мэВ, характерном для мелкой примеси Si в соединениях $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Это интервал энергий вполне соответствует наблюдаемым нами линиям в диапазоне частот от 0.73 ТГц (3.0 мэВ) до 1.38 ТГц (5.7 мэВ) в спектре излучения транзистора. Появление двух резонансных линий можно понять следующим образом. В неоднородном твердом растворе $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, в общем случае подверженном проявлению эффекта спинодального распада, атомы Si вполне могут сформировать мелкие донорные центры нескольких типов с разной энергией ионизации, встраиваясь либо в двумерную подрешетку атомов металлов в твердом растворе, либо в двумерную подрешетку атомов In(Al) в местах выделения соответствующей фазы соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Данный механизм, однако, менее вероятен, так как не объясняет наблюдаемые сдвиги и уширение резонансов на рис. 6 с ростом прикладываемого к структуре поля.

В заключение рассмотрим механизм, связанный с возможным проявлением в системе эффекта ганновской неустойчивости. Данный механизм также используется в последнее время для объяснения эффекта резонансной генерации излучения транзистором. Для рассматриваемой нами структуры критерий Кримера записывается в виде $nd_{\text{ch}} = 4 \cdot 10^{12} [\text{см}^{-2}] > (n_0 d_{0\text{ch}})_{\text{cr}} = 5 \cdot 10^{10} [\text{см}^{-2}]$ [25], т.е. при напряжениях $U_D > \bar{U}_D$ в транзисторе может быть реализована доменная неустойчивость, вследствие чего транзистор в принципе может генерировать сигнал на пролетной частоте. Оценка пролетной частоты $f_{\text{tr}} = L_G/v_{\text{dr}}$ при $L_G \approx 0.5$ мкм, $v_{\text{dr}} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ дает значение $f_{\text{tr}} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, попадающее в диапазон рассматриваемых частот. Однако в реальной ситуации частота ганновской генерации в образце определяется свойствами резонатора (в нашем случае свойствами линии, образованной внешней цепью с включенным в нее транзистором). Для параллельного контура, образованного золотыми проводниками длиной ~ 1 см, подключенными к истоку и стоку транзистора, частота генерации равна $f = f_k/(1 + C_{DS}/C_k)^{1/2} < f_k \approx 5$ ТГц, где $f_k = 1/2\pi(L_k C_k)^{1/2}$ — резонансная частота внешнего контура, L_k и C_k — индуктивность и емкость двухпроводной линии, образованной подводящими проводниками, C_{DS} — проходная емкость транзистора [25]. Для последовательного контура, образованного подводящими проводниками, подключенными к затвору и стоку транзистора, частота генерации равна $f = 1/2\pi(L_k C_{\text{eq}})^{1/2}$. Эквивалентная емкость C_{eq} определяется в основном входной емкостью C_{GD} транзистора, минимальное значение которой не превышает обычно 0.01 пФ. Индуктивность подводящих проводков оценивается нами на уровне 0.01 мкГн. В данном варианте частота ганновской генерации не превышает величину $f_{\text{max}} \approx 20$ ТГц, что существенно ниже рассматриваемого в эксперименте диапазона частот.

7. Заключение

Авторы работы выражают благодарность сотрудникам лаборатории университета Монтпелье-2 (Франция) и лично проф. В. Кнапу за предоставленную возможность проведения в его лаборатории экспериментов с короткоканальными транзисторами за время выполнения совместного Российско-Французского проекта, Н.Л. Ивиной за предоставленные данные по измерениям низковольтной проводимости транзисторных гетероструктур InGaAs/InAlAs с монокристаллическими и пористыми приповерхностными (над квантовой ямой) слоями, Ю.И. Тарасовой за проведение микроскопического анализа их поверхности, а также проф. В.И. Гавриленко за обсуждения результатов экспериментов и проф. Ю.А. Романову за плодотворную критику предлагаемых к обсуждению моделей.

Список литературы

- [1] Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kosinovsky. *J. Appl. Phys.*, **77**, 1337 (1995).
- [2] H. Asai, Yu. Kawamura. *Phys. Rev. B*, **43**, 4748 (1991).
- [3] P.M. Mensz, P.A. Garbinski, A.Y. Cho, D.L. Sivco, S. Lurie. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2558 (1990).
- [4] P.M. Mensz, S. Luryi, A.Y. Cho, D.L. Sivco, F. Ren. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2563 (1990).
- [5] W. Кнар, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2331 (2004).
- [6] K.Y. Jang, T. Sugaya, C.K. Hahn, M. Ogura, K. Komori, A. Shinoda, K. Yonei. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 701 (2003).
- [7] N. Dyakonova, F. Terpe, J. Lusakowski, W. Кнар, M. Levinshstein, A.P. Dmitriev, M.S. Shur, S. Bollaert, A. Cappy. *J. Appl. Phys.*, **97**, 114 313 (2005).
- [8] J. Lusakovski, W. Кнар, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzales, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, K. Karpierz. *J. Appl. Phys.*, **97**, 064 307 (2005).
- [9] W.T. Masselink. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 801 (1995).
- [10] Дж. Кэррол. *СВЧ-генераторы на горячих электронах* (М., Мир, 1972) гл. 3.
- [11] В.И. Зубков. *ФТП*, **41**, 331 (2007).
- [12] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Моке-ров, С.С. Широков, Р.М. Имамов, И.А. Субботин. *ФТП*, **42**, 1102 (2008).
- [13] L.K. Orlov, N.L. Ivina, V.B. Shevtsov, N.A. Alyabina. *Microelectronics J.*, **36**, 338 (2005).
- [14] L.K. Orlov, N.L. Ivina, N.A. Alyabina. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **27**, 9 (2004).
- [15] Л.К. Орлов, Н.Л. Ивина. *ФТТ*, **46**, 913 (2004).
- [16] T. Sugaya, K.Y. Jang, C. Коо, К. Komori, A. Shinoda, K. Yonei. *J. Appl. Phys.*, **97**, 034 507 (2005).
- [17] M.L. Orlov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N. Dyakonova, W. Кнар, A. Shepetov, Y. Roelens, S. Bollaert. *Proc. 15th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (Novosibirsk, 2007) p. 143.
- [18] М.Л. Орлов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Н. Дуаконова, W. Кнар, A. Shchetov, Y. Roelens, S. Bollaert. *Тр. симп. „Нанозелектроника и нанозелектроника“* (Нижекий Новгород, 2007) с. 545.
- [19] М.Л. Орлов, А.Е. Fatimu, К. Маремьянин, А. Антонов, Н. Дьяконова, W. Кнар, В.И. Гавриленко, А. Шепетов, S. Bollaert, A. Cappy. *Тез. докл. 8-й Росс. конф. по физике полупроводников „Полупроводники 2007“* (Екатеринбург, 2007) с. 233.
- [20] М.Л. Орлов, W. Кнар. *Тр. Межд. симп. „Нанозелектроника и нанозелектроника“* (Нижекий Новгород, 2008) с. 335.
- [21] М.Л. Орлов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **73** (1), 115 (2009).
- [22] M. Dyakonov, M.S. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2465 (1993).
- [23] V.N. Shastin, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, S.G. Pavlov, M.H. Rummeli, H.-W. Hübers, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, H. Riemann, I.V. Bradley, A.F.G. van der Meer. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3512 (2002).
- [24] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, H. Riemann, V.N. Shastin. *Physica B: Condens. Matter*, **308–310**, 232 (2001).
- [25] М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. *Эффект Ганна* (М., Сов. Радио, 1975) гл. 8.

Редактор Л.В. Шаронова

Mechanisms of negative resistivity and generation of terahertz radiation in the short-channel

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ transistor

M.L. Orlov, L.K. Orlov

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950, GSP-105 Nizhnii Novgorod, Russia

Abstract Effect of negative resistivity observed at anomalous low voltages on the output characteristics of a modulated-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ field effect transistor is discussed. In the experiments, the threshold of the negative resistivity depends not only on the gate length, that was pointed out in other works, but also on gate–drain potential. It is shown that negative differential resistivity in the system is connected to the real space transfer mechanism of hot electrons and the second transport channel formation. The results of the transport experiment have been got for explanation of the resonance peculiarities which are observed in the transistor terahertz radiation spectra.