

## Термоинжекционная электрическая неустойчивость в мультибарьерных гетероструктурах. Теоретическая модель и экспериментальные результаты

© В.А. Гергель, И.В. Алтухов, А.В. Верховцева, Г.Б. Галиев, Н.М. Горшкова, А.П. Зеленый, Э.А. Ильичев, В.С. Минкин, С.К. Папроцкий

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
125009 Москва, Россия  
email: gergel@cplne, alevteena@gmail.com

(Поступило в Редакцию 23 июня 2014 г. В окончательной редакции 5 ноября 2014 г.)

Сформулировано упрощенное теоретическое описание термоинжекционной электрической неустойчивости в мультибарьерных гетероструктурах в терминах внутренней положительной обратной связи в каждом элементарном звене рассматриваемого гетерообъекта. В простейшей ситуации, отвечающей последовательности равновысоких гетеробарьеров, в качестве элементарного звена выбрана пара прилегающих друг к другу широкозонного и узкозонного слоев. Получены аналитические выражения для зависимостей тока и напряжения на структуре от электронной температуры на инжектирующей границе гетеробарьера и соответствующие бистабильные вольт-амперные характеристики. Приведена одна из типичных вольт-амперных характеристик с ярко выраженным участком отрицательного сопротивления, полученных в серии квазистатических, электрических измерений тестовых образцов, представляющих собой мультибарьерные мезаструктуры  $12\ \mu\text{m}$  в системе GaAs/AlGaAs.

### Введение

Изучаемая мультибарьерная гетероструктура [1,2] рассматривается как последовательность элементарных звеньев из прилегающих друг к другу слоев узкозонного (долина) и широкозонного (барьер) материалов, достаточно толстых ( $\geq 30\ \text{nm}$ ), что позволит использовать квазиклассическое описание электронного дрейфа в рамках квазигидродинамической модели с кинетическими коэффициентами (подвижность  $\mu$ , время энергетической релаксации  $\tau$ ), зависящими локально от электронной температуры (тепловой энергии  $kT$ ). Узкозонные слои структуры будем считать достаточно сильно легированными ( $N > 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ ), чтобы в них легко могли разместиться области обеднения (пространственного заряда), индуцирующие сравнительно большие электрические поля в широкозонных (барьерных) слоях, которые (для простоты) будем считать свободными от легирующей (донорной) примеси. Ясно, что в рассматриваемой ситуации, когда на границах прилегающих слоев существенно изменяются как положение дна зоны проводимости, так и степень легирования, внешнее напряжение будет в основном приложено к барьерным слоям со значительно меньшей (в силу больцмановского фактора  $\exp(-\Delta E_c/kT)$ ) концентрацией электронов. Соответственно будет существенно различаться и сам характер электронного дрейфа в этих прилегающих друг к другу слоях. А именно в барьерных слоях с большим (но слабо меняющимся) электрическим полем он будет отвечать высокоскоростному режиму с возможным превышением скорости электронов над скоростью насыщения ( $v > v_s$ ) [3]. При этом падение электронной подвижности вследствие джоулева разогрева компенсируется (для

сохранения плотности тока) соответствующим изменением локальной концентрации электронов. С другой стороны, дрейф в узкозонных (сильно легированных) слоях отвечает режиму квазинейтральности, когда концентрацию электронов можно считать неизменной и равной концентрации доноров  $n = N_d$ , а температурные изменения подвижности компенсируются локальными изменениями электрического поля.

### Аналитическая модель неустойчивости

Будем использовать простейший формализм [4] описания квазигидродинамического дрейфа со степенной зависимостью кинетических коэффициентов

$$\mu(T) = \mu(T_0) \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha, \quad \tau(T) = \tau(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1-\alpha}, \quad (1)$$

где  $T_0$  — температура термостата (решетки), а значения коэффициента  $\alpha$  ограничены условием  $0 \leq \alpha \leq 1$ . Более того, главные уравнения модели — уравнения непрерывности электронного потока и потока электронной температуры — запишем для ситуации  $\alpha = 1$ , когда они выглядят особенно просто:

$$\begin{aligned} \frac{dj}{dx} &= \frac{d}{dx} \left[ \mu(T) \left( \frac{d\phi}{dx} n - T \frac{dn}{dx} \right) \right] = 0, \\ \frac{dj_T}{dx} &= \frac{3}{2} \frac{d}{dx} \left[ -\mu(T_0) n T_0 \frac{dT}{dx} + jT \right] \\ &= j \frac{d\phi}{dx} - \frac{3}{2} n \frac{T - T_0}{\tau} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\mu(T) = \mu(T_0) T_0/T = D/T$  — подвижность электронов, а время энергетической релаксации  $\tau$  постоянно.

Отметим, что далее вместо привычной температуры Кельвина —  $T_k$  мы используем значение электронной температуры, выраженной в вольтах  $T = \frac{k}{e} T_k$ . При этом комнатной температуре 300 К отвечает  $T_0 = 0.026$  В, а пропорциональность электронной подвижности и коэффициента диффузии  $D$  (соотношение Эйнштейна [3]) имеет вид  $D = \mu T$ .

Полагая исследуемую мультибарьерную гетероструктуру достаточно протяженной, можно считать электронные процессы в каждом из ее элементарных звеньев идентичными и ограничиться рассмотрением системы уравнений (2) в пределах одной элементарной ячейки структуры, состоящей из слоя узкозонного материала и прилегающего к нему слоя широкозонного.

Постулируемая идентичность ячеек дает в качестве необходимого граничного условия равенство электронных температур и соответствующих градиентов на внешних границах ячейки. На внутренней (инжектирующей) гетерогранице электронная температура одинакова  $T^- = T^+ = T$ . Будем считать соответствующие электронные концентрации на этой границе связанными бoльцмановским множителем  $n^+ = n^- \exp(-\Delta E_c/T)$ , а электрическое поле в широкозонном слое с малой концентрацией электронов  $d\varphi/dx = V^+/d^+$  постоянным.<sup>1</sup> Тогда можно связать плотность электронного потока  $j$  с напряжением на широкозонном слое простым соотношением

$$j = n^- \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{T}\right) \frac{D}{T} \frac{V}{d^+}, \quad (3)$$

где  $d^+$  — толщина широкозонного слоя, а  $\Delta E_c$  — высота энергетического барьера в вольтах.

Рассматривая систему уравнений (2) в узкозонном сильнолегированном слое, используем приближение квазинейтральности, суть которого состоит в пренебрежении малыми вариациями концентрации электронов, обусловленными пространственными изменениями электрического поля, по сравнению с исходной электронной плотностью, равной концентрации доноров  $N$ . При этом непрерывность электронного потока  $j = (ND/T)(d\varphi/dx)$  дает пропорциональность электрического поля и температуры

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{j}{ND} T. \quad (4)$$

При подстановке (4) уравнение теплопроводности (2) становится линейным и в безразмерных координатах  $x = x/\sqrt{D\tau}$ ,  $j = j/j_1$ ,  $t = T/T_0$  принимает вид

$$\frac{d^2 t}{dx^2} - j \frac{dt}{dx} + \frac{2}{3} j^2 t - t + 1 = 0. \quad (5)$$

Здесь нормировка потока  $j_1 \equiv N\sqrt{D/\tau}$  довольно большая величина, поскольку характерная скорость  $\sqrt{D/\tau}$  близка к скорости насыщения  $v_s \sim 10^7$  см/с в локальных

<sup>1</sup> Здесь и далее индексы „+“ и „-“ указывают принадлежность соответствующих величин к широкозонному и узкозонному слоям ячейки.

моделях электронного дрейфа [3]. Решение (5), отвечающее охлаждению электронов в узкозонной области, имеет вид

$$t(x) = \left(t - \frac{1}{1 - \frac{2}{3}j^2}\right) \exp(K(d^- - x)) + \frac{1}{1 - \frac{2}{3}j^2}, \quad (6)$$

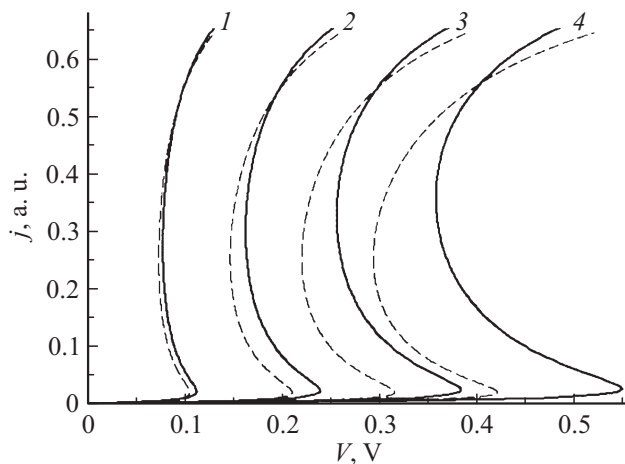
где  $[1 - \frac{2}{3}j^2]^{-1}$  — постоянная компонента поля температур, отвечающая полной компенсации джоулева разогрева терморелаксацией,  $K = \sqrt{1 - \frac{5}{12}j^2 - \frac{j}{2}}$  — декремент затухания, обусловленный модулированной электрическим полем термодиффузией, а  $t$  — интересующая нас температура на внутренней гетерогранице элементарного звена  $x = d^-$ . Строго говоря, для определения  $T$  необходимо решать уравнения теплопроводности (2) и в широкозонном барьерном слое ячейки, где электрическое поле сравнительно велико и практически постоянно. Однако такая аппроксимация  $d\varphi/dx = \text{const}$  сохраняет нелинейность уравнения (2), и поэтому недостаточно продуктивна даже для качественного анализа соответствующих решений. Вместо этого, воспользовавшись тем обстоятельством, что время пролета электронами широкозонного слоя, как правило, существенно меньше времени терморелаксации  $\tau$ , проинтегрируем (2), пренебрегая последним слагаемым. В результате получим интегральное соотношение

$$\frac{3}{2} T_0 \left(t - \frac{1}{1 - \frac{2}{3}j^2}\right) (K + j) (\exp(Kd^-) - 1) = jV^+, \quad (7)$$

явно демонстрирующее нелокальность теплового баланса в рассматриваемой системе, а именно, что потеря тепловой энергии электронов в сильно легированном узкозонном слое ячейки компенсируется джоулевым разогревом в барьерном нелегированном широкозонном слое. Отметим также, что (7) помогает понять и природу ожидаемой  $S$ -образности (с участком неустойчивости) вольт-амперной характеристики изучаемой мультибарьерной структуры, показывая, что при уменьшении тепловых потерь в узкозонных слоях с ростом тока (за счет соответствующего уменьшения декремента затухания  $K\sqrt{1 - \frac{5}{12}j^2 - \frac{j}{2}}$ ) требованию общего термобаланса отвечают меньшие напряжения  $V^+$  на широкозонных слоях. Подставив в (7)  $V^+ = jTd^+ \exp(\Delta/t)$ , из (3) получим соотношение

$$\frac{3}{2} (K + j) \left(t - \frac{1}{1 - \frac{2}{3}j^2}\right) [\exp(Kd^-) - 1] = d^+ j^2 t \exp \frac{\Delta}{t}, \quad (8)$$

где  $\Delta = \Delta E_c/T_0$ , в неявном виде связывающее плотность электронного потока и температуру на инжектирующей гетерогранице. В конкретных расчетах неявность (8) преодолевается элементарной итерационной процедурой. Здесь же приведем асимптотическую формулу для зависимости тока от температуры, отвечающую разложению (8) при  $kd \ll 1$ , когда неявность (8) исчезает



**Рис. 1.** Расчетные вольт-амперные характеристики элементарного звена: сплошные линии отвечают итерационному решению уравнения (8) для значений безразмерной величины  $d = 0.25$  (1), 0.5 (2), 0.75 (3), 1.0 (4), штриховые линии — асимптотика по формулам (9) и (10).

сама по себе

$$j = \left[ \frac{3t-1}{2} \frac{1}{t} \frac{1}{1 + \frac{d^+}{d^-} \exp\left(\frac{\Delta}{t}\right)} \right]^{-1/2}. \quad (9)$$

При этом с учетом падения напряжения на узкозонном слое  $V^- = d^- jT$

$$V = V^+ + V^- = d^- T_0 \left[ \frac{3}{2} t(t-1) \left[ 1 + \frac{d^+}{d^-} \exp\left(\frac{\Delta}{t}\right) \right] \right]^{1/2}. \quad (10)$$

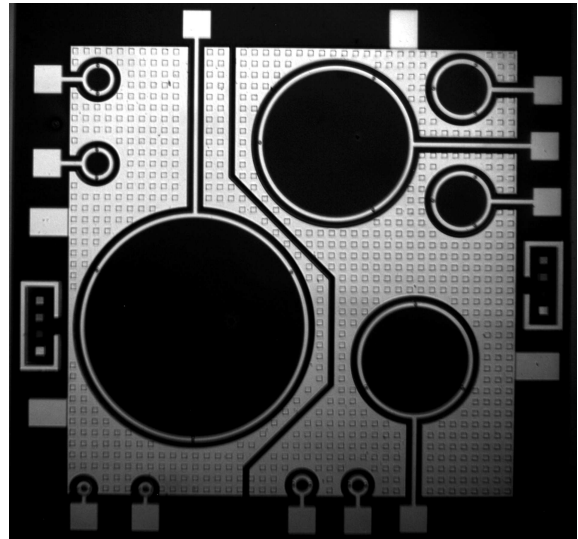
Довольно простые выражения (9), (10) параметрически (через  $T$ ) определяют искомую форму вольт-амперной характеристики в указанной предельной ситуации [5] и показаны соответствующими штриховыми линиями (рис. 1), отвечающими значениям  $d^+ = d^- = d = 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$ . На том же рис. 1 представлены и графики, рассчитанные для тех же значений безразмерной толщины  $d$ , используя итерации точного выражения (8). Отметим, что все они демонстрируют довольно протяженный участок отрицательного дифференциального сопротивления с ожидаемым ростом напряжения при увеличении толщины слоев.

### Конструктивные особенности AlGaAs/GaAs микросхем, изготовленных для экспериментального изучения термоинжекционной неустойчивости

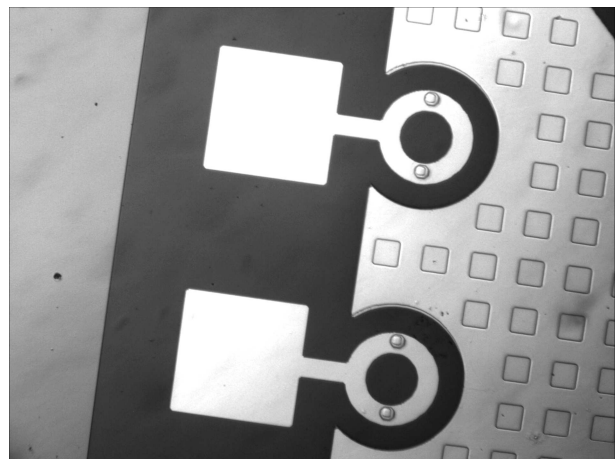
Экспериментальные микросхемы формировались на  $n^{++}$  GaAs пластинах диаметром 50 мм (возможно использование и пластин полуизолирующего GaAs пластин с верхним контактным  $n^{++}$  (порядка  $10^{18}$ ) подслоем толщиной 0.5–1  $\mu\text{m}$  в качестве тылового контакта).

На этих подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии наносилась последовательность перемежающихся слоев нелегированного  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.3-0.25$ ) и сильно легированного ( $\text{Nd} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) GaAs одинаковой (50 nm) толщины. Толщина верхнего контактного  $n^{++}$  составляла 300 nm. Затем с использованием контактной фотолитографии (4 шаблона) и жидкостного травления формировались достаточно удаленные друг от друга мезостолбики диаметром 12  $\mu\text{m}$ . Далее следовали этапы планаризации осаждением  $\text{SiO}_2$  (CVD — Chemical Vapor Deposition) и последующее вскрытие контактных окон в диэлектрике к мультибарьерным мезостолбикам диаметром 6  $\mu\text{m}$ .

Имея в виду использование изготавливаемых кристаллов не только для измерения квазистатических вольт-амперных характеристик, но и в перспективе для изучения высокочастотных параметров, финишная металлическая разводка микросхем выполнена в виде по-



**Рис. 2.** Внешний вид тестовой микросхемы размером  $3 \times 3 \mu\text{m}$ .



**Рис. 3.** Увеличенный фрагмент тестовой микросхемы.

лосковых кольцевых резонаторов различного диаметра, совокупность которых дискретно перекрывает диапазон 60–1200 GHz (рис. 2). Каждое из резонансных колец „закорочено“ двумя или тремя мультибарьерными генераторами. Одно из них (с двумя мультибарьерными элементами) в большем масштабе представлено на рис. 3.

## Методика и результаты квазистатических измерений вольт-амперных характеристик

Как уже говорилось, при сравнительно малой скорости изменения тестирующего напряжения различные по конфигурации металлизации элементы микросхемы эквивалентны друг другу. С другой стороны, для минимизации нежелательного адиабатического джоулева разогрева кристаллическая решетка в течение импульса измерения проводилась на достаточно коротких колоколообразных импульсах напряжения (время нарастания напряжения до максимального значения  $\sim 0.2 \mu\text{s}$ ). Для исключения среднего нагрева решетки за время

измерений использовалась сравнительно малая частота повторения импульсов (1–10 Hz). По значениям тока и напряжения в один и тот же момент текущего времени из соответствующих зависимостей  $I(t)$  и  $V(t)$  (рис. 4) строились искомые квазистатические вольт-амперные характеристики, демонстрирующие ярко выраженный участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением в области напряжения  $2.5 < V < 3.5 \text{ V}$  и токов  $0.01 < I < 0.02 \text{ A}$ . Типичный пример полученных квазистатических зависимостей тока от напряжения  $I(V)$  показан на рис. 5. Наблюдаемый сдвиг зависимости  $I(V)$  при обратном ходе развертки обусловлен предположительно сравнительно небольшим (на несколько десятков градусов) разогревом кристаллической решетки.

В дальнейшем планируется выполнить аналогичные измерения на следующей партии тестовых микросхем с мезоструктурами меньшей площади ( $200\text{--}50 \mu\text{m}^2$ ), более резистентными по отношению к разогреву решетки кристалла.

## Заключение

Цель настоящей работы — обратить внимание специалистов на новую возможность создания мощных генераторов высокочастотного электромагнитного излучения в достаточно широком частотном диапазоне, верхняя граница которого определяется характерным временем терморелаксации электронов и может достигать нескольких терагерц. Следует отметить относительную простоту предлагаемых устройств с точки зрения технологии молекулярно-лучевой эпитаксии. Однако критическими при их изготовлении остаются физико-технологические проблемы формирования соответствующих мезоструктур малой площади с электрически изолированной боковой поверхностью, равно как и необходимость формирования резонансных устройств вывода излучения в едином технологическом цикле с изготовлением активных элементов с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-19-01164.

## Список литературы

- [1] Гергель В.А., Зеленый А.П., Якупов М.Н. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 3. С. 325–330.
- [2] Гергель В.А., Зеленый А.П., Якупов М.Н. // РиЭ. 2007. Т. 52. № 7. С. 862–868.
- [3] Грундман М. Основы физики полупроводников. Нанотехника и технические приложения. 2-е изд. / Пер. с англ. под ред. В.А. Гергеля. М.: Физматлит, 2012. 772 с.
- [4] Stratton R. // Phys. Rev. 1962. Vol. 126. N 6. P. 2002.
- [5] Гергель В.А., Верховцева А.В., Горшкова Н.М., Якупов М.Н. // РиЭ. 2012. Т. 57. № 4. С. 481–484.

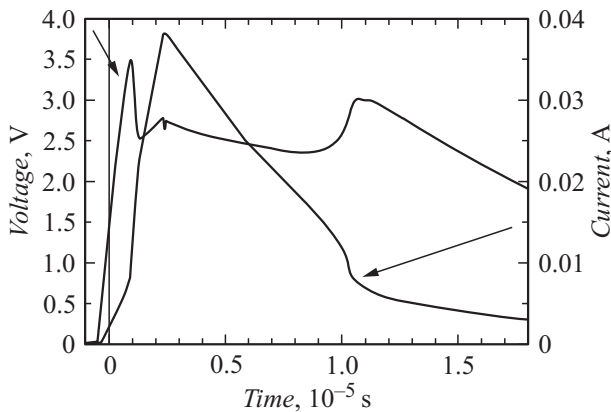


Рис. 4. Экспериментальные зависимости  $I(t)$  и  $V(t)$  на протяжении прямого и обратного хода развертки.

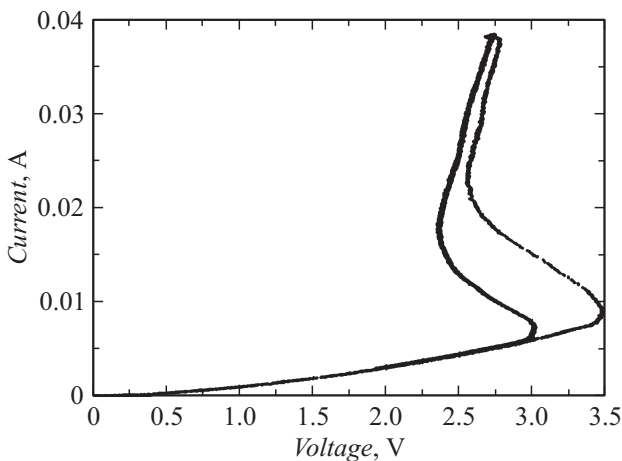


Рис. 5. Результирующая квазистатическая вольт-амперная характеристика.