

УДК 621.315.592

НЕЛИНЕЙНЫЙ КВАНТОВЫЙ РЕЖИМ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

О. А. Клименко, Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин,
С. А. Савинов, В. С. Сызранов

В результате проведенного анализа высокочастотных свойств резонансно-туннельного диода (РТД) в интенсивном СВЧ электромагнитном поле показано, что возрастающий с увеличением мощности СВЧ высокочастотный токовый отклик в случае классического режима усиления существенно быстрее выходит на насыщение, чем в случае “квантового” режима усиления, что делает “квантовый” режим еще более привлекательным по сравнению с классическим с точки зрения возможностей усиления и генерации в области субтерагерцовых и терагерцовых частот и открывает новые возможности для продвижения в сторону этих частот.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, резонансно-туннельный диод, квантовый режим усиления.

Проблема продвижения сверхвысокочастотных устройств в сторону терагерцовых частот является одной из центральных в современной твердотельной электронике. Новые перспективы связаны с использованием наноструктур и квантовых эффектов типа резонансного туннелирования, характеризующегося чрезвычайно малой инерционностью внутренних электронных процессов. Высокочастотный предел полупроводниковых резонансно-туннельных диодных (РТД) гетероструктур не ограничен частотами порядка сотни гигагерц, как в случае ганновских генераторов и генераторов на лавинно-пролетных диодах, и простирается в область нескольких терагерц [1]. Характерное время переходных процессов в таких структурах сопоставимо с быстродействием

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: murzin@sci.lebedev.ru.

сверхпроводящих приборов на эффекте Джозефсона. Именно по этой причине в такого рода структурах в мире достигнуты наивысшие в твердотельной электронике рекорды по быстродействию [2, 3]. Главным недостатком диодных наноэлементов на основе резонансно-туннельных структур являются малые токи и низкая мощность излучения. Поэтому научные успехи и практические перспективы применения резонансно-туннельных структур в высокочастотной электронике напрямую связаны с поиском и изучением новых механизмов генерации, обладающих более высоким коэффициентом усиления и большей эффективностью при переходе в область коротких СВЧ-волн, в том числе отвечающих субтерагерцовому и терагерцовому диапазону частот. Новые возможности в этом отношении связаны с реализацией предсказанного теоретически [4, 5] “квантового” режима усиления и генерации в РТД электромагнитных волн, эффективного как раз в области субтерагерцовых и терагерцовых частот. В отличие от традиционного, классического режима генерации, при котором мощность СВЧ излучения падает с увеличением рабочей частоты как $1/\omega^4$, в РТД структурах, реализующих “квантовый” режим генерации, мощность должна зависеть от частоты как $1/\omega$, что открывает новые перспективы увеличения выходной мощности высокочастотного излучения и новые перспективы с точки зрения продвижения в сторону терагерцовых частот.

В наших предыдущих работах [6] приведен анализ высокочастотных свойств РТД и возможностей экспериментального обнаружения “квантового” режима усиления в таких структурах в рамках линейного приближения, отвечающего условиям малых интенсивностей СВЧ электромагнитного поля. При этом вообще не затрагивался вопрос о том, как может меняться высокочастотный отклик в РТД с ростом интенсивности электромагнитного излучения и какие максимальные мощности СВЧ-генерации в РТД могут быть в принципе достигнуты в “квантовом” режиме усиления.

Настоящая работа как раз и посвящена этим вопросам. На основе теории нелинейного взаимодействия РТД с интенсивным СВЧ электромагнитным полем [7] в данной работе проведен анализ особенностей электрических и высокочастотных свойств РТД, в том числе в условиях, характерных для “квантового” режима усиления, в зависимости от мощности внешнего СВЧ-поля. При этом, как и раньше, мы будем исходить, прежде всего, из теоретического выражения для высокочастотного тока $I_c(\omega, \delta)$, возбуждаемого в РТД электрической компонентой внешнего СВЧ излучения (приведенного токового отклика) [7]:

$$I_c(\omega, \delta) = \Gamma g \int_0^{\infty} e^{-\Gamma g t} J_1 \left(\frac{e E a}{\hbar \omega} \sin \left(\frac{\omega t}{2} \right) \right) \sin(2\pi \delta g t) \cos \left(\frac{\omega t}{2} \right) dt. \quad (1)$$

Эта величина фактически эквивалентна коэффициенту усиления СВЧ-волны, определяемому взаимодействием электрической компоненты $E_\omega = E \cdot \cos(\omega t)$ электромагнитной волны с РТД. Здесь рассматривается двухбарьерная РТД структура с одной квантовой ямой: Γ – ширина уровня размерного квантования в квантовой яме (выраженная в мэВ), e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, a – ширина ямы, δ – разность между энергией падающего пучка электронов и энергией уровня размерного квантования (выраженная в мэВ), $g = 10^{-3} \cdot e/h$ – множитель для соблюдения правильной размерности величин. J_1 – временная функция Бесселя первого порядка.

Величина постоянного электрического тока, протекающего в этих условиях через РТД, определяется выражением [7]:

$$I_0 = evn \frac{\Gamma^2}{\delta^2 + \Gamma^2}. \quad (2)$$

С использованием соотношения (1) далее приводятся и обсуждаются результаты численного анализа токового отклика $I_c(\omega, \delta)$ для РТД в различных условиях в зависимости от частоты и других параметров в нескольких наиболее интересных случаях, имеющих принципиальное значение с точки зрения возможностей реализации и наблюдения “квантового” режима генерации. Приводятся данные о токовом отклике в зависимости как от мощности СВЧ излучения P_ν , попадающего на активную область РТД (площадью $S = 3 \times 3$ мкм²), так и от величины $eEa/2$, пропорциональной напряженности электрического поля СВЧ-волны (в работах [4] используется величина $W = eEa/2$), которые связаны посредством соотношения $P_\nu = \frac{cS}{8\pi} E^2$ (где $P_\nu \approx 1.3 \cdot 10^{-8} \cdot SE^2$, если мощность выражать в мВт, напряженность СВЧ-поля E в В/см, а площадь РТД элемента S в мкм²).

Расчеты выполнены для двухбарьерной РТД структуры с типичными для такого рода структур параметрами (ширина квантовой ямы $a = 4$ нм, ширина резонансного уровня $\Gamma = 1$ мэВ). В отличие от линейной теоретической модели выражение для токового отклика $I_c(\omega, \delta)$ в данном случае представлено временным интегралом, в качестве верхнего предела в котором при конкретных расчетах вместо ∞ выбиралась величина порядка 10^{-10} . Как нетрудно убедиться, этой величины в данном случае вполне достаточно, поскольку подынтегральное выражение является быстро осциллирующей функцией с амплитудой, резко убывающей по экспоненте $e^{-\Gamma g t}$ со временем (рис. 1). При

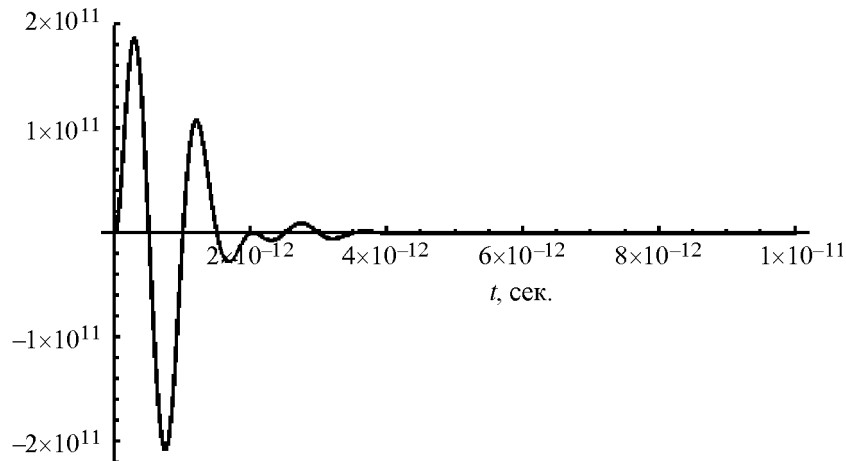


Рис. 1: Пример зависимости от времени подынтегральной функции высокочастотного токового отклика, рассчитанной в интервале $0 - 10^{-11}$ с для следующих параметров: $\Gamma = 1$ мэВ, $a = 4$ нм, $\delta = 1$ мэВ, $E = 10^4$ В/см, $\nu = 1$ ТГц ($\nu = \omega/2\pi$, где ω – круговая частота).

временах порядка $t = 10^{-10}$ сек амплитуда подынтегральной функции оказывается на 50–60 порядков меньше своего максимального значения.

На рис. 2 приведены результаты расчета в рамках нелинейной теории [7] на основе выражения (1) для величины $I_c(\omega, \delta)$ высокочастотного токового отклика РТД в зависимости от частоты при изменении энергетического расстояния δ между резонансным уровнем квантовой ямы в РТД и уровнем энергии электронов, поступающих в РТД структуру из приконтактной области. Расчеты выполнены для разных интенсивностей и мощностей СВЧ излучения P_ν : 1 мВт, 5 мВт и 10 мВт. На рис. 2(а) приведены для сравнения такого же типа зависимости, рассчитанные по формулам линейной теории с использованием соответствующего выражения для $I_c(\omega, \delta)$, приведенного в работах [4–6].

В результате проведенного численного моделирования высокочастотного отклика РТД в СВЧ-поле различной интенсивности прежде всего видно, что при малых мощностях P_ν результаты расчетов, выполненных в нелинейном приближении на основе формулы (1) (рис. 2(б)), полностью совпадают с результатами расчета, полученными в линейном приближении на основании соответствующего выражения для $I_c(\omega, \delta)$, приведенного в работах [4–6] (рис. 2(а)). Из этих результатов также следует, что высокочастотный отклик $I_c(\omega, \delta)$ в РТД во внешнем электромагнитном поле в соответствии с выводами [3–5, 7, 8] проявляет общую принципиальную особенность. Низкочастотный

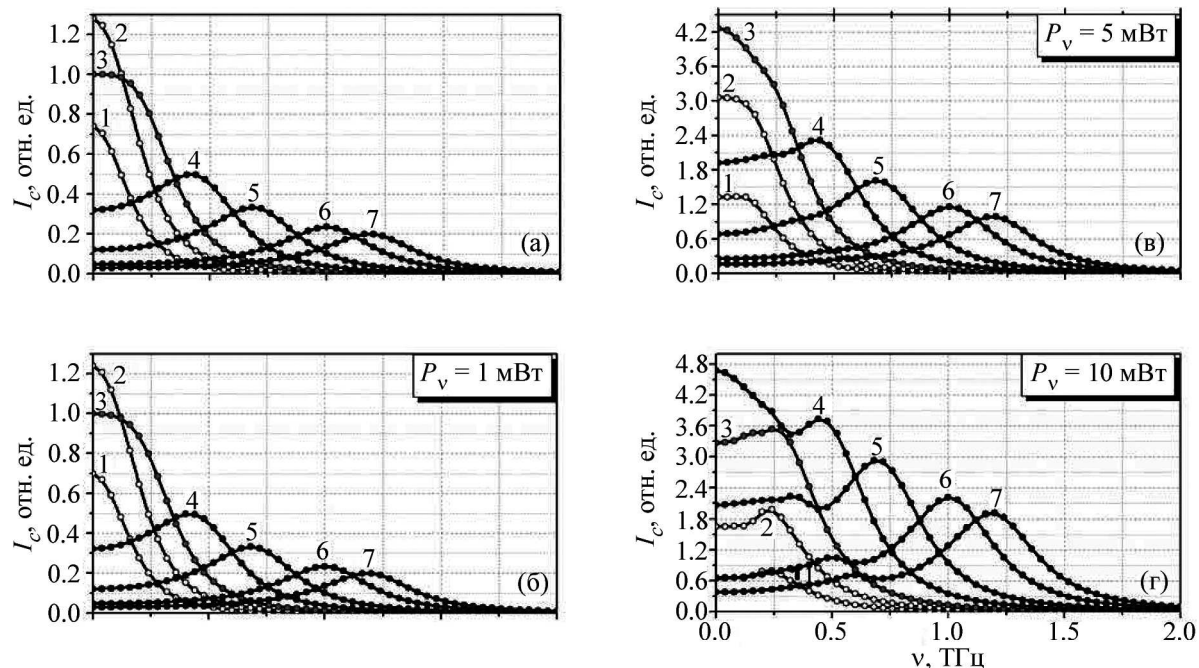


Рис. 2: Рассчитанные согласно (1) частотные зависимости $I_c(\omega, \delta)$ с увеличением мощности СВЧ излучения P_v при изменении величины смещения δ : 1 – 0.2 мэВ, 2 – 0.5 мэВ, 3 – 1 мэВ, 4 – 2 мэВ, 5 – 3 мэВ, 6 – 4.14 мэВ, 7 – 5 мэВ (для трех уровней мощности: (б) $P_v = 1$ мВт, (в) $P_v = 5$ мВт и (г) $P_v = 10$ мВт). На рис. 2(а) для сравнения приведены результаты расчета, выполненного в рамках линейной теории [6]. Данные расчетов на рисунках 2(б)–2(г) приведены в относительных единицах, нормированных к данным на рис. 2(б).

максимум в частотных зависимостях, формирующийся при малых смещениях δ , с ростом величины смещения δ трансформируется в четко выраженный максимум при больших частотах, соответствующих терагерцовому диапазону. Низкочастотный максимум $I_c(\omega, \delta)$ наблюдается в условиях $\delta < \Gamma$, то есть когда энергия пучка падающих на структуру электронов не намного отличается от энергии ϵ_R резонансного уровня и фактически оказывается в пределах ширины резонансного уровня. Этот случай соответствует обычному классическому режиму усиления в области гигагерцовых частот, обусловленному наличием области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в стационарной зависимости тока от напряжения. Частотная зависимость $I_c(\omega, \delta)$ в этом случае характеризуется наличием максимума вблизи $\omega = 0$ и быстрым спадом сигнала с ростом частоты, примерно, как $1/\omega^4$. Низкочастотный максимум трансформируется с

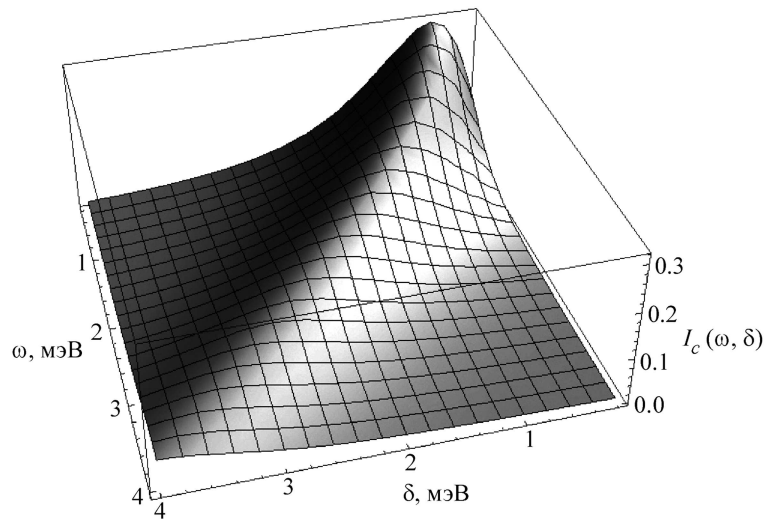


Рис. 3: Рассчитанные согласно (1) кривые высокочастотного отклика $I_c(\omega, \delta)$ в зависимости от частоты ω и величины смещения δ при мощности СВЧ излучения $P_\nu = 1$ мВт (ширина резонансного уровня $\Gamma = 1$ мэВ).

ростом смещения в высокочастотный максимум отклика $I_c(\omega, \delta)$, который наблюдается при более высоких частотах в условиях $\delta > \Gamma$, то есть когда энергия пучка падающих на РТД электронов оказывается заметно выше резонансного уровня, и величина смещения δ существенно превышает его полуширину Γ . Этот случай соответствует предсказываемому теоретически “квантовому” режиму усиления, возникающему в результате взаимодействия электрона с электромагнитным полем в условиях туннелирования через виртуальное электронное состояние в квантовой яме с энергией, близкой к энергии инжектируемых в РТД электронов. Максимум высокочастотного отклика при “квантовом” режиме усиления наблюдается при частоте $\hbar\omega = \sqrt{\delta^2 - \Gamma^2}$ и приходится на область частот, соответствующих субтерагерцовому и терагерцовому диапазону, причем величина отклика в максимуме при этих частотах, как видно из расчетов, вполне соизмерима с высокочастотным откликом при классическом режиме усиления на низких частотах. Как видно из рис. 2(а) и 2(б), существует промежуточная область частот, в которой классический режим плавно трансформируется в “квантовый”. За характером этих изменений при малых интенсивностях СВЧ-поля ($P_\nu = 1$ мВт) удобнее проследить по данным на рис. 3, на котором приведены результаты численного моделирования величины высокочастотного отклика согласно (1) с учетом обеих зависимостей $I_c(\omega, \delta)$ как от частоты, так и от величины смещения δ .

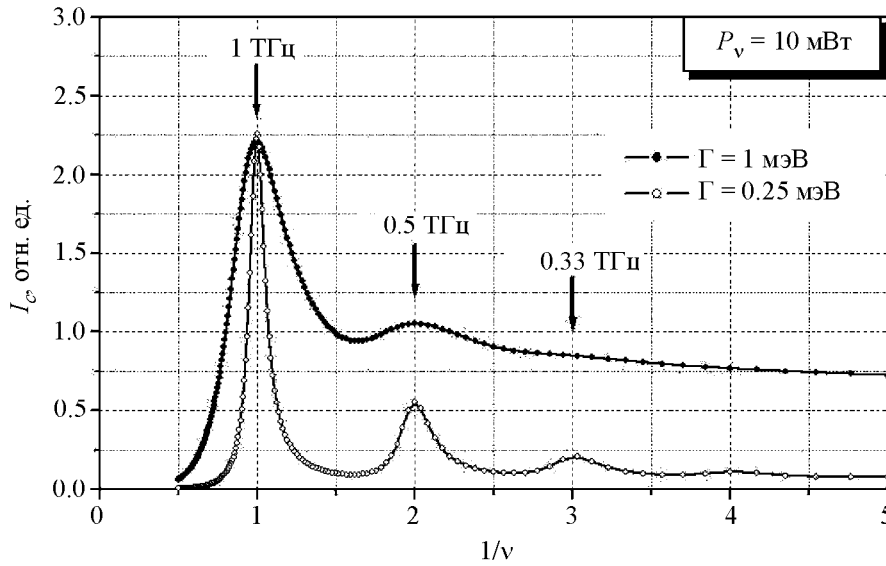


Рис. 4: Рассчитанные кривые высокочастотного отклика в зависимости от обратной частоты при различных значениях ширины резонансного уровня Γ . Мощность СВЧ излучения $P_\nu = 10$ мВт, частота СВЧ излучения 1 ТГц.

Переходя к данным, приведенным на рис. 2(в) и 2(г) и касающимся изменений высокочастотного отклика с увеличением мощности СВЧ излучения, можно видеть, что с ростом напряженности электромагнитной волны и мощности СВЧ излучения высокочастотный отклик возрастает по величине как в низкочастотной области при малых энергетических сдвигах, соответствующих классическому режиму усиления ($\omega, \delta < \Gamma$), так и в более высокочастотной области при энергетических сдвигах, превышающих квантовую ширину резонансного уровня и соответствующих “квантовому” режиму усиления ($\omega, \delta > \Gamma$). При этом форма зависимостей остается примерно такой же, как и в линейном случае. В случае наибольших уровней мощности СВЧ, однако, можно заметить некоторое искажение кривых зависимостей в низкочастотной стороне от основного максимума и появление особенностей в виде дополнительных максимумов при более низких частотах, отличающихся в целое число раз от частоты основного максимума. Это, в частности, видно из рис. 4, на котором кривая б из рис. 2(г) приведена в зависимости от обратной частоты $1/\nu$.

Также на рис. 4 изображена кривая высокочастотного отклика, рассчитанная при меньшем значении $\Gamma = 0.25$ мэВ, на которой эти максимумы выражены более отчетливо. Обнаруженный эффект, по-видимому, обусловлен многофотонным типом возбуждения электромагнитных колебаний в РТД структурах.

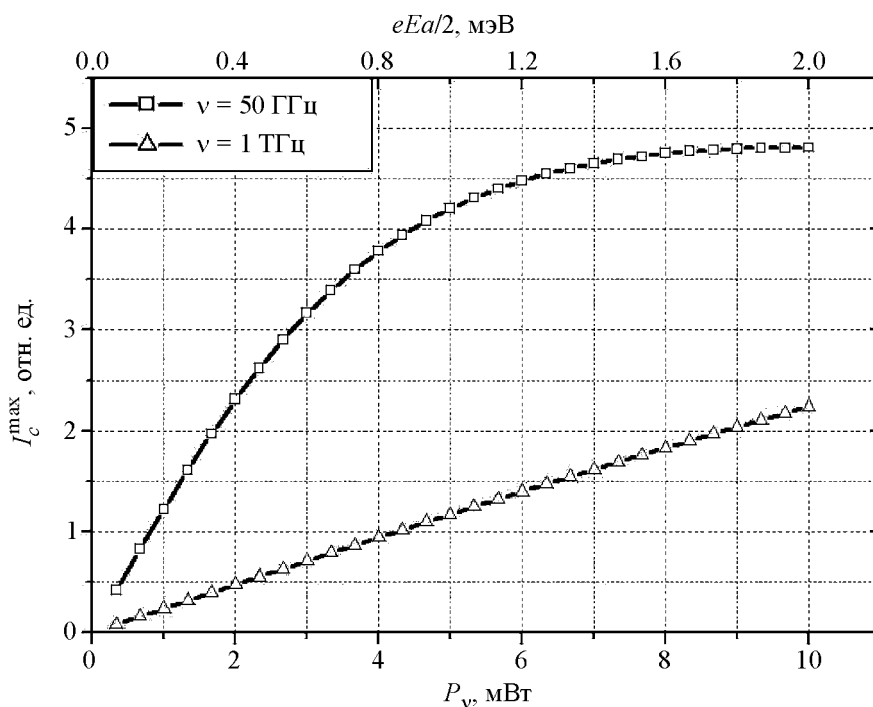


Рис. 5: Рассчитанные зависимости максимальной величины высокочастотного отклика от мощности СВЧ излучения при частотах 50 ГГц и 1 ТГц, соответствующих классическому и “квантовому” режимам усиления.

Принципиальным результатом является тот факт, что величина высокочастотного отклика $I_c(\omega, \delta)$ в РТД, то есть величина коэффициента усиления СВЧ-поля, заметным образом возрастает с ростом мощности СВЧ излучения и при некоторых уровнях мощности становится вполне соизмеримой с усилением, характерным для классического режима усиления. За характером этих изменений удобнее проследить по данным расчетов максимальной величины коэффициента усиления в области классического режима усиления (высокочастотного отклика) при частоте 50 ГГц ($\hbar\omega \approx 0.2$ мэВ) и в области “квантового” режима усиления при частоте 1 ТГц ($\hbar\omega \approx 4.14$ мэВ), приведенным на рис. 5. Видно, что на начальном участке зависимостей имеет место линейное возрастание величины высокочастотного токового отклика в РТД с ростом интенсивности СВЧ-поля в обоих режимах усиления. Однако по мере увеличения СВЧ мощности это возрастание замедляется и в случае классического механизма усиления (частота 50 ГГц) выходит на насыщение гораздо быстрее, чем в случае “квантового” режима усиления (частота 1 ТГц). Согласно приведенным данным заметное отклонение от линейности в классическом режиме возникает, примерно, при мощностях СВЧ излучения P_ν порядка

3–5 мВт ($\nu = 50$ ГГц). Отклонение от линейности в “квантовом” режиме наступает при существенно более высоких мощностях СВЧ излучения порядка 30–50 мВт ($\nu = 1$ ТГц) (насыщение наблюдается при мощностях порядка 60 мВт, что соответствует напряженности СВЧ поля $eEa \sim 2.8 \cdot \hbar\omega$ [7]). Именно благодаря столь различному поведению рассматриваемых двух режимов усиления с ростом мощности P_ν – классического режима, соответствующего условию $\omega, \delta < \Gamma$, и “квантового” режима, соответствующего условию $\omega, \delta > \Gamma$, происходит относительное возрастание эффективности нелинейного механизма усиления, прежде всего “квантового” механизма усиления. Величина коэффициента усиления в нелинейном “квантовом” режиме при СВЧ мощности $P_\nu = 10$ мВт (10^5 Вт/см² при типичных для РТД поперечных размерах порядка 3×3 мкм²) достигает значений порядка 50% от величины коэффициента усиления, характерного для классического механизма усиления. Столь различное поведение высокочастотного отклика в зависимости от интенсивности СВЧ-поля определяется особенностями процессов туннелирования и усиления в РТД в этих двух режимах и существенно различающимся количеством квантов СВЧ излучения при одной и той же мощности из-за различия энергий СВЧ фотонов $\hbar\omega$ при частотах 1 ТГц и 50 ГГц (4.14 мэВ/ 0.2 мэВ ≈ 20 , что примерно отвечает соотношению приведенных выше мощностей, при которых наблюдается отклонение от линейности в случае классического режима при 50 ГГц и в случае квантового режима при 1 ТГц в зависимостях высокочастотного отклика от мощности СВЧ поля).

Таким образом, в результате выполненной работы показано, что с ростом мощности СВЧ излучения и напряженности электромагнитной волны высокочастотный отклик в РТД возрастает по величине как в низкочастотной области при частотах, соответствующих классическому режиму усиления, так и в более высокочастотной области, соответствующей субтерагерцовым и терагерцовым частотам, при реализации “квантового” режима усиления. Установлено, что с увеличением мощности P_ν внешнего СВЧ-поля в результате эффекта насыщения высокочастотный токовый отклик в РТД и, соответственно, величина коэффициента усиления в случае нелинейного “квантового” режима возрастают быстрее, чем в случае классического режима усиления, что обеспечивает относительное повышение эффективности “квантового” механизма усиления СВЧ-волн в РТД. Эффективности классического механизма усиления и “квантового” механизма усиления практически сравниваются при значениях мощности СВЧ-поля порядка 10^5 Вт/см². Определены условия наблюдения нелинейного “квантового” режима усиления в РТД наноструктурах и показано, что использование этого эффекта открывает

принципиально новые возможности с точки зрения продвижения твердотельной электроники в сторону субтерагерцовых и терагерцовых частот.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, et al., Appl. Phys. Lett. **43**(6), 588 (1983).
- [2] E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. D. Parker, et al., Appl. Phys. Lett. **58**(20), 2291 (1991).
- [3] N. Orihashi, S. Susuki, M. Asada, Appl. Phys. Lett. **87**, 233501 (2005).
- [4] В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **116**, вып. 2(8), 704 (1999); **121**, вып. 4, 925 (2002); **123**, вып. 5, 1096 (2003); **127**, вып. 1, 131 (2005).
- [5] В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, А. И. Подливаев, ФТП **36**, вып. 1, 1133 (2002).
- [6] О. А. Клименко, Н. В. Дьяконова, В. Кнап и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(1), 24 (2009); Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(1), 36 (2009).
- [7] В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **124**, вып. 2(8), 379 (2003).

Поступила в редакцию 17 января 2011 г.