

Эффект энергетической фильтрации и возможности генерации терагерцового излучения в резонансно-туннельных структурах с несколькими квантовыми ямами

С. А. Савинов¹⁾, В. Н. Мурзин¹⁾

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 декабря 2010 г.

После переработки 27 декабря 2010 г.

Рассмотрены закономерности высокочастотного отклика в резонансно-туннельных двухъямных наноструктурах (ДНС) в зависимости от энергии поступающих в структуру электронов, частоты внешнего электромагнитного поля, особенностей, связанных с взаимодействием электронных состояний в соседних квантовых ямах в ДНС. Обнаружен эффект энергетической фильтрации, обусловленный нарушением симметрии высокочастотного отклика в ДНС в постоянном электрическом поле, приводящий к резкому увеличению коэффициента усиления в условиях квантового режима усиления и открывающий реальные перспективы существенного повышения эффективности твердотельных усилительных и генераторных устройств на основе резонансно-туннельных ДНС в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот.

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн субтерагерцового и терагерцового диапазонов является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. Особый интерес в этом отношении представляют исследования квантовых эффектов типа резонансного туннелирования, характеризующегося чрезвычайно малыми временами переходных электронных процессов (менее 1 пс), сопоставимыми с быстродействием сверхпроводящих приборов [1]. Широко используемые элементы типа полевых транзисторов, лавинно-пролетных диодов, ганновских генераторов ограничены с высокочастотной стороны частотами порядка сотни гигагерц. Резонансно-туннельные диодные (РТД) структуры свободны от этого ограничения. Именно на них получена генерация на рекордно высоких частотах в области 1 ТГц [2, 3]. Однако, несмотря на малую инерционность электронных процессов, продвижение РТД в сторону терагерцовых частот сталкивается со значительными трудностями, обусловленными возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных и рядом других факторов. Принципиально новые возможности в данной области открывает построенная в последние годы квантовая теория резонансного туннелирования во внешнем электромагнитном поле в РТД [4], предсказывающая “квантовый” режим усиления, который обещает рез-

кое повышение усиления и эффективности РТД, причем именно в области субтерагерцовых и терагерцовых частот. Ранее считалось, что при отклонении от резонанса, когда энергия ε_0 электронов, подводимых к РТД структуре, оказывается за пределами ширины уровня ε_R размерного квантования в квантовой яме РТД, высокочастотный отклик и мощность генерации должны быстро падать с ростом частоты. Квантовая теория показала, что возникающий дополнительный резонанс при частотах фотонов с энергией порядка энергетического расстояния $\delta = \varepsilon_0 - \varepsilon_R$ в условиях $\hbar\omega > \Gamma$ (“квантовый режим” усиления) приводит к значительному усилению на этих частотах (Γ – квантовая ширина уровня). Важным результатом квантовой теории является вывод о том, что именно квантовый режим оказывается тем механизмом, который в реальности определяет высокочастотные свойства РТД в области субтерагерцовых и терагерцовых частот [4]. В работах [5, 6] выполнен анализ высокочастотных свойств и квантового режима усиления в одноямных РТД в широком диапазоне частот и показано, что главной причиной экспериментально наблюдаемой низкой эффективности РТД на высоких частотах является наличие симметрии высокочастотного отклика. Величина отклика в РТД, одинаковая при одной и той же величине $\delta = \varepsilon_0 - \varepsilon_R$, меняет знак в зависимости от знака δ , что практически сводит на нет преимущества, связанные с реализацией квантового режима усиления в обычных РТД, характеризующихся фермиевским распределением носителей заряда в эмиттерной части структуры.

¹⁾ e-mail: s.a.savinov@mail.ru, murzin@sci.lebedev.ru

В настоящей работе рассмотрены закономерности и симметричные свойства высокочастотного отклика в более сложных диодных наноструктурах с двумя квантовыми ямами (ДНС). В широком диапазоне гигагерцовых, субтерагерцовых и терагерцовых частот с использованием результатов теории [7] проанализированы зависимости высокочастотного отклика от энергии поступающих в структуру электронов, частоты внешнего электромагнитного поля, напряженности постоянного электрического поля, прикладываемого к структуре, особенности, обусловленные взаимодействием электронных состояний в соседних квантовых ямах структуры. Показано, что наличие второй квантовой ямы в ДНС приводит к асимметрии высокочастотного отклика и возникновению эффекта энергетической фильтрации, выделяющей из ансамбля электронов в эмиттерной части ДНС только некоторую часть электронов, активно участвующую во взаимодействии с внешним СВЧ полем. Обнаруженный эффект открывает перспективы резкого повышения эффективности резонансно-туннельных структур в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот как за счет подавления вклада процессов поглощения, так и за счет дополнительного возрастания коэффициента усиления, обусловленного особенностями квантового режима усиления в ДНС.

Высокочастотный отклик в одноямных и двухъямных РТД структурах. Действительная часть плотности высокочастотного тока (приведенный ток) $\overline{J}_c(\omega, \delta)$ и высокочастотный отклик $J_c(\omega, \delta)$ в одноямной РТД в поле $E_\omega = E_0 \cos \omega t$ определяются выражениями [4, 5]

$$\overline{J}_c(\omega, \delta) = -(evq^2) \left(\frac{1}{2} eaE_\omega \right) J_c(\omega, \delta), \quad (1)$$

$$J_c(\omega, \delta) = \frac{4\delta\Gamma^2}{[(\delta + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}. \quad (2)$$

Здесь evq^2 – плотность потока моноэнергетических электронов с энергией ε_0 , попадающих в РТД структуру за единицу времени, a – ширина квантовой ямы. Как следует из (2), точно в резонансе, то есть при $\delta = 0$, высокочастотный отклик $J_c(\omega, \delta)$ равен нулю при всех частотах. Усиление (отрицательный отклик) реализуется при $\delta > 0$ в условиях, когда энергия электронов ε_0 оказывается выше центра уровня ε_R как в случае $\delta < \Gamma$ (классический режим усиления), так и в случае $\delta > \Gamma$ (квантовый режим усиления). Частотное положение максимума усиления определяется выражением $\hbar\omega = \sqrt{\delta^2 - \Gamma^2}$. При классическом режиме ($\hbar\omega \approx 0$, $\delta_{\max} \approx \Gamma$) величина отклика в максимуме $J_c^{\max}(\omega, \delta) \approx -1/\Gamma$. При квантовом

режиме ($\hbar\omega \gg \Gamma$, $\delta_{\max} \approx \hbar\omega$) величина отклика в максимуме $J_c^{\max}(\omega, \delta) \approx -1/\hbar\omega$.

Теоретическое описание высокочастотного отклика в двухъямной ДНС структуре намного сложнее [7]. В работе [7] квантовая теория построена применительно к ДНС с двумя одинаковыми ямами в приближении δ -барьеров при моноэнергетическом пучке подводимых к структуре электронов (ε_{R1} и ε_{R2} – уровни в первой и второй квантовых ямах в ДНС, см. рис.1). В общем случае решения имеют слож-

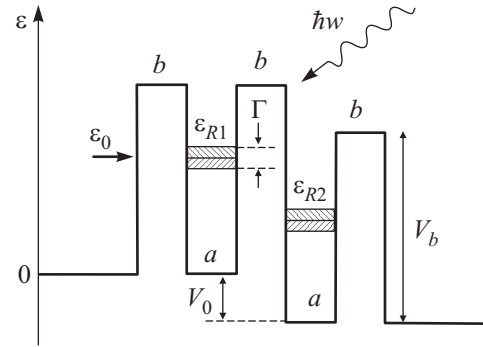


Рис.1. Профиль дна зоны проводимости в ДНС (a и b – ширина квантовых ям и барьеров, V_b – высота барьера, V_0 – постоянное напряжение, Γ – квантовая ширина уровней ε_{R1} и ε_{R2} , ε_0 – энергия инжектируемых электронов, $\hbar\omega$ – энергия фотонов СВЧ излучения)

ный интегральный вид. Поэтому в [7] проанализирован частный случай $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$, когда энергия электронов в эмиттерной части ДНС находится в резонансе с уровнем размерного квантования ε_{R1} первой из ям. Величина высокочастотного отклика в этом случае описывается выражением [7]

$$J_c(\omega, \varepsilon_0) = \frac{V_b b}{\hbar\Gamma} \sqrt{\frac{2m^*}{\varepsilon_0}} \times \frac{4\Gamma^2 \Delta_0^2}{|[\varepsilon_0 - \varepsilon_{R1} + i\Gamma][\varepsilon_0 - \varepsilon_{R2} + i\Gamma]|^2} \times \left[\frac{\Gamma \Delta_0}{i\delta[\varepsilon_0 - \varepsilon_{R1} - \hbar\omega + i\Gamma][\varepsilon_0 - \varepsilon_{R2} - \hbar\omega + i\Gamma] + K.C.} \right] \times \left[\frac{eV_0}{\Delta_0} + \sqrt{1 + \left(\frac{eV_0}{\Delta_0} \right)^2} \right] \sqrt{1 + \left(\frac{eV_0}{\Delta_0} \right)^2}, \quad (3)$$

где V_0 – прикладываемое к ДНС постоянное электрическое поле, Δ_0 – энергетическое расстояние между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} в отсутствие электрического поля. Формула (3) относится к случаю $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и, очевидно, не содержит никакой информации о вкладе электронов других энергий ε_0 в высокочастотный отклик в ДНС, то есть в принципе не позволяет судить об особенностях эффектов, связанных с дефор-

мацией высокочастотного отклика в зависимости от энергии эмиттерных электронов. В настоящей работе проведен анализ высокочастотного отклика в более общем случае произвольных значений ε_0 энергии электронов. Анализ основан на расчете волновых функций, резонансных уровней и приведенного тока в ДНС методами численного интегрирования с использованием формул (8)–(11), (38), (42), (43) и (59) теории [7]. Используемые формулы справедливы при выполнении следующих модельных условий: $(V_b b / \hbar) \sqrt{2m^* / \varepsilon_{R1}} \gg 1$ (приближение “сильных” барьеров) и $\varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2} \ll \varepsilon_{R1}$ (малость величины расщепления по сравнению с энергией резонансных уровней) [7].

Особенности высокочастотного отклика в ДНС в зависимости от энергии электронов в предбарьерной области структуры. Ниже представлены результаты расчета высокочастотного отклика в ДНС при произвольных значениях ε_0 энергии электронов в эмиттерной части ДНС, позволяющие составить представление об общей картине явлений усиления и поглощения, об относительном вкладе различных механизмов и особенностях симметричных свойств высокочастотного отклика в зависимости от различных условий. На рис.2 приведены

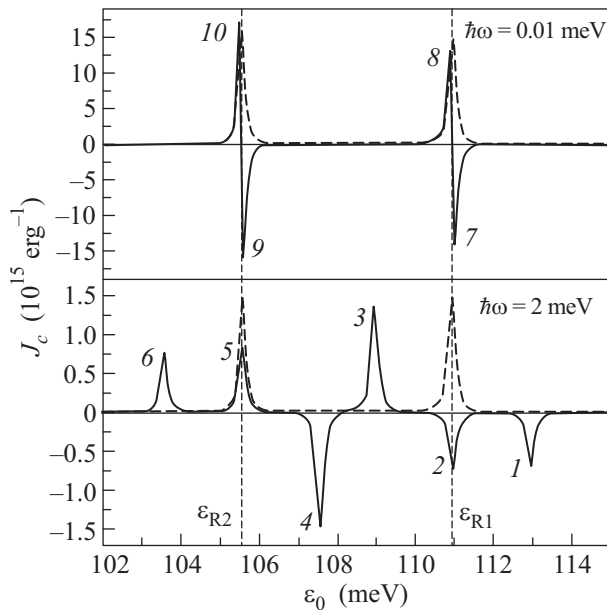


Рис.2. Рассчитанный высокочастотный отклик $J_c(\omega, \varepsilon_0)$ в зависимости от ε_0 для частот $\hbar\omega = 0.01$ мэВ и 2 мэВ для GaAs/AlAs ДНС с параметрами: $a = b = 7$ нм, высота барьеров $V_b = 0.9$ эВ, масса электронов в яме и в барьере $m^* = 0.067m_0$ (пунктиром показана электронная прозрачность ДНС)

данные расчета высокочастотного отклика $J_c(\omega, \varepsilon_0)$ в ДНС (параметры ДНС приведены в подписи к ри-

сунку) в зависимости от ε_0 для двух характерных частотных диапазонов: при низкой частоте 2.5 ГГц ($\hbar\omega = 0.01$ мэВ) и при частоте 0.5 ТГц ($\hbar\omega = 2$ мэВ), близкой к терагерцовой. Пунктиром показана электронная прозрачность ДНС с двумя резонансными максимумами при энергиях $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$. При выбранных частотах, как видно из рис.2, проявляются оба, как классический, так и квантовый механизмы (режимы) взаимодействия ДНС с внешним электромагнитным полем в виде полос отклика 1, 2, 4, 7, 9 отрицательного знака (усиление) и полос отклика 3, 5, 6, 8, 10 положительного знака (поглощение). Низкочастотные полосы 7, 8 и 9, 10, расположенные вблизи резонансных уровней ε_{R1} и ε_{R2} , очевидно, обусловлены классическим механизмом взаимодействия. Полосы 1, 3 и 4, 6, расположенные на энергетическом расстоянии $\hbar\omega = 2$ мэВ в стороне от резонансных уровней, обусловлены квантовым механизмом взаимодействия.

Общей универсальной закономерностью, как в случае классического режима, так и в случае квантового режима является тот факт, что возникновение усиления электромагнитной волны реализуется в условиях, когда энергия моноэнергетического пучка электронов в эмиттерной части ДНС оказывается выше соответствующего уровня квантовой ямы (квантовый режим) или центральной части этого уровня (классический режим). Поглощение (положительный отклик) наблюдается в обратной ситуации при энергиях ε_0 ниже соответствующих уровней квантовых ям в ДНС. Общая картина явлений с участием электронных переходов типа “сверху-вниз” и типа “снизу-вверх”, участвующих в формировании высокочастотного отклика в ДНС, во многом аналогична рассмотренной Казариновым и Сурисом [8] при построении теории межподзонных оптических переходов в системе связанных квантовых ям, впоследствии приведшей к созданию первых квантовых каскадных лазеров [9].

Обращаясь к откликам 2 и 5, зарегистрированным непосредственно при энергиях $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$, можно отметить, что они не связаны с классическим механизмом (наблюдаются при $\hbar\omega > \Gamma$) и, по-видимому, определяются вкладом косых электронных переходов между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} , то есть переходов того же типа, которые рассматривались в работе [8]. Наблюдаемое различие знака откликов 2 и 5 вполне соответствует данной интерпретации.

Эффект энергетической фильтрации. При изменении частоты и напряженности постоянного электрического поля V_0 меняются как величина отклика, так и общий характер зависимостей высо-

кочастотного отклика ДНС от энергии электронного пучка в эмиттере. Наибольшие значения высокочастотного отклика наблюдаются в случае двойного резонанса при $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ при частотах фотонов с энергией, в точности равной энергетическому расстоянию между уровнями размерного квантования в соседних квантовых ямах ДНС. Поэтому при рассмотрении симметричных свойств отклика в ДНС ограничимся анализом ситуации $\hbar\omega = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$. Как следует из выполненных расчетов (рис.3а, $V_0 = 0$), симметрия высокочастотного отклика в отсутствие

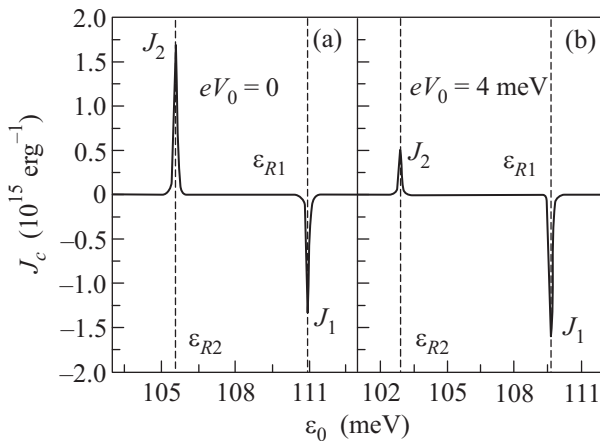


Рис.3. Высокочастотный отклик $J_c(\omega, \varepsilon_0)$ в отсутствие (а) и при наличии (б) постоянного электрического поля в оптимальных условиях двойного резонанса $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и $\hbar\omega_{\text{res}} = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$

электрического поля в ДНС с одинаковыми квантовыми ямами оказывается примерно такой же, как и в случае одноямной РТД. Сигналы усиления J_1 и поглощения J_2 , определяемые, соответственно, электронными переходами типа “сверху-вниз” (при $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$) и типа “снизу-вверх” (при $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$) между уровнями расщепленного электронного состояния в результате взаимодействия электронных состояний в соседних ямах, оказываются примерно одинаковыми по величине и должны компенсировать друг друга в случае ДНС с распределенными по энергии электронами в предбарьерной части структуры. Этот результат не вызывает удивления, поскольку из-за перекрытия волновых функций и взаимодействия электронов в соседних ячейках расщепленные электронные состояния оказываются фактически равноправными и принимают примерно одинаковое участие в процессах взаимодействия с внешним электромагнитным полем.

Картина физических явлений изменяется существенным образом при наложении постоянного электрического поля V_0 . Как видно из рис.3б, в посто-

янном электрическом поле симметрия сигналов усиления и поглощения в ДНС нарушается. Величина усиления J_1 ($\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$) в поле $V_0 = 4$ мэВ намного превышает величину поглощения J_2 ($\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$). С ростом электрического поля, как следует из рис.4, сигнал поглощения J_2 быстро падает по величине, в

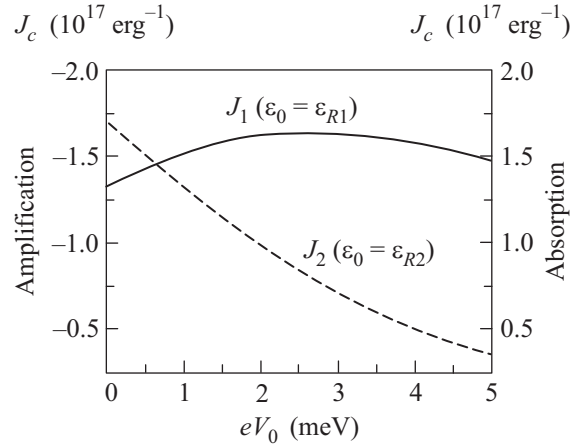


Рис.4. Изменение сигнала усиления J_1 и сигнала поглощения J_2 на частоте $\hbar\omega_{\text{res}}$ в зависимости от напряжения постоянного электрического поля eV_0

то время как сигнал усиления J_1 на той же частоте, напротив, возрастает и проходит через пологий максимум. Эти изменения можно объяснить, исходя из следующих соображений. Электронные состояния в первой и во второй квантовых ямах из-за сдвига электронных уровней в электрическом поле перестают быть эквивалентными. По той же причине перестают быть эквивалентными и процессы взаимодействия электромагнитного поля с этими электронными состояниями. Резонансный уровень в первой яме ДНС оказывается привилегированным с точки зрения туннелирования и взаимодействия с электромагнитным излучением, что приводит к уменьшению относительного вклада поглощательных процессов и возрастанию результирующего суммарного высокочастотного отклика при резонансной частоте $\hbar\omega_{\text{res}} = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$. Существенный вклад в этот эффект вносят косые электронные переходы между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} в ДНС.

На рис.5 представлены результаты расчета суммарного высокочастотного отклика, выполненного с учетом вкладов всех участвующих в формировании высокочастотного отклика механизмов усиления и поглощения при каждой выбранной частоте для модели электронов, распределенных в энергетической полосе $\Theta = 90 \div 125$ мэВ, захватывающей уровни ε_{R1} и ε_{R2} ДНС. Расчеты выполнены в предположении не-

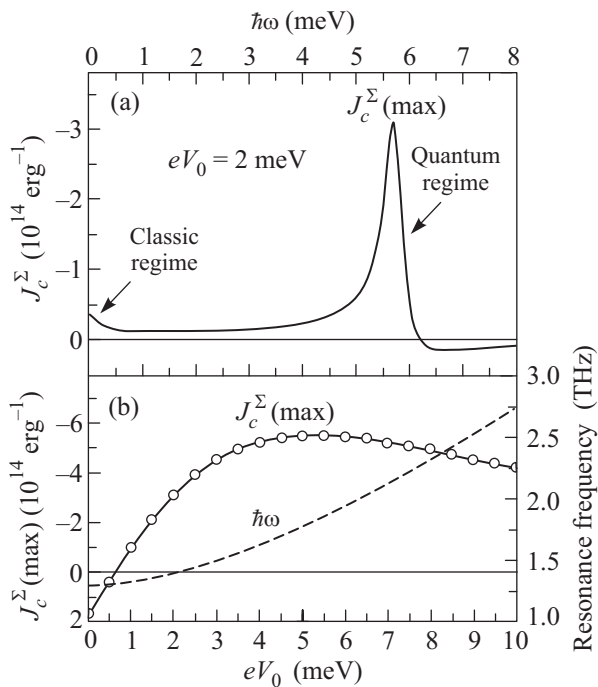


Рис.5. (а) Частотная зависимость суммарного высокочастотного отклика J_c^Σ , рассчитанная в полосе энергий $\Theta = 90 \div 125$ мэВ при $eV_0 = 2$ мэВ (эффект энергетической фильтрации); (б) перестройка резонансной частоты и изменение величины суммарного высокочастотного отклика на частоте $\hbar\omega_{\text{res}}$ с ростом напряженности постоянного электрического поля eV_0

изменности суммарной величины потока электронов, попадающих в ДНС за единицу времени ($I = evq^2 = \text{const}$). Как видно из рис.5а, результирующий отклик в ДНС в постоянном электрическом поле имеет ярко выраженный резонансный характер с максимумом при $\hbar\omega_{\text{res}}$. На расчетной кривой практически не проявляется отклик на низких гигагерцовых частотах, что обусловлено симметрией высокочастотного классического отклика, приводящей к компенсации сигналов усиления и поглощения и уменьшению величины суммарного высокочастотного отклика при низких частотах.

Приведенные данные демонстрируют возможность реализации в ДНС эффекта энергетической фильтрации, при котором только небольшая часть электронов с энергиями в интервале $\varepsilon_0 \approx \varepsilon_{R1} \div \varepsilon_{R2}$ из всего ансамбля электронов в приборьерной области ДНС принимает активное участие в формировании высокочастотного отклика. Электроны с другими энергиями, $\varepsilon_0 \neq \varepsilon_{R1} \div \varepsilon_{R2}$, оказываются менее эффективными и устраняются от участия в формировании высокочастотного отклика. На самом деле интервал энергий $\Delta\varepsilon_0$ еще уже, поскольку

вклад переходов типа “сверху-вниз” ($\varepsilon_0 \approx \varepsilon_{R1}$) между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} может существенно превосходить в постоянном электрическом поле вклад переходов типа “снизу-вверх” ($\varepsilon_0 \approx \varepsilon_{R2}$) при формировании высокочастотного отклика. Полоса энергетической фильтрации в этом случае ограничивается величиной квантовой ширины уровня ε_{R1} в ДНС ($\Delta\varepsilon_0 \approx \Gamma_1$).

Обнаруженный эффект энергетической фильтрации, существенный в случае резонансно-туннельных структур с фермиевским распределением носителей в эмиттерной части структуры, открывает реальные перспективы существенного повышения эффективности твердотельных усилительных и генераторных устройств на основе ДНС в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот.

Перестройка резонансной частоты усиления и изменение величины результирующего суммарного квантового высокочастотного отклика в ДНС при варьировании постоянного электрического поля. Поскольку величина $\varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$ энергетического расстояния между уровнями размерного квантования в соседних квантовых ямах ДНС меняется с изменением напряженности электрического поля V_0 , наложение электрического поля приводит к перестройке резонансной частоты $\hbar\omega_{\text{res}}$ [7]. На рис.5б приведены данные, иллюстрирующие характер изменения резонансной частоты $\hbar\omega_{\text{res}}$ и величины суммарного высокочастотного отклика J_c^Σ в ДНС в зависимости от V_0 . Как следует из рисунка, при малых $eV_0 < 0.1\Delta_0$ интегральный отклик является положительным, то есть преобладающими являются процессы поглощения ($\Delta_0 \approx 5$ мэВ). В полях $eV_0 > 0.2\Delta_0$ ($eV_0 > 1$ мэВ) процессы усиления становятся преобладающими. Величина усиления выходит на максимум и слабо изменяется в интервале напряжений $eV_0 = 2 \div 15$ мэВ при изменении частоты $2 \div 4$ ТГц. Полученные данные свидетельствуют о возможности перестройки резонансной частоты усиления в широком диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот в ДНС посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного электрического поля.

Сопоставление характеристик высокочастотного отклика в ДНС и РТД. Выполненные расчеты позволяют оценить соотношение величин высокочастотного отклика, обусловленного квантовым и классическим режимами усиления. В случае одноямных РТД квантовый отклик на терагерцовых частотах всегда намного меньше гигагерцового классического отклика [4, 6]. Согласно (2), для РТД $J_c^{\text{quant}}(\text{РТД})/J_c^{\text{class}}(\text{РТД}) \equiv \Gamma_{\text{RTD}}/\hbar\omega \approx 0.2/5 \approx$

0.04. В случае двухъямных ДНС, как показывают результаты настоящей работы, реализуется совершенно иная ситуация. Как видно из рис.2, даже в не оптимальной ситуации $\hbar\omega \neq \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$ квантовый отклик на терагерцовых частотах (полосы 1, 3, 4, 6) оказывается вполне соизмеримым по величине с классическим низкочастотным откликом (полосы 7, 8, 9, 10). В оптимальном случае двойного резонанса (полосы J_1, J_2 на рис.3а) терагерцовый сигнал, обусловленный квантовым режимом усиления, превосходит по величине классический гигагерцовый сигнал (полосы 7, 8, 9, 10 на рис.2) примерно на порядок и оказывается доминирующим.

Основываясь на приведенных соотношениях, нетрудно сопоставить величины высокочастотного отклика, обусловленного квантовым режимом усиления, в ДНС и РТД [7]. В условиях двойного резонанса, согласно (3),

$$J_c^{\text{quant}}(\text{ДНС})/J_c^{\text{quant}}(\text{РТД}) \equiv \left(\frac{V_b b}{\hbar \Gamma_{DNS}} \sqrt{\frac{2m^*}{\varepsilon_{R1}}} \right) / \left(\frac{1}{\hbar \omega} \right).$$

Конкретная оценка этой величины для рассматриваемых структур $J_c^{\text{quant}}(\text{ДНС})/J_c^{\text{quant}}(\text{РТД}) \sim 10^3$ показывает, что это различие может достигать нескольких порядков.

Возможность достижения высоких значений коэффициента усиления на высоких частотах в условиях энергетической фильтрации и возможность перестройки частоты усиления выделяют ДНС из набора других наноструктур и открывают перспективы соз-

дания на основе ДНС нового типа высокоэффективных твердотельных генераторов и преобразователей субтерагерцового и терагерцового диапазонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-02-00513, # 09-02-12438-офи-м), Программы Президиума РАН “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”, Программ фундаментальных исследований ОФН РАН “Современные проблемы радиофизики” (IV.12) и “Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров” (III.7), программы УНК ФИАН.

1. T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald et al., Appl. Phys. Lett. **43**, 588 (1983).
2. E. R. Brown, J. R. Soderstorm, C. D. Parker et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 2291 (1991).
3. N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Fsada, Appl. Phys. Lett. **87**, 233501 (2005).
4. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **116**, 704 (1999); **121**, 925 (2002); **124**, 379 (2003).
5. В. А. Чуенков, КСФ № 10, 21 (2008).
6. О. А. Клименко, Н. В. Дьяконова, В. Кнап и др., КСФ № 1, 24 (2009); № 1, 36 (2009).
7. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **127**, 131 (2005).
8. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ФТП **6**, 148 (1972).
9. A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 2101 (1998).