

Генерация низкочастотных высших гармоник в резонансно-туннельном диоде

© В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев*, А.Ю. Сукочев[†], И.Ю. Безотосный, М.П. Бежко

Национально исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

* Физико-технологический институт Российской академии наук,
117218 Москва, Россия

(Получена 24 сентября 2013 г. Принята к печати 25 ноября 2013 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано поведение высших гармоник резонансно-туннельного диода в адиабатическом пределе. В рамках численного решения временного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями рассчитаны токи первых трех гармоник. Показано, что поведение токов качественно согласуется с экспериментальными данными и с результатами простой модели, используемой нами ранее. Показана возможность генерации электромагнитного поля на частотах, кратных номеру гармоники.

1. Введение

Высокочастотные устройства терагерцового диапазона уже давно привлекают к себе повышенное внимание в связи с перспективностью их использования в медицине, системах связи и безопасности и др. Открытие отрицательной дифференциальной проводимости в резонансно-туннельных наноструктурах привело к возможности усиления и генерации электромагнитного поля [1,2]. Еще в 1991 г. в работах американских ученых была продемонстрирована генерация на одноямной резонансно-туннельной наноструктуре (резонансно-туннельном диоде — РТД) вплоть до частоты 712 ГГц [3]. Однако мощность генерации и усиления резко падала с ростом частоты и, несмотря на большое число исследований, существенно увеличить ее до сих пор не удалось. Недавно была получена генерация электромагнитного поля с частотой, превышающей 1 ТГц на РТД, интегрированном в щелевую антенну [4,5]. При этом частота основной (первой) гармоники осцилляций составляла 342 ГГц, а рекордная частота 1.02 ТГц соответствовала третьей гармонике. Следовательно, генерация высших гармоник РТД открывает новые возможности увеличения частоты и мощности.

В аналитической работе [6] в рамках последовательной когерентной модели с δ -функционными барьерами и моноэнергетическими электронами была построена нелинейная теория генерации РТД в адиабатическом пределе $\omega \ll \Gamma$ (ω — частота гармоники, Γ — полуширина резонансного уровня в квантовой яме). Были найдены аналитические выражения для амплитуд токов J_n гармоник как функции тока накачки и отстройки $\delta = E - E_R$ (E — энергия подводимых к структуре электронов, E_R — энергия резонансного уровня) для различных параметров структуры РТД. В частности, в [6] было показано, что в зависимости от δ генерация электромагнитного поля происходит в „мягком“ и „жестком“ режимах. Особенность „жесткого“ режима состоит в

наличии гистерезиса на зависимости мощности генерации от тока накачки, в „мягком“ же режиме гистерезис отсутствует.

В данной работе экспериментально и теоретически исследовано поведение высших гармоник в пределе $\omega \ll \Gamma$ для реальной структуры с учетом фермиевского распределения электронов. В рамках численного решения временного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями найден ток через структуру и амплитуды токов первых трех гармоник. Проведенное сравнение результатов расчета с экспериментальными данными и результатами, полученными [6], показало хорошее качественное согласие.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 приведены результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) и амплитуды токов высших гармоник образцов РТД. Постановка задачи и основные уравнения модели, использованной нами при расчете, представлены в разд. 3. В разд. 4 приводятся полученные в [6] аналитические выражения для амплитуд токов высших гармоник и их краткий анализ. Кроме того, в нем содержатся результаты численного моделирования низкочастотных гармоник высших порядков в РТД и проведено сравнение с аналитическими формулами и экспериментальными данными. Обобщение полученных результатов и заключение даны в разд. 5.

2. Экспериментальное исследование низкочастотных гармоник высших порядков в РТД

В данной работе в качестве исследуемых образцов РТД использовались двухбарьерные квантовые структуры (ДБКС), изготовленные в Московском институте электронной техники (г. Зеленоград). Образец представляет собой пластину, на которой размещены две контактные площадки, соответствующие базам и самой ДБКС, на каждую базу по одной структуре. Размер мезы исследуемого образца составлял 6×6 нм. Каждая ДБКС

[†] E-mail: aysukochev@gmail.com

Размеры слоев двухбарьерной квантовой структуры

№ слоя	Материал	Толщина слоя, Å
1 — контактный слой	GaAs, концентрация носителей $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	1000
2 — спейсер	GaAs, нелегированный	100
3 — барьер	AlAs, нелегированный	23
4 — квантовая яма	GaAs, нелегированный	45
5 — барьер	AlAs, нелегированный	20
6 — спейсер	GaAs, нелегированный	400
7 — контактный слой	GaAs, концентрация носителей $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	5000

выполнена на основе гетероструктуры GaAs–AlGaAs, изготовленной молекулярно-лучевой эпитаксией слоев на подложку GaAs. В результате напыления образовывались двухбарьерные структуры, характеристики которых представлены в таблице. Концентрация носителей в контактах составляет 10^{18} см^{-3} , что соответствует энергии Ферми $E_F = 56 \text{ мэВ}$.

Установка для наблюдения гармоник состоит из монтажной платы с образцом, анализатора спектра Agilent E4446a с диапазоном частот до 44 ГГц для работы в области высоких частот (выше 100 кГц), селективного фазочувствительного усилителя SRS SR830 для работы при низких частотах (0–100 кГц), генератора высоких частот Agilent E8257D (500 кГц–20 ГГц) и системы питания Agilent 6705 с прецизионным модулем N6762A, с помощью которого задается напряжение смещения. На низких частотах используется встроенный генератор селективного усилителя. Управление установкой, сбор и представление данных осуществляется с помощью компьютера. Более детально методика проведения эксперимента описана в работе [7].

Были измерены ВАХ РТД, одна из которых показана на рис. 1. Ширина области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) составляет около 300 мэВ. Измерены зависимости амплитуд гармоник напряжения и тока вплоть до третьей гармоники от напряжения смещения при частоте 10 кГц и амплитуды внешнего сигнала $V_{ac} = 10 \text{ мВ}$. Видно, что амплитуда сигнала более чем на порядок меньше, чем ширина области ОДП,

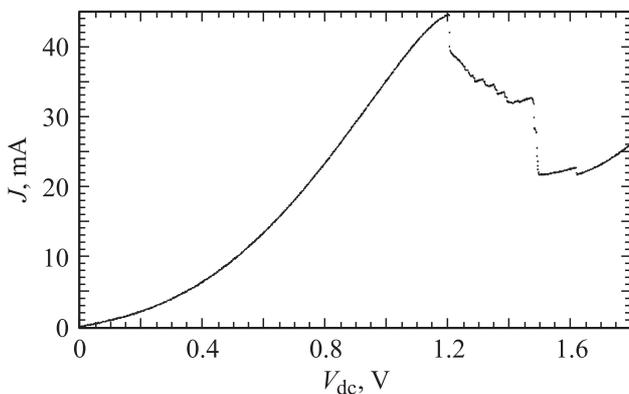


Рис. 1. Экспериментально измеренная вольт-амперная характеристика РТД.

поэтому можно считать, что поле слабое. На рис. 2 показаны зависимости амплитуды напряжения первой, второй и третьей гармоник на РТД от напряжения смещения при частоте 10 кГц и амплитуде внешнего сигнала 10 мВ. Видно, что на зависимости наблюдаются максимумы и точки, в которых амплитуда практически равна нулю. С номером гармоники число максимумов и нулей растет. Аналогичные зависимости со всеми особенностями получены для гармоник тока через РТД.

3. Теоретическая модель. Постановка задачи и основные уравнения

Представим резонансно-туннельный диод (РТД) в виде квантовой ямы шириной a , ограниченной двумя барьерами шириной b_1 и b_2 . Волновая функция электрона удовлетворяет нестационарному уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + [U_s(x) + V_{ds}(x) + V_{ac}(x, t)]\psi(x, t), \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электрона в структуре, $U_s(x)$ — потенциальный двухбарьерный профиль дна зоны проводимости РТД, $V_{dc}(x)$ — изменение потенциала под действием напряжения V_{dc} на РТД;

$$V_{dc}(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ -\frac{eV_{dc}x}{L}, & 0 \leq x \leq L \\ -eV_{dc}, & x > L, \end{cases} \quad (2)$$

e — заряд электрона, $L = b_1 + a + b_2$ — длина структуры РТД, $V_{ac}(x, t)$ — потенциал внешнего переменного электрического поля с амплитудой V_{ac} и частотой ω :

$$V_{ac}(x, t) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ -\frac{eV_{ac}x}{L} \cos \omega t, & 0 \leq x \leq L \\ -eV_{ac} \cos \omega t, & x > L. \end{cases} \quad (3)$$

Граничные условия (ГУ) к уравнению Шредингера (1) запишем следующим образом:

$$\begin{cases} \psi(0, t) + \frac{1}{ik_L} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 2q(E) \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right), \\ \psi(L, t) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L, t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

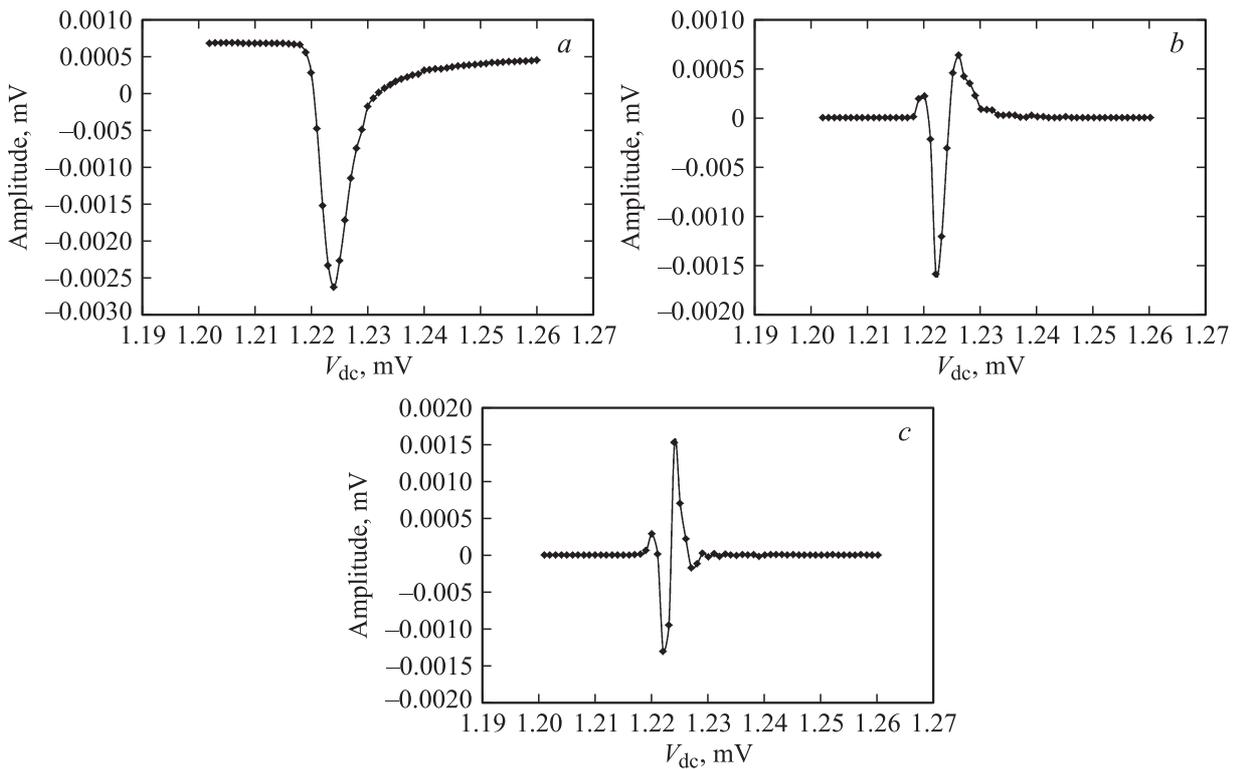


Рис. 2. Экспериментально измеренная зависимость амплитуды первой (a), второй (b) и третьей (c) гармоник от напряжения смещения для переменного поля с амплитудой $V_{ac} = 0.01$ В.

где

$$k_L = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}} \quad \text{и} \quad k_L = \sqrt{\frac{2m^*(E + V_{dc})}{\hbar^2}}$$

— волновые векторы электрона справа и слева от структуры соответственно, E — энергия электронов. Величина q представляет собой плотность потока подводимых к РТД электронов, которая равна

$$q(E) = \sqrt{\frac{m^*T}{\pi\hbar^2} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{T}\right) \right]}, \quad (5)$$

где T — температура, E_F — энергия Ферми. Плотность тока дается следующим выражением (см., например, [8,9]):

$$J(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_0^\infty D(E, t) q^2(E) dE, \quad (6)$$

где

$$D(E, t) = \frac{1}{k_L} \frac{1}{L} \times \int_0^L dx \left\{ \psi^*(x, t) \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} - \psi(x, t) \frac{\partial \psi^*(x, t)}{\partial x} \right\}. \quad (7)$$

В переменном поле с низкой частотой $\omega \ll \Gamma$ ток может быть разложен в ряд по гармоникам:

$$J(t) = J_0 + \sum_{n=1} J_n \cos n\omega t, \quad (8)$$

где J_0 — статический ток, J_n — амплитуда тока n -ой гармоники, которая рассчитывается по следующей формуле:

$$J_n = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} J(t) \cos(n\omega t) dt. \quad (9)$$

Для расчетов шаг по времени подбирался таким образом, чтобы на период самой высокой рассчитываемой гармоники приходилось 200 временных слоев.

Следует отметить, что ГУ (4), использованные нами при расчетах, не являются точными для данной задачи. Точные ГУ для временного уравнения Шредингера приведены в [10]. Однако в силу специфики нашей задачи — расчетов на достаточно больших временных интервалах из-за необходимости ожидания установления тока — точные условия требуют большого количества машинного времени, так как временные интегралы, входящие в них, зависят от всей предыстории. В то же время в работе [11] на примере расчета переходных процессов в РТД показано, что результаты, полученные с использованием приближенных ГУ, аналогичных (4), хорошо согласуются с данными, рассчитанными с применением точных ГУ [10]. Поэтому мы считаем применение приближенных ГУ (4) в нашем случае допустимым.

4. Моделирование низкочастотных гармоник высших порядков в РТД

Теоретическое исследование гармоник РТД в низкочастотном пределе $\omega \ll \Gamma$ было проведено ранее одним из авторов в [6]. В работе рассматривалась простая модель, в которой квантовые барьеры представлялись двумя δ -функциями мощности α , между которыми находилась квантовая яма шириной a . В работе предполагалось, что подводимые из эмиттера к структуре электроны имеют моноэнергетическое распределение, что справедливо при $E_F \ll \Gamma$. Ток $J(t)$ через РТД, находящийся в переменном поле (3) с амплитудой V_{ac} , давался следующим выражением:

$$J(t) = J_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \cos(2\omega kt) J_{2k} + \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cos(2\omega(k+1)t) J_{2k+1}, \quad (10)$$

где

$$J_0 = \frac{Q\Gamma^2}{\delta^2 + \Gamma} \quad (11)$$

— статический ток, J_{2k} (J_{2k+1}) — амплитуда тока четных (нечетных) гармоник. Аналитические выражения, полученные в [6] для амплитуд токов гармоник, имеют следующий вид ($\hbar = 2m^* = e = 1$):

$$J_{2k}(v) = \frac{Q\Gamma}{2v^{2k}} \left\{ \frac{[\sqrt{v^2 + (\Gamma - i\delta)^2} - (\Gamma - i\delta)]^{2k}}{\sqrt{v^2 + (\Gamma - i\delta)^2}} + \text{к. с.} \right\}, \quad (12)$$

$$J_{2k+1}(v) = \frac{iQ\Gamma}{2v^{2k+1}} \left\{ \frac{[\sqrt{v^2 + (\Gamma - i\delta)^2} - (\Gamma - i\delta)]^{2k+1}}{\sqrt{v^2 + (\Gamma - i\delta)^2}} - \text{к. с.} \right\}$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, \quad Q = q^2 p, \quad E = p^2, \quad v = \frac{V_{ac}}{4}, \quad (13)$$

где $n = 2k$ — номер четной гармоники, $n = 2k + 1$ — номер нечетной гармоники, Q — ток накачки, p — импульс электронов, $\delta = E - E_r$ — отстройка энергии подводимых электронов от энергии резонансного уровня. В пределе слабого переменного поля ($v \ll \Gamma$), а именно этот случай будет рассматриваться в нашей работе, в работе [6] из (12), (13) были получены следующие выражения для J_n :

$$J_1(v, \delta) = -\frac{v\delta\Gamma^2 Q}{(\delta^2 + \Gamma^2)^2} = v \frac{\partial I_0(E)}{\partial E},$$

$$J_2(v, \delta) = -v^2 \frac{Q\Gamma^2(\Gamma^2 - 3\delta^2)}{4(\Gamma^2 + \delta^2)^3},$$

$$J_3(v, \delta) = -v^3 \frac{Q\delta\Gamma^2(\Gamma^2 - \delta^2)}{4(\Gamma^2 + \delta^2)^4}. \quad (14)$$

Видно, что амплитуда тока первой гармоники пропорциональна v , второй — v^2 , а третьей — v^3 . В соответствии с формулой (11) J_0 имеет максимум при

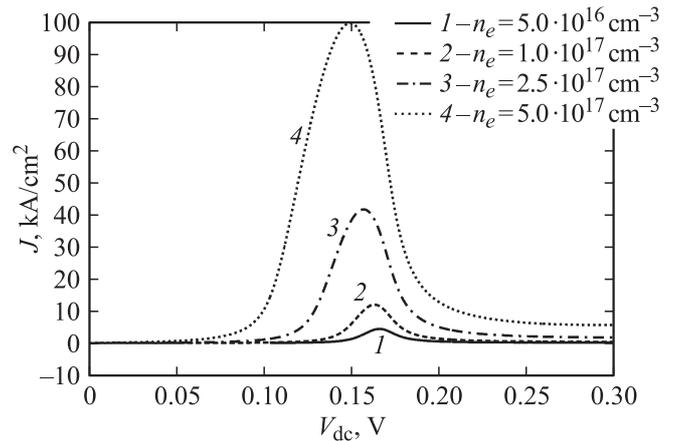


Рис. 3. Численно рассчитанная ВАХ резонансно-туннельного диода для различных значений E_F .

$\delta = 0$, если поле мало по сравнению с Γ . Нетрудно показать, что амплитуда тока каждой следующей гармоники пропорциональна производной по энергии от амплитуды предыдущей. Таким образом, J_1 имеет положительный максимум при $\delta = -\Gamma/\sqrt{3}$ и симметричный отрицательный минимум при $\delta = \Gamma/\sqrt{3}$. При $\delta > 0$ амплитуда J_1 отрицательна, что свидетельствует о возможности генерации (усиления) электромагнитного поля. Соответственно амплитуда второй гармоники имеет отрицательный минимум при $\delta = 0$ и два симметричных положительных максимума при $\delta \pm \Gamma$. Кроме того, $J_1 < 0$ при $\delta^2 < \Gamma^2/3$, поэтому в данной области вновь возможна генерация при частоте 2ω . Аналогичные рассуждения можно провести и для следующих гармоник.

Однако данные аналитические выражения (14) получены для модельной структуры с δ -функциональными барьерами и для электронов с моноэнергетическим распределением. В случае реальных структур роль энергии подводимых электронов E будет играть напряжение смещения V_{dc} , так как именно с его помощью производится изменение положения резонансного уровня в квантовой яме. Аналитические формулы (14) хорошо описывают случай, когда концентрация допированных электронов n_e настолько мала, что выполняется условие $E_F \ll \Gamma$, т. е. к структуре подводится моноэнергетический поток электронов. Для реальных структур, как правило, концентрация электронов достаточно велика, и, следовательно, распределение уже нельзя считать моноэнергетическим, поскольку энергия Ферми E_F оказывается значительно больше ширины резонансного уровня (например, при $n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина $E_F \approx 50 \text{ мэВ}$, в то время как Γ составляет порядка нескольких миллизэлектронвольт). Поэтому представляет интерес исследовать случай реальных структур РТД, когда из эмиттера и коллектора подводятся электроны, имеющие распределение Ферми.

Для расчета использовалась структура с прямоугольными потенциальными барьерами со следующими параметрами: ширина барьеров $b_1 = b_2 = 2.5 \text{ нм}$,

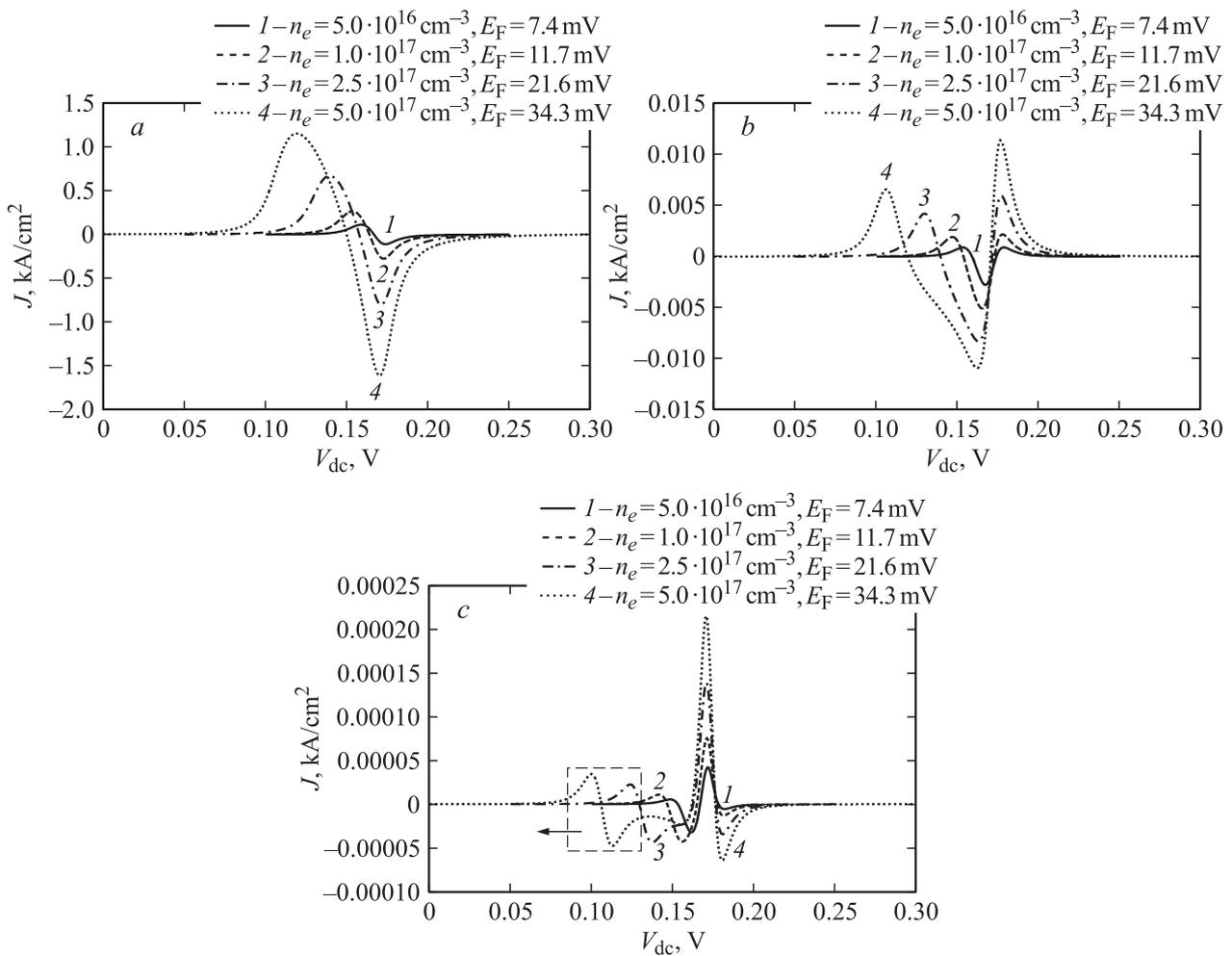


Рис. 4. Численно рассчитанная зависимость амплитуды первой (а), второй (b) и третьей (c) гармоник РТД от напряжения смещения.

ширина квантовой ямы $a = 5$ нм, высота барьеров $U_{b1} = U_{b2} = 0.3$ эВ. Эффективная масса m^* полагалась равной $0.067m_e$ во всей структуре. Температура полагалась равной 10 К, амплитуда переменного поля $eV_{ac} = 0.436$ мэВ = 0.1 Г. На рис. 3 изображена ВАХ структуры при различных значениях концентрации легированных электронов n_e . Видно, что ВАХ имеет обычную N-образную форму: с ростом напряжения V_{dc} ток сначала увеличивается, затем достигает максимума при напряжении $V_{dc}^{(0)}$, а затем быстро падает. Такое поведение качественно хорошо согласуется с (11) и с экспериментальной ВАХ, измеренной нами (рис. 1).

Как уже упоминалось, согласно выражениям (14), полученным в приближении моноэнергетических электронов и отсутствия напряжения смещения, при низких частотах $\omega \ll \Gamma$ амплитуда каждой следующей гармоники пропорциональна производной по энергии от амплитуды предыдущей, т. е. $J_n \propto \partial J_{n-1} / \partial E$. Результаты расчета и экспериментов, полученные нами, показывают, что это справедливо и для случая, когда электроны в эмиттере и коллекторе имеют энергетическое распределение Ферми,

если заменить производную по энергии на производную по напряжению смещения V_{dc} . Чтобы в этом убедиться, рассмотрим подробнее поведение первых двух гармоник (см. рис. 4, а и b). Действительно, сначала с ростом V_{dc} амплитуда первой гармоники J_1 увеличивается и при определенном напряжении $V_{dc}^{(1)}$ достигает максимума, а амплитуда второй гармоники J_2 принимает нулевое значение. При дальнейшем росте напряжения амплитуда первой гармоники J_1 уменьшается и при напряжении, равном напряжению пика $V_{dc}^{(0)}$ на ВАХ, пересекает ось абсцисс, становясь затем отрицательной. Вторым экстремумом (отрицательный минимум) J_1 также соответствует нулевому значению J_2 . Аналогичная закономерность наблюдается и для третьей гармоники (рис 4, c): „нули“ J_3 соответствуют максимумам J_2 . Таким образом, количество экстремумов и пересечений с осью напряжений возрастает с номером гармоники, а именно: J_1 имеет два экстремума (один максимум и один отрицательный минимум), J_2 — три экстремума (два максимума и один отрицательный минимум), J_3 — четыре экстремума, соответственно. Наличие отрицательных минимумов J_n

свидетельствует о возможности генерации электромагнитного поля на частоте, кратной номеру гармоники. Экспериментально измеренные амплитуды первых трех гармоник РТД (рис. 2) качественно хорошо согласуются с численными и аналитическими зависимостями, что подтверждает надежность полученных результатов.

Тем не менее необходимо отметить, что на экспериментальной зависимости амплитуды тока первой гармоники J_1 от напряжения V_{dc} отсутствует первый максимум (ср. рис. 2, *a* и рис. 4, *a*). Это может быть связано, в частности, с тем, что эксперименты были проведены при температуре $T = 300$ К, а образцы имели концентрацию допированных электронов $n_e = 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Расчет же проводился при $T = 10$ К и $n_e \leq 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. С ростом n_e амплитуда токов всех гармоник в экстремумах увеличивается и происходит их смещение в сторону меньших напряжений. При этом наиболее существенно сдвигается именно первый максимум. Кроме того, происходит „выполживание“ начального участка ВАХ (рис. 3), поскольку энергия Ферми E_F увеличивается и уже при малых напряжениях электроны начинают эффективно туннелировать через резонансный уровень в квантовой яме. Это в свою очередь приводит к уменьшению величины первого максимума J_1 . Аналогичный процесс происходит и с ростом температуры. Расчеты показывают, что при больших значениях n_e и при $T = 300$ К первый максимум J_1 подавляется, что и наблюдается в эксперименте.

5. Заключение

В работе экспериментально и теоретически исследовано поведение высших гармоник в низкочастотном пределе $\omega \ll \Gamma$ для реальной структуры РТД, где квантовые барьеры имеют прямоугольную форму, а из эмиттера и коллектора подводятся электроны, имеющие распределение Ферми. В рамках численного решения временного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями рассчитаны ВАХ и токи первых трех гармоник при различной концентрации допированных электронов. Показано, что поведение токов высших гармоник качественно согласуется с экспериментальными данными и с результатами простой модели [6]. На зависимостях амплитуды токов высших гармоник от напряжения наблюдаются отрицательные минимумы, что свидетельствует о возможности генерации электромагнитного поля на частотах, кратных номеру гармоники.

Помимо рассмотренных в разд. 4 причин, некоторое несоответствие теоретических результатов с экспериментальными для первой гармоники можно объяснить еще и тем, что модель, использованная нами для расчета, не включала в себя электрон-электронное и электрон-фононное взаимодействие, а также не было учтено влияние спейсерных слоев. Как показано в [12], пиковый ток и ВАХ резонансно-туннельного диода могут существенно изменяться из-за интерференции электронов в треугольной яме, образованной спейсерными слоями.

Нами также были измерены зависимости амплитуд токов гармоник от напряжения для амплитуды внешнего сигнала $V_{ac} = 100$ и 250 мВ. Основное отличие состоит в том, что в этих случаях на экспериментальных зависимостях видны дополнительные пики, не наблюдающиеся при $V_{ac} = 10$ мВ. Это, по-видимому, связано с тем, что величина V_{ac} уже на порядок превосходит полуширину резонансного уровня $\Gamma = 4.36$ мэВ и характер генерации становится нелинейным.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации в 2012 году и в плановом периоде 2013 и 2014 годов, проект № 2.5808.2011.

Список литературы

- [1] L. Esaki, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [2] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu. Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
- [3] E.R. Brown, J.R. Södestrom, C.D. Parker, J.L. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58**, 2291 (1991).
- [4] N. Orihashi, S. Suzuki, M. Asada. Appl. Phys. Lett., **87**, 233 501 (2005).
- [5] M. Asada, S. Suzuki, N. Kishimoto. Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 4375 (2008).
- [6] V.F. Elesin. Phys. Low-Dim. Struct., **1/2**, 55 (2000).
- [7] И.А. Елантев, М.П. Бежко, И.Ю. Безотосный, В.Ф. Елесин. Вестн. Нац. исслед. ун-та „МИФИ“, **1** (1), 15 (2012).
- [8] Y.W. Choi, C.R. Wie. J. Appl. Phys., **71**, 1853 (1992).
- [9] O. Pinaud. J. Appl. Phys., **92**, 1987 (2002).
- [10] J.-F. Mennemanna, A. Jungela, H. Kosinab. J. Comput. Phys., **239**, 187 (2013).
- [11] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, М.А. Ремнев, М.Н. Стриханов, А.Ю. Сукочев. Ядерная физика и инжиниринг, **2**, 460 (2011).
- [12] М.А. Ремнев, И.Ю. Катеев, В.Ф. Елесин. ФТП, **44**, 1068 (2010).

Редактор Л.В. Полянская

Low-frequency higher harmonics generation in resonant-tunneling diode

V.F. Elesin, I.Yu. Kateyev*, A.Yu. Sukochev, I.Yu. Bezotosny, M.P. Bezhko

National Research Nuclear University MEPhI, 115409 Moscow, Russia

* Institute of Physics and Technology, Russian Academy of Sciences, 117218 Moscow, Russia

Abstract Behavior of higher harmonics of resonant tunneling diode in adiabatic limit has been studied theoretically and experimentally. Currents of first three harmonics have been calculated by numerical solving of the time-dependent Schrödinger equation with open boundary conditions. It is shown that the behavior of the currents is in qualitative agreement with experimental data and results of the simple model used earlier. The possibility of electromagnetic field generation at frequencies that are multiples of harmonic number has been shown.