

## Определение предельной частоты резонансно-туннельного диода с учётом поверхностных состояний на гетерограницах и времени задержки электронов в квантовой яме

*Дорофеев А. А., Гладышева Н. Б., Алкеев Н. В., Аверин С. В.*

В диапазоне 0,1...40 ГГц исследовано поведение частотных зависимостей импеданса резонансно-туннельных диодов на основе гетеросистемы GaAs/AlAs, предназначенных для работы в схемах субгармонических смесителей. Показано, что для описания высокочастотных свойств части диодов необходимо использовать эквивалентную схему, учитывающую перезарядку локальных электронных состояний на гетерограницах активных слоёв резонансно-туннельных диодов. Наличие этих состояний, вызванных, как мы полагаем, нарушениями структуры гетерограниц, ухудшает быстродействие диодов. У остальных резонансно-туннельных диодов локальных электронных состояний не наблюдалось, однако при приложении постоянного напряжения смещения кривая частотной зависимости импеданса определённым образом деформировалась. Этот эффект описывается с помощью эквивалентной схемы, содержащей “квантовую” индуктивность  $L_q$ . Определена величина  $L_q$ , по которой вычислено время задержки электронов в квантовой яме при протекании тока через диод. Показано, что при определении предельной частоты резонансно-туннельных диодов необходимо учитывать задержку электронов в квантовой яме.

### **Введение**

В настоящее время резонансно-туннельный диод (РТД) является одним из самых быстродействующих полупроводниковых приборов. Так детектирующие свойства РТД были продемонстрированы до частоты 3,9 ТГц [1], а время переключения специально сконструированного РТД составляло 1,5 пс [2]. В недавно опубликованной работе сообщалось, что генератор на РТД работал на частоте 1,04 ТГц и отдавал мощность 8 мкВт [3]. В [23] предложено использовать РТД в качестве активного элемента субгармонического смесителя. Эти смесители широко используются в интенсивно осваиваемом в настоящее время терагерцовом диапазоне [24]. Как показано в [17], смесители с РТД имеют ряд преимуществ по сравнению с известными смесителями этого диапазона. Принцип работы РТД подробно изложен в [4]. Отличительной особенностью РТД является накопление заряда в квантовой яме (КЯ) при протекании тока, поэтому важными параметрами, которые будут влиять на быстродействие РТД, являются время задержки и концентрация электронов в КЯ РТД.

В [5] для определения времени задержки электронов использовалась формула  $J = en_w / \tau_c$ , где  $\tau_c$  – время задержки электронов в яме, обусловленное туннелированием через коллекторный барьер,  $J$  – плотность тока через РТД, а  $n_w$  – концентрация электронов в КЯ, которая в работе определялась при гелиевой температуре двумя методами. В первом методе  $n_w$  определялась по величине периода осцилляций низкочастотной ёмкости РТД в квантующем магнитном поле. Вторым методом определения  $n_w$  был основан на измерении ширины линии рекомбинационного излучения из квантовой ямы РТД. Оба метода дали примерно одинаковые величины  $n_w$ . Найденное время задержки электронов в яме оказалось довольно велико ( $\sim 6 \cdot 10^{-7}$  с), что связано с большой толщиной барьеров у исследуемых РТД.

Время задержки электронов в квантовой яме РТД в работе [6] определялось по

спад intensity фотолюминесценции. Электрон-дырочные пары генерировались селективно в КЯ с помощью лазера на красителе с длиной волны  $\sim 750$  нм. Длительность импульсов лазера составляла порядка  $10^{-10}$  с. Временная зависимость фотолюминесценции измерялась с помощью стрик-камеры, причём с помощью монохроматора отсекалась фотолюминесценция от электрон-дырочных пар вне КЯ. Измеренные в работе времена задержки электронов в КЯ изменялись от  $6 \cdot 10^{-11}$  до  $8 \cdot 10^{-10}$  с при изменении толщины барьеров РТД от 2,8 до 6,2 нм (от 10 до 22 монослоёв). Авторы делают вывод, что измеренные времена задержки электронов хорошо объясняются формулой  $\tau = \hbar/\Gamma$ . Здесь  $\Gamma$  – ширина резонансного уровня в квантовой яме. Также указано на то, что измерение времени задержки электронов в КЯ РТД не позволяет определить механизм транспорта электронов (когерентный или последовательный) в РТД. В [7] время задержки электронов в КЯ РТД измерялось также по интенсивности фотолюминесценции, но с применением корреляционной методики, что позволило измерить время задержки электронов в КЯ РТД вплоть до  $1,2 \cdot 10^{-11}$  с.

В [1] изучался отклик РТД на воздействие излучения лазеров на свободных электронах в диапазоне частот от 120 ГГц до 3,9 ТГц. По зависимости выпрямленного РТД сигнала от частоты было оценено время жизни электронов в КЯ РТД, которое составляло  $0,24 \cdot 10^{-12}$  с. Следует отметить, что такой большой разброс времён жизни электронов в КЯ различных РТД неудивителен, так как это время экспоненциально зависит от толщины барьеров РТД [8].

В настоящей работе оценено время задержки электронов в КЯ РТД при протекании через него тока на основе анализа частотной зависимости импеданса РТД, измеренного в диапазоне частот 0,1...40 ГГц. Получена формула для определения предельной частоты  $f_{\text{пред}}$  РТД, учитывающая задержку электронов в его КЯ. Показано, что задержка электронов в КЯ существенно влияет на величину  $f_{\text{пред}}$ . Анализ частотной зависимости импеданса РТД позволил обнаружить у некоторых РТД заряд, связанный с локальными электронными состояниями на гетерограницах. Этот заряд наблюдался примерно у 10 % РТД и связан, скорее всего, с дефектами гетерограниц, возникающими в процессе выращивания слоёв РТД. Перезарядка локальных состояний, как и задержка электронов в КЯ уменьшают быстродействие РТД.

Предлагаемый метод работает при комнатной температуре, применим к РТД с достаточно тонкими барьерами и использует стандартное широко распространённое оборудование: зондовое устройство и векторный анализатор цепей. Так было определено время задержки электронов в КЯ у РТД, предназначенных для работы в субгармонических смесителях миллиметрового диапазона длин волн.

### ***Методика эксперимента и обработка результатов***

В диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) свойства полупроводниковых приборов принято описывать малосигнальными эквивалентными схемами (ЭС). Эти схемы позволяют лучше понять механизмы транспорта носителей заряда в приборах, а также дают возможность оптимальным образом проектировать различные СВЧ устройства. ЭС для диода Шоттки и  $p$ - $n$  перехода представлена на рис. 1а. Она состоит из параллельно соединённых сопротивления барьера  $R_D$  и барьерной ёмкости  $C_D$  и подключённого к ним последовательно паразитного сопротивления  $r_s$ . По этой схеме определяют предельную частоту работы диода в схемах детектора и преобразователя частоты [9]:

$$f_{\text{пред0}} = 1/2\pi\tau_0, \quad (1)$$

где  $\tau_0 = r_s C_D$  – постоянная времени СВЧ диода.

Частотная зависимость импеданса схемы на рис. 1а представляет собой в точности дугу окружности. Так как ниже будет часто использоваться диаграмма Смита и сравниваться экспериментальные результаты с частотной зависимостью импеданса схемы на рис. 1а, то приводим вывод этого положения.

Докажем, что кривая частотной зависимости импеданса ЭС, изображённой на рис. 1а, на диаграмме Смита является дугой окружности. Для этого покажем, что импеданс этой схемы

$$Z(\omega) = r_s + \frac{R_D}{1 + j\omega R_D C_D} = \left( r_s + \frac{R_D}{1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2} \right) - j \frac{\omega R_D^2 C_D}{1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2}$$

на плоскости  $x = jy$  является дугой окружности радиусом  $R_D/2$  и с центром на действительной оси в точке  $r_s + R_D/2$ . Для этого вычислим квадрат расстояния от произвольной точки кривой  $Z(\omega)$  до точки  $r_s + R_D/2$

$$\left( r_s + \frac{R_D}{1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2} - \frac{R_D}{2} - r_s \right)^2 + \left( \frac{\omega R_D^2 C_D}{1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2} \right)^2 = \frac{R_D^2 - R_D^2(1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2) + \omega^2 R_D^4 C_D^2}{(1 + \omega^2 R_D^2 C_D^2)^2} + \frac{R_D^2}{4} = \left( \frac{R_D}{2} \right)^2.$$

Видно, что квадрат расстояния от произвольной точки кривой  $Z(\omega)$  до точки  $r_s + R_D/2$  не зависит от  $\omega$  и равен  $(R_D/2)^2$ , то есть кривая является дугой окружности.

В кривую на диаграмме Смита кривая  $Z(\omega)$  трансформируется с помощью преобразования

$$\Gamma(u + jv) = \frac{Z(\omega) - Z_0}{Z(\omega) + Z_0},$$

где  $Z_0 = 50$  Ом – импеданс фидера. Данное преобразование является дробнолинейным, и окружности при этом преобразовании переходят в окружности [23], поэтому кривая импеданса на диаграмме Смита тоже будет дугой окружности. Начало дуги ( $\omega = 0$ ) находится в точке  $r_s + R_D$  (в координатах импеданса). Конец дуги при  $\omega \rightarrow \infty$  стремится к точке  $r_s$  на действительной оси. Длина дуги зависит от ёмкости  $C_D$ : чем больше ёмкость, тем ближе конец дуги к точке  $r_s$ .

Схему на рис. 1а тоже иногда используют для описания РТД, тем не менее, для РТД было предложено большое количество собственных ЭС [10,11,13-15]. В [10] было сделано предположение, что при изменении прилагаемого к РТД напряжения изменение протекающего через РТД тока происходит с некоторой задержкой  $\tau_D$ . Это привело к тому, что в ЭС РТД последовательно с  $R_D$  появилась индуктивность  $L_Q$ , названная “квантовой” (рис. 1б). Величина этой индуктивности

$$L_Q = \tau_D / G_D$$

где  $G_D$  – его статическая дифференциальная проводимость. В [11] ЭС РТД, также содержащая “квантовую” индуктивность, была получена непосредственно из уравнений, описывающих движение электронов в РТД в модели последовательного туннелирования [12].

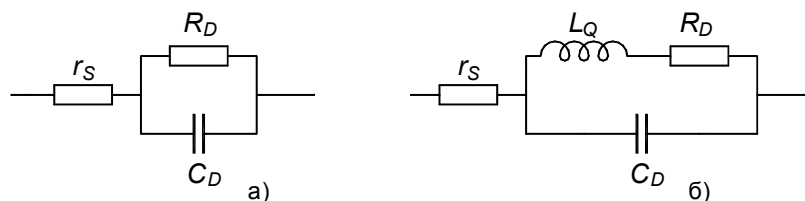


Рис. 1

Эквивалентные схемы диодов:

а) ЭС диода Шоттки и  $p$ - $n$  перехода; б) ЭС РТД с “квантовой” индуктивностью [10]

---

В [13] была предложена ЭС РТД, в которой в модели последовательного туннелирования самосогласованно учитывались взаимодействие электронов в КЯ с эмиттером и коллектором и время жизни электронов в КЯ. ЭС состоит из двух последовательно соединённых параллельных РС. Одна из цепочек описывает эмиттерный барьер, а другая – коллекторный. Идея такой ЭС оказалась плодотворной и была развита в работах [14,15].

Для выбора ЭС, наилучшим образом соответствующей измеренной частотной зависимости импеданса конкретного РТД, обычно используют метод нелинейной регрессии, позволяющий не только определить наиболее подходящую для данного РТД ЭС, но и найти величины элементов ЭС. Суть этого метода заключается в следующем. Во всех точках  $f_i$  частотного диапазона, в которых измерялся импеданс  $Z_m(f_i)$  РТД, вычислялся импеданс  $Z_c(f_i)$  предполагаемой ЭС РТД при некоторых значениях её элементов и составлялась целевая функция

$$G = \sum_{i=1}^n |Z_m(f_i) - Z_c(f_i)|^2.$$

Далее путём вариации элементов ЭС находился минимум целевой функции и за величины элементов ЭС принимались значения элементов, при которых величина  $G$  достигает минимума. Наиболее подходящей ЭС для данного диода считается ЭС с минимальным значением  $G$ . Метод нелинейной регрессии позволяет также учесть импеданс контактных площадок и соединительных проводников на чипе РТД. Более подробно этот метод изложен в [16], где также излагается способ определения погрешностей найденных величин элементов ЭС.

Нами были изготовлены РТД специально для работы в качестве нелинейных элементов субгармонического смесителя [17,18]. Состав слоёв и другие параметры РТД содержатся в приведённых ссылках. На рис. 2 представлена диаграмма Смита, на которой изображены зависимости импедансов активной области РТД и ЭС РТД от частоты. Напряжение постоянного смещения на РТД в данном случае не подавалось, поэтому отсутствовала задержка электронов в КЯ. На рис. 2 приведена частотная зависимость импеданса оптимизированной ЭС РТД, представленной на рис. 1а. Из рисунка видно, что кривая зависимости импеданса этой ЭС РТД достаточно хорошо описывает импеданс активной области исследованного РТД.

Для кривой 2 на рис. 2 величины элементов оптимизированной ЭС, представленной на рис. 1а, составляют:  $R_D = 2,57$  кОм,  $C_D = 0,26$  пФ,  $r_s = 0,756$  Ом. Предельная частота этого РТД, определённая по формуле (1), была равна  $\sim 810$  ГГц.

### *Дефекты гетерограниц*

Была исследована частотная зависимость импеданса у более чем двадцати чипов изготовленных РТД площадью  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> [18]. У большей части чипов кривые частотной зависимости импеданса на диаграмме Смита практически совпадали друг с другом, имели вид, как на рис. 2, а их импеданс хорошо описывался ЭС РТД, изображённой на рис. 1а. Тем не менее, у трёх образцов исследованных РТД кривые зависимости импеданса от частоты были более плоские. Одна из таких кривых (кривая 1) показана на рис. 3.

Более плоская форма кривых частотной зависимости импеданса наблюдалась у исследованных нами образцов РТД из Дуйсбургского университета (Германия) [19]. InAlAs барьеры германского РТД были толщиной 5 нм, ширина квантовой ямы из InGaAs составляла тоже 5 нм, площадь активной области РТД была равна 50 нм<sup>2</sup>. На рис. 4 представлена часть диаграммы Смита. Кривая 1 на этой диаграмме –

экспериментальная зависимость импеданса германского РТД от частоты при напряжении смещения на нём 0,3 В. Кривая 2 – зависимость импеданса от частоты для ЭС РТД, представленной на рис. 1а, в минимуме целевой функции. Видно, что кривая 1 более плоская, чем кривая 2. Нами был проведён выбор ЭС для РТД, имеющих более плоскую частотную зависимость импеданса, чем дуга окружности на диаграмме Смита, которой соответствует частотная зависимость импеданса ЭС, изображенной на рис. 1а. Для этого вновь воспользовались методом нелинейной регрессии. О степени соответствия конкретной ЭС экспериментальной кривой судили по величине целевой функции в её минимуме, а также визуально по степени совпадения на диаграмме Смита экспериментальной частотной зависимости исследуемого РТД и частотной зависимости выбранной ЭС.

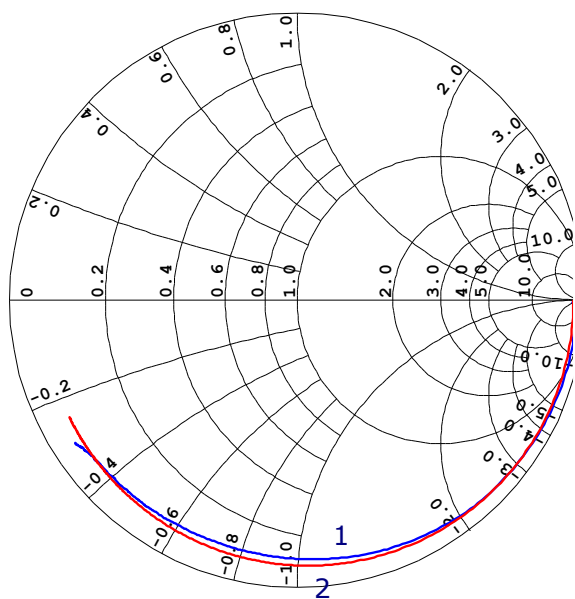


Рис. 2

Зависимости от частоты: импеданса активной области РТД при отсутствии на нём постоянного смещения (синяя кривая 1) и оптимизированного импеданса ЭС РТД (красная кривая 2)

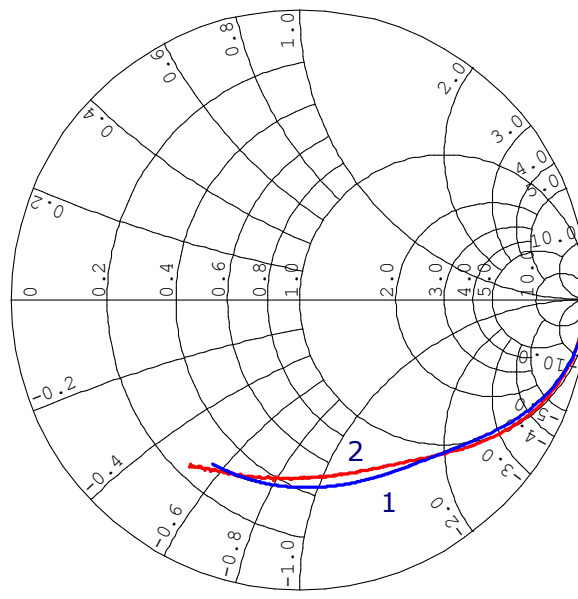


Рис. 3

Зависимости импеданса от частоты для одного из аномальных РТД (кривая 1) и оптимизированной ЭС, изображённой на рис. 5а (кривая 2)

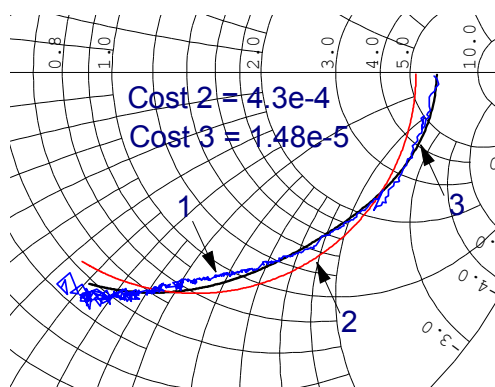


Рис. 4

Зависимости импеданса от частоты в диапазоне 0,1...50 ГГц: 1 – экспериментальная зависимость импеданса РТД от частоты при смещении 0,3 В (синяя кривая); 2 – зависимость импеданса оптимизированной ЭС РТД, изображённой на рис. 1а (красная кривая); 3 – зависимость импеданса ЭС РТД, изображённой на рис. 5а (чёрная кривая)

Было выявлено, что РТД с плоской частотной зависимостью импеданса можно описать ЭС, впервые предложенной в [20] и представленной на рис. 5а. Кривая 3 на рис. 4 представляет собой частотную зависимость импеданса этой ЭС при оптимальных (то есть в минимуме целевой функции) величинах элементов этой ЭС. Видно, что кривая 3 хорошо совпадает с экспериментальной кривой 1. Величина целевой функции в минимуме для ЭС, изображённой на рис. 5а, более чем на порядок меньше минимального значения целевой функции для ЭС, изображённой на рис. 1а. Отметим, что у известных ЭС с “квантовой” индуктивностью частотная зависимость импеданса провисает вниз относительно кривой импеданса простейшей ЭС, поэтому такие ЭС никак не могут подойти для описания зависимостей импеданса от частоты представленных на рис. 3 и 4. Цепочка  $C_W R_W$  схемы на рис. 5а аналогична цепочке  $C_S R_S$  ЭС МОП-структуры, представленной на рис. 5б [21]. Она описывает перезарядку локальных электронных состояний структуры высокочастотным полем, здесь  $C_I$  и  $C_D$  – ёмкости изолятора и обеднённого слоя полупроводника соответственно. Величина  $C_S R_S$  определяет время релаксации заполнения локальных электронных состояний. По аналогии со схемой на рис. 5б полагаем, что цепочка  $C_W R_W$  на рис. 5а описывает перезарядку состояний на гетерограницах РТД. Для РТД (Дуйбургского университета) значения  $C_W$  и  $R_W$  в минимуме целевой функции были равными 0,042 пФ и 350 Ом соответственно, откуда время поверхностных состояний  $\tau_W = C_W R_W$  оказалось равным 14,7 пс.

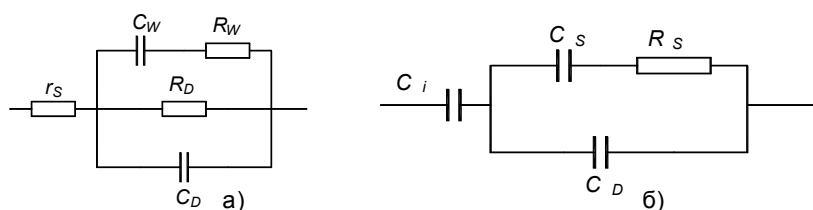


Рис. 5

Эквивалентные схемы: а) ЭС РТД [20]; б) ЭС МОП структуры [21]

Для РТД, измеренная частотная зависимость импеданса которого представлена кривой 1 на рис. 3, методом нелинейной регрессии были определены величины элементов ЭС, изображённой на рис. 5а. Частотная зависимость импеданса этой ЭС при оптимальных значениях величин элементов представлена кривой 2 на рис. 3, значения  $C_W$  и  $R_W$  в минимуме целевой функции были равными 0,12 пФ и 217 Ом соответственно, а время перезарядки локальных электронных состояний  $\tau_W = 26$  пс. Величина паразитного последовательного сопротивления  $r_s$  составила в этом случае 10,9 Ом.

Таким образом, мы полагаем, что более плоский вид частотной зависимости импеданса на диаграмме Смита у части (около 10%) РТД обусловлен нарушением структуры гетерограниц в процессе роста слоёв РТД, на них возникают локальные электронные состояния, которые так же, как и поверхностные состояния на границе  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ , перезаряжаются в переменном электрическом поле.

Для оценки влияния дефектов на гетерограницах РТД на его высокочастотные свойства найдем предельную частоту  $f_{\text{пред}1}$ . Сделаем это аналогично тому, как была получена формула для  $f_{\text{пред}0}$  в [7] для ЭС, представленной на рис. 1а.

Пусть к выводам ЭС (рис. 5а) подведено высокочастотное напряжение  $U$ . Рассчитаем напряжение  $U_1$  на  $R_D$ :  $U_1 = U Z_2 / (r_s + Z_2)$ , где  $Z_2$  – импеданс параллельно соединённых  $R_D$ ,  $C_D$  и последовательной цепочки  $C_W$  и  $R_W$ , и найдём  $|U_1|/|U|$ . Анализ показал, что при условии  $R_D, R_W \gg r_s$  эта величина слабо зависит от  $C_W$ , а её частотная зависимость та

---

же, что и для ЭС РТД (рис. 1а), то есть  $|U_1|/|U| = \sqrt{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau_0}$  и  $f_{\text{пред1}} = f_{\text{пред0}}$ .

Отсутствие влияния цепочки  $C_W, R_W$  на  $f_{\text{пред}}$  РТД связано, на наш взгляд, с тем, что время  $\tau_W$  перезарядки ёмкости  $C_W$  ( $\tau_W = R_W C_W$ ) относительно велико, и из-за большой величины  $R_W$  ёмкость  $C_W$  не успевает перезарядиться под действием высокочастотного сигнала. С уменьшением  $\tau_W$  при  $C_W \rightarrow 0$  цепочка  $C_W, R_W$  перестаёт влиять на  $f_{\text{пред0}}$  из-за незначительной величины ёмкости  $C_W$ .

Таким образом, характерное время перезарядки локальных электронных состояний на гетерограницах РТД не влияет на предельную частоту РТД, которые имеют плоскую частотную зависимость импеданса. Однако следует обратить внимание на две особенности таких РТД: большую величину  $R_D$  (рис. 3) и увеличение паразитного последовательного сопротивления  $r_S$  до  $\sim 10 \dots 20$  Ом, что в соответствии с формулой (1) приводит к уменьшению  $f_{\text{пред1}}$ .

Отметим высокую информативность метода анализа частотной зависимости импеданса. Так ВАХ РТД, имеющие частотную зависимость импеданса, близкую к дуге окружности на диаграмме Смита, и ВАХ РТД, имеющие более плоскую форму частотной зависимости импеданса, практически совпадают, то есть по форме ВАХ невозможно судить о наличии или отсутствии дефектов гетерограниц РТД.

### ***Задержка электронов в КЯ РТД***

Другим фактором, уменьшающим быстродействие РТД, является задержка электронов в квантовой яме при их движении от эмиттера к коллектору. Были проанализированы частотные зависимости импеданса при разных напряжениях смещения тех РТД, у которых при нулевом смещении частотная зависимость близка к дуге окружности на диаграмме Смита. Было обнаружено, что кривая частотной зависимости импеданса исследованных РТД при подаче на них напряжения смещения идёт несколько ниже дуги окружности на диаграмме Смита. Более того, при напряжении на РТД, близком к нулю (рис. 2) или соответствующем минимуму тока долины на ВАХ РТД, частотная зависимость его импеданса практически совпадает с дугой окружности. Заметное отклонение от дуги окружности наблюдалось лишь в случае, когда дифференциальная проводимость РТД в точке на ВАХ, в которой измеряется импеданс, была достаточно большая. Такое поведение импеданса свидетельствовало о том, что наблюдаемый эффект не связан с неточностью калибровки измерительной установки. Так как провисание частотной зависимости импеданса вниз характерно для ЭС РТД, содержащих индуктивность, мы предположили, что наблюдаемый эффект связан с задержкой электронов в КЯ РТД при их прохождении от эмиттера к коллектору.

В качестве примера кривая 1 рис. 6 представляет измеренную частотную зависимость импеданса РТД с размером активной области  $10 \times 20$  мкм<sup>2</sup> при поданном напряжении смещения 0,8 В, что соответствует примерно середине участка резонансного туннелирования электронов на ВАХ РТД. Кривая 2 – это частотная зависимость импеданса ЭС, представленной на рис. 1а, для величин её элементов, оптимизированных методом нелинейной регрессии. Видно, что кривая 1 идёт ниже кривой 2. Для более точного описания импеданса рассматриваемого РТД была выбрана ЭС, представленная на рис. 1б, с “квантовой” индуктивностью [10], значения её элементов были определены методом нелинейной регрессии. Оказалось, что “квантовая” индуктивность  $L_Q \approx 0,09$  нГ, а время задержки электронов в КЯ РТД, вычисляемое по формуле (2), получилось равным 1,3 нс.

Отметим, что на рис. 6 кривая зависимости импеданса от частоты для оптимизированной ЭС с “квантовой” индуктивностью (рис. 1б) не показана, так как она практически совпадает с кривой 1.

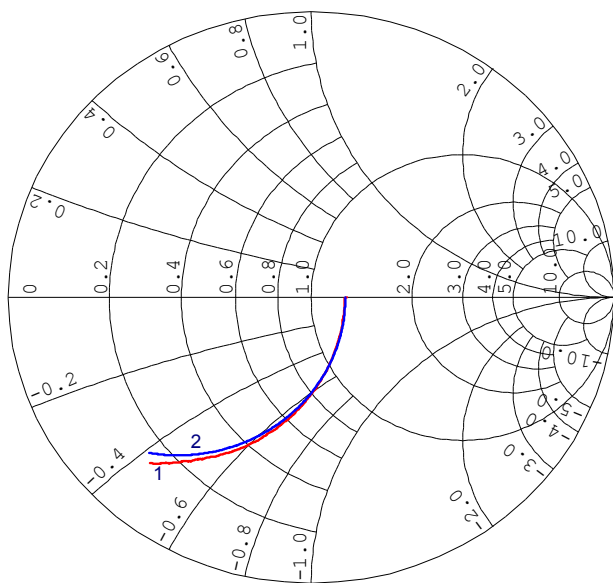


Рис. 6

Зависимости измеренного импеданса РТД от частоты при напряжении смещения 0,8 В (красная кривая 1) и рассчитанного импеданса оптимизированной ЭС (рис. 1а; синяя кривая 2)

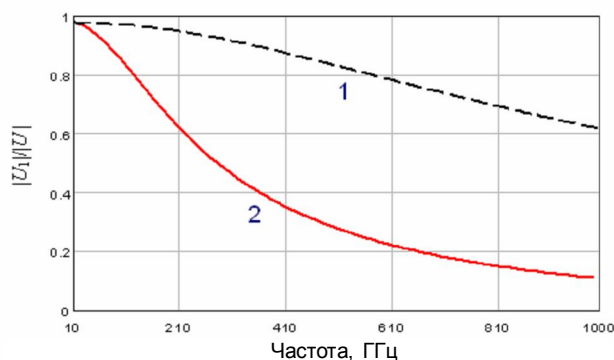


Рис. 7

Зависимость  $|U_1|/|U|$  от частоты для ЭС (кривая 1 рис. 1а) и для ЭС с “квантовой” индуктивностью (кривая 2 рис. 1б)

равна 810 ГГц, в то время как предельная частота  $f_{\text{пред2}}$  для ЭС с индуктивностью составляет примерно 125 ГГц, то есть меньше предыдущей в шесть с половиной раз. Таким образом, учёт “квантовой” индуктивности необходим при исследовании и моделировании РТД, поскольку наличие “квантовой” индуктивности существенно снижает предельную частоту РТД. Заметим, что из формулы (3) можно непосредственно найти  $f_{\text{пред2}}$  для РТД. Для этого надо приравнять к двум выражение под знаком корня в (3) и решить квадратное уравнение относительно  $f^2$ , однако выражение для  $f_{\text{пред2}}$  РТД получается громоздким и сложным для анализа.

Основываясь на ЭС, представленной на рис. 1б, выведем формулу для оценки предельной частоты  $f_{\text{пред2}}$  РТД с учётом задержки электронов в его КЯ. Пусть к выводам ЭС, представленной на рис. 1б, приложено напряжение  $U$  с частотой  $f$ . Можно показать, что напряжение  $U_1$  на резисторе  $R_D$  будет равно:

$$\frac{U}{1 + (r_s / R_D) - (2\pi f)^2 \tau_0 \tau_D + j2\pi f \tau_0 + j2\pi f \tau_D},$$

где  $\tau_D = L_Q / R_D$ . Отметим, что  $R_D = 1G_R$ . При выполнении условия  $R_D \gg r_s$

$$\frac{|U_1|}{|U|} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f)^4 (\tau_0 \tau_D)^2 + (2\pi f)^2 (\tau_0^2 + \tau_D^2)}}. \quad (3)$$

На рис. 7 кривая 1 – это зависимость  $|U_1(f)|/|U(f)|$ , вычисленная по формуле (3) при  $\tau_D = 0$  для ЭС, представленной на рис. 1а. Величины элементов этой ЭС те же, что и у ЭС, частотная зависимость которой представлена кривой 2 на рис. 2. Кривая 2 – это зависимость  $|U_1(f)|/|U(f)|$  для ЭС с “квантовой” индуктивностью, представленной на рис. 1б. Величины элементов этой ЭС те же, что и у ЭС, частотная зависимость которой представлена кривой 1 на рис. 6. Видно, что для ЭС с индуктивностью величина  $|U_1|/|U|$  с увеличением частоты спадает значительно быстрее, чем для ЭС на рис. 1а. Для кривой 1 предельная частота (определяемая по спаду  $|U_1|/|U|$  в  $\sqrt{2}$  раза)



Оценим, как время  $\tau_D$  задержки электронов в КЯ РТД зависит от толщины его барьеров с учётом того, что  $\tau_D$ , как и в [5], совпадает со временем  $\tau_D$  жизни электронов в КЯ относительно туннелирования через коллекторный барьер. Воспользуемся формулой из [8]:

$$\tau_D = \frac{2a}{v_1 |T|^2}. \quad (4)$$

Здесь  $a$  – ширина ямы,  $v_1 = (2\varepsilon_1 / m^*)^{1/2}$  – скорость поперечного движения электронов на первом резонансном уровне ямы с энергией  $\varepsilon_1$ ,  $m^*$  – эффективная масса электрона, а  $|T|^2$  – проницаемость коллекторного барьера, то есть вероятность туннельного прохождения электрона сквозь барьер. Для случая прямоугольного барьера [8]:

$$|T|^2 = \left[ 1 + \frac{1}{4} \frac{\sinh^2 |\kappa| b}{1 + \varepsilon_1 / V(1 - \varepsilon_1 / V)} \right]^{-1},$$

здесь  $b$  – толщина барьеров,  $V$  – высота барьеров, а  $|\kappa| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^*(V - \varepsilon_1)}$ . Отметим, что формула (4) справедлива для случая  $|T|^2 \ll 1$ .

В нашем случае  $V \approx 1,0$  эВ,  $a = 4$  нм,  $\varepsilon_1 \approx 0,19$  эВ. В таблице приведены рассчитанные проницаемость  $|T|^2$ , время  $\tau_D$ , предельная частота  $f_{\text{пред}2}$  РТД и частота  $f_{\text{пред}D} = 1/2 \pi \tau_D$ . Эта частота будет совпадать с частотой  $f_{\text{пред}2}$  при  $\tau_0 = 0$ , то есть она показывает вклад задержки электронов в предельную частоту РТД. Вычисления проводились для барьеров толщиной 4, 6, 8 и 10 монослоёв.

**Таблица**

Результаты расчёта предельных частот  $f_{\text{пред}2}$  и  $f_{\text{пред}D}$ , времени задержки электронов в КЯ  $\tau_D$  и проницаемости барьеров КЯ  $|T|^2$  для различных толщин барьеров  $b$

Кол-во монослоев	4	6	8	10
$b$ , нм	1.1	1.7	2.2	2.8
$ T ^2$	0,609	0.249	0.089	0.023
$\tau_D$ , с	$1.32 \cdot 10^{-14}$	$3.22 \cdot 10^{-14}$	$8.96 \cdot 10^{-14}$	$3.52 \cdot 10^{-13}$
$f_{\text{пред}2}$ , ГГц	809	804	772	549
$f_{\text{пред}D}$ , ГГц	12060	4940	1780	452

Из таблицы видно, что с уменьшением толщины барьеров предельная частота РТД стремится к величине  $1/2 \pi r_s C_D = 810$  ГГц. Так как  $r_s C_D$  практически не зависит от площади активной области, то для увеличения предельной частоты РТД необходимо уменьшать величину удельного контактного сопротивления и величину удельной ёмкости РТД. В этой связи весьма эффективными являются РТД на основе гетеросистемы InGaAs/AlAs. Удельное сопротивление несплавных омических контактов к InGaAs у них на порядок меньше удельного сопротивления сплавных омических контактов к GaAs [25]. Другими достоинствами РТД на основе гетеросистемы InGaAs/AlAs являются большая высота барьеров, что увеличивает температурную стабильность РТД, и большая длина свободного пробега в InGaAs по сравнению с GaAs [26].

---

Из таблицы также видно, что  $f_{\text{пред}D}$  быстро уменьшается с увеличением толщины барьеров. Более того, можно утверждать, что для того, чтобы смеситель с РТД надёжно работал на частотах более 1 ТГц, толщина барьеров диода не должна превышать 6 монослоёв.

Следует отметить, что большая величина  $\tau_D$  у изготовленных РТД по сравнению с расчётным значением (0,032 пс) связана, по-видимому, с тем, что толщина барьерных слоёв превышала шесть монослоёв. Это следует из того, что плотность тока пика у наших РТД в семь раз меньше, чем у РТД из [22], имеющих толщину барьеров в шесть монослоёв.

### **Заключение**

В диапазоне 0.1...40 ГГц исследовано поведение частотных зависимостей импеданса РТД на основе гетеросистемы GaAs/AlAs с барьерами толщиной 1,7 нм и квантовой ямой шириной 4 нм, предназначенных для работы в схемах субгармонических смесителей миллиметрового диапазона длин волн. Измеренные частотные зависимости сравнивались на диаграмме Смита с рассчитанными частотными зависимостями импеданса различных эквивалентных схем РТД. Анализ показал, что при отсутствии постоянного смещения высокочастотные свойства большей части исследованных РТД хорошо описываются ЭС, состоящей из параллельно соединённых ёмкости и резистора и подключённого к ним последовательно резистора. Кривой частотной зависимости этой ЭС на диаграмме Смита является дуга окружности.

Для описания высокочастотных свойств части исследованных РТД (около 10%) необходимо использовать ЭС, учитывающую перезарядку локальных электронных состояний на гетерограницах РТД. Наличие этих состояний, связанных с нарушением структуры гетерограниц, ухудшает быстродействие РТД за счёт возрастания паразитного последовательного сопротивления  $r_s$ . Следует отметить высокую информативность метода анализа частотной зависимости импеданса. Так наши исследования показали, что ВАХ РТД с поверхностными состояниями на гетерогранице и ВАХ обычных РТД практически не отличаются.

У 90% исследованных РТД перезарядки локальных электронных состояний не наблюдалось. При подаче напряжения смещения на такие диоды частотная зависимость его импеданса на диаграмме Смита провисала вниз относительно дуги окружности, причём такая деформация наблюдалась лишь на участках резонансного туннелирования электронов через барьеры РТД. Этот эффект хорошо описывается с помощью ЭС РТД, содержащей “квантовую” индуктивность  $L_Q$ . Была определена величина  $L_Q$  и по ней вычислено время задержки электронов в квантовой яме при протекании тока через РТД. Получена формула для оценки предельной частоты РТД, учитывающая задержку электронов в его КЯ. Показано, что при оценке предельной частоты РТД необходимо учитывать задержку электронов в его КЯ. Приведённая в работе оценка показывает, что предельная частота РТД составляет 125 ГГц, что в шесть с половиной раз меньше предельной частоты диодов, определённой без учёта задержки электронов в его КЯ. Оценено время задержки электронов в КЯ РТД в зависимости от толщины барьеров. Проведённые оценки показали, что для того, чтобы предельная частота РТД превышала 1 ТГц, необходимо, чтобы толщина барьеров диода была не более шести монослоёв.

### **Литература**

1. Scott J. S., Kaminski J. P., Allen S. J., Chow D., Lui M. and Liu T. Y. // Semicond. Sci. Technol. – 1994. – V. 9. – P. 530.

- 
2. Shimizu N., Nagatsuma T., Waho T., Shinagawa M., Yaita M. and Yamamoto M. // *Electronics Letters*. – 1995. – V. 31. – P. 1695.
  3. Suzuki S., Asada M., Teranishi A., Sugiyama H., Yokoyama H. // *Appl. Phys Lett*. – 2010. – V. 97. – P. 242102.
  4. Алкеев Н. В., Аверин С. В., Дорофеев А. А. // *Нанотехника*. – 2008. – № 2 (14). – С. 46-50.
  5. Eaves L., Leadbeater M. L., Hayes D. G., Alves E. S., Sheard F. W., Toombs G. A., Simmonds P. E., Skolnik M. S., Henini M., Hughes O. H. Electrical and spectroscopic studies of space-charge buildup, energy relaxation and magnetically enhanced bistability in resonant-tunneling structures // *Solid-State Electronics*. – 1989. – V. 32 (12). – P. 1101-1108.
  6. Tsuchiya M., Matsusue T., Sakaki H. Tunneling escape rate of electrons from quantum well in double-barrier heterostructures // *Phys. Rev. Lett*. – 1987. – V. 59 (20). – P. 2356-2359.
  7. Jackson M. K., Johnson M. B., Chow D. H., McGill T. C., Nieh C. W. Electron tunneling time measured by photoluminescence excitation correlation spectroscopy // *Appl. Phys. Lett*. – 1989. – V. 54 (6). – P. 552-554.
  8. Тагер А. С. // *Электронная техника. Электроника СВЧ*. – 1987. – Вып. 9(403). – С. 21.
  9. М. С. Гусятинер, А. И. Горбачев. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды // М.: Радио и связь. – 1983 .
  10. Brown E. R., Parker C. D., Solner T. C. L. G. Effect of quasibond-state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett*. – 1989. – V. 54 (10). – P. 934-936.
  11. Feiginov M. N. Displacement current and the real part of high-frequency conductance of resonant-tunneling diode // *Appl. Phys. Lett*. – 2001. – V. 78. – No. 21. – P. 3301-3303.
  12. Luryi S. Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators // *Appl. Phys. Lett*. – 1985. – V. 47. – No. 5. – P. 490-492.
  13. Sheard F. W., Toombs G. Space-charge effects and ac response of resonant tunneling double-barrier diodes // *Solid-State Electronics*. – 1989. – V. 32. – No. 12. – P. 1443-1447.
  14. Wei T., Stapleton S., Berolo O. Capacitance and hysteresis study of AlAs/GaAs resonant tunneling diode with asymmetric spacer layers // *J. Appl. Phys*. – 1995. – V. 77 (8). – P. 4071-4076.
  15. Mattia J. P., McWhorter A. L., Aggarwal R. J., Rana F., Brown E. R., Maki P. Comparison of a rate-equation model with experiment for the resonant tunneling diode in the scattering dominated regime // *J. Appl. Phys*. – 1998. – V. 84 (2). – P. 1140-1148.
  16. Алкеев Н. В., Любченко В. Е., Velling P., Khorenko E., Prost W., Tegude F. J. Эквивалентная схема резонансно-туннельного диода на основе InGaAs/InAlAs в миллиметровом диапазоне длин волн // *Радиотехника и электроника*. – 2004. – Т. 49. – № 7. – С. 886-892.
  17. Н. В. Алкеев, С. В. Аверин, А. А. Дорофеев, Н. Б. Гладышева, М. Ю. Торгакшин // *Микроэлектроника*. – Т. 39. – № 5. – С. 356-365.
  18. Дорофеев А. А. Резонансно-туннельный диод для устройств формирования, преобразования и генерации сигналов СВЧ и КВЧ диапазонов частот // *Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы*. – 2011. – Вып. 2(227). – С. 91-95.
  19. Алкеев Н. В., Аверин С. В., Дорофеев А. А., Velling P., Khorenko E., Prost W., Tegude F. J. // *ФТП*. – 2007. – Т. 41. – С. 233-237.
  20. Jo J., Li H. S. et al. // *Appl. Phys. Lett*. – 1994. – V. 64. – No. 17. – P. 2276-2278.
  21. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов* – М.: Мир. – 1984. – Т. 1.  
Sze S. M. *Physics of semiconductor Devices*. – New York. – 1981.
  22. Brown E. R., Goodhue W. D., Sollner T. C. L.G. // *J. Appl. Phys*. – 1988. – V. 64. – P. 1519.
  23. P. M. Smith and D. R. Conn. The limits of resonant tunneling diode subharmonic mixer performance // *J. Appl. Phys*. – 1989. – V. 66 (3). – P. 1453-1458.
  24. Розанов Б. А., Розанов С. Б. Приёмники миллиметровых волн // М.: Радио и связь. – 1989. – 169 с.
  25. Бланк Т. В., Гольдберг Ю.А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // *ФТП*. – 2007. – Т. 41. – Вып. 11. – С. 1281.
  26. A. B. Chen. Materials choice for ballistic transport: Group velocities and mean free paths calculated from realistic band structures // *Appl. Phys Lett*. – 1988. – V. 52. – No. 6. – P. 468-470.
-