

Влияние спейсерных слоев на вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода

© М.А. Ремнев¹, И.Ю. Катеев, В.Ф. Елесин

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
115409 Москва, Россия

(Получена 23 июня 2009 г. Принята к печати 1 декабря 2009 г.)

При помощи численного решения уравнения Шрёдингера получены вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода со спейсерными слоями (спейсерами). Построены зависимости пикового тока резонансно-туннельного диода от ширины спейсера эмиттера. Показано, что пиковый ток зависит периодическим образом от ширины спейсера эмиттера. Построенные диаграммы плотности электронов показали, что увеличение пикового тока связано с резонансным уровнем в области спейсера эмиттера.

1. Введение

Резонансно-туннельный диод (РТД) является перспективным прибором наноэлектроники [1]. Последние десятилетия ведется активное исследование РТД и создание на его основе различных устройств [2,3]. В основе работы РТД лежит резонансное туннелирование, которое тесно связано с явлением квантовой интерференции электронов и возникновением резонансных уровней пространственного квантования. Эти явления позволяют прибору работать на сверхвысоких частотах. Так, например, РТД могут использоваться в качестве генераторов и усилителей электромагнитного поля терагерцового диапазона частот [4], которые находят активное применение в астрономии, фундаментальной физике, информационных технологиях, медицине, безопасности, глобальном мониторинге среды и в сверхбыстрых вычислениях [5]. Также РТД используется в логических элементах сверхбыстрых вычислительных устройств [6] и ячейках памяти с малой энергией рассеяния [7].

РТД обычно получают путем последовательного напыления на подложку чередующихся квазидвумерных слоев из двух полупроводников [8]. Схематическое изображение дна зоны проводимости РТД под напряжением V_{dc} приведено на рис. 1. Активной областью РТД являются два барьера L_B и разделяющая их квантовая яма L_W , в которой образуется резонансный уровень, приводящий к эффекту отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на вольт-амперной характеристике (ВАХ). Допированные контактные слои L_0 служат источниками электронов. Между активной областью и допированными контактами напыляются недопированные спейсерные слои (спейсеры) эмиттера L_E и коллектора L_C . Это улучшает свойства РТД за счет предотвращения попадания примесей в активную область при изготовлении [9,10]. Экспериментальные исследования показали, что от ширины спейсеров зависят как стационарные характеристики устройства, так и динамические. Например, в [4] с помощью подбора размера спейсера коллектора удалось увеличить мощность генерации электромагнитного поля.

Среди стационарных характеристик наиболее важными являются пиковый ток и отношение „пик–долина“. За

последние два десятилетия было опубликовано множество работ, в которых исследовалось влияние спейсеров коллектора и эмиттера на ток пика и ток долины вольт-амперной характеристики РТД. Например, в экспериментальных работах [9,11] показано, что пиковый ток ВАХ почти не зависит от размера спейсера коллектора. Аналогичные результаты дало численное моделирование в работах [12–14]. В этих работах также показано, что напряжение, соответствующее пику, увеличивается с увеличением спейсера коллектора.

Другая картина наблюдается для зависимости пикового тока от размера спейсера эмиттера. Результаты как экспериментальных, так и теоретических работ достаточно противоречивы. В таблице представлены значения плотности пикового тока J_p РТД с разными размерами спейсера эмиттера L_E экспериментальных работ [9,15–17]. В работах [9,15] плотность пикового тока J_p уменьшается с увеличением размера спейсера эмиттера L_E , а в [16,17] плотность пикового тока J_p сначала увеличивается, а потом уменьшается с увеличением спейсера эмиттера L_E . Следует отметить, что в работе [9] размер спейсера коллектора L_C был зафиксирован ($L_C = 50 \text{ \AA}$), а в остальных работах размер спейсера коллектора равнялся размеру спейсера эмиттера ($L_C = L_E$). Напряжение пика во всех работах, кроме [16], увеличивалось с увеличением размера спейсера эмиттера, а в [16] напряжение пика уменьшалось.

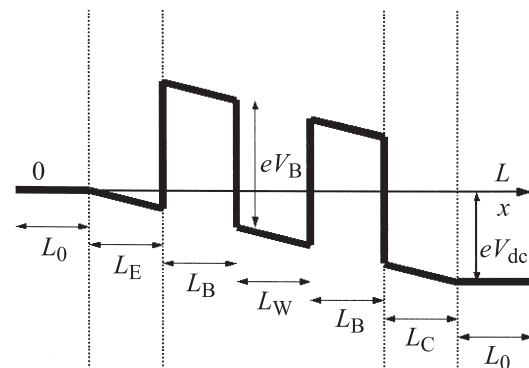


Рис. 1. Схематическое изображение дна зоны проводимости РТД с приложенным напряжением V_{dc} .

¹ E-mail: mrem@nm.ru

Зависимости пикового тока J_p от размера спейсера L_E для различных РТД

[9]		[15]		[16]		[17] РТД 1		[17] РТД 2	
$L_E, \text{Å}$	$J_p, \text{кА/см}^2$	$L_E, \text{Å}$	$J_p, \text{кА/см}^2$	$L_E, \text{Å}$	$J_p, \text{кА/см}^2$	$L_E, \text{Å}$	$J_p, \text{кА/см}^2$	$L_E, \text{Å}$	$J_p, \text{кА/см}^2$
0	20	10	7	50	57.3	50	9.5	50	2.3
50	11	20	6	100	92.9	500	10.5	100	2.4
100	7	30	4	200	25.5	1000	4	250	0.1
150	4	40	3.5						
		50	3						

В работах [12,13] с помощью численного моделирования РТД было показано, что с увеличением ширины спейсера эмиттера пиковый ток РТД уменьшается. Уменьшение пикового тока авторы объясняют увеличением потенциала межэлектронного взаимодействия в спейсере эмиттера, вызванного накоплением электронов. Однако в области спейсеров вычисления производились классическим методом, не решая уравнения Шрёдингера. Эти работы противоречат экспериментам, в которых наблюдается увеличение пикового тока [16,17]. Слабовыраженный максимум на зависимости плотности пикового тока ВАХ от ширины спейсера эмиттера получен в работе [14]. Волновая функция в ней была найдена при помощи самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона во всей структуре. Но эти результаты не обсуждались, а сама работа была посвящена влиянию спейсерных слоев на емкость РТД.

Цель нашей работы — изучить влияние спейсерных слоев на вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода при помощи последовательного квантово-механического метода. В качестве первого шага мы в рамках одномерной модели без учета межэлектронного взаимодействия рассчитали ВАХ резонансно-туннельного диода при различных размерах спейсера эмиттера.

Мы показали, что плотность пикового тока J_p такой структуры ведет себя периодическим образом в зависимости от размера спейсера эмиттера. Для того чтобы понять причину периодической зависимости пикового тока, мы сначала исследовали поведение зависимости коэффициента прохождения t от энергии налетающих электронов E и от постоянного напряжения V_{dc} на РТД. Построенные нами зависимости коэффициента прохождения от напряжения при постоянной энергии налетающих электронов показали, что если напряжение соответствует пику на ВАХ, то максимум коэффициента прохождения ведет себя периодическим образом в зависимости от размера спейсера эмиттера L_E .

2. Влияние ширины спейсера эмиттера на коэффициент прохождения электронов РТД

Рассмотрим, как влияет ширина спейсера эмиттера на коэффициент прохождения электронов. Одномерный

потенциал $V(x)$ резонансно-туннельного диода изображен на рис. 1 с учетом приложенного к нему постоянного напряжения V_{dc} . Слева на структуру налетает моноэнергетический пучок электронов с энергией E и амплитудой, равной единице. Волновая функция $\psi(x)$ на отрезке $[0, L]$ удовлетворяет уравнению Шрёдингера с открытыми граничными условиями:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\psi''(x) + V(x)\psi(x) = E\psi(x),$$

$$\psi(0) + \frac{1}{ik}\psi'(0) = 2, \quad \psi(L) - \frac{1}{ik_1}\psi'(L) = 0, \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, а m^* — эффективная масса электрона, постоянная на всем отрезке $[0, L]$, $k = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}$ и $k_1 = \sqrt{\frac{2m^*(E+V_{dc})}{\hbar^2}}$ — волновые вектора электронов слева и справа от структуры. Граничные условия описывают налетание электронов слева ($x < 0$), их отражение и уход в область $x > L$ (см., например, [18]). Коэффициент прохождения t вычисляется по следующей формуле:

$$t = -\frac{i}{2k} \left(\psi^*(x) \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} - \psi(x) \frac{\partial \psi^*(x)}{\partial x} \right) \Big|_{x=L}. \quad (2)$$

Для расчетов мы выбрали следующие параметры: $L_B = 50 \text{Å}$, $L_W = 50 \text{Å}$, $V_B = 0.3 \text{эВ}$, $L_C = 100 \text{Å}$, $m^* = 0.67m_e$, где m_e — масса свободного электрона. Энергия резонансного уровня такой структуры $E_r = 0.0895 \text{эВ}$ при $V_{dc} = 0$, а его ширина $\Gamma = 4 \cdot 10^{-4} \text{эВ}$.

Зависимость коэффициента прохождения t от энергии падающих электронов E имеет характерный пик, связанный с резонансным уровнем в квантовой яме. Когда напряжение $V_{dc} = 0$, коэффициент прохождения в пике t_p достигает единицы. С увеличением напряжения V_{dc} энергия пика и коэффициент прохождения в пике t_p сначала начинают уменьшаться. Однако наши расчеты показали, что при малых энергиях (для данной структуры $E < 40 \text{мэВ}$) коэффициент прохождения в пике t_p при одних размерах спейсера эмиттера L_E продолжает уменьшаться и стремится к нулю, а при других — увеличивается и стремится к единице. На рис. 2 изображена зависимость коэффициента прохождения t от приложенного к РТД напряжения V_{dc} при фиксированной энергии налетающих электронов $E = 2 \text{мэВ}$ для различных размеров спейсера эмиттера L_E . Размер

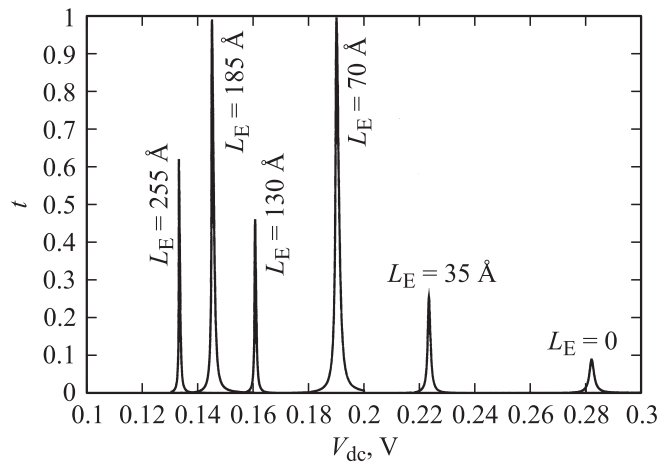


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения t от напряжения V_{dc} при фиксированной энергии налетающих электронов $E = 2$ мэВ для различных размеров спейсера эмиттера L_E .

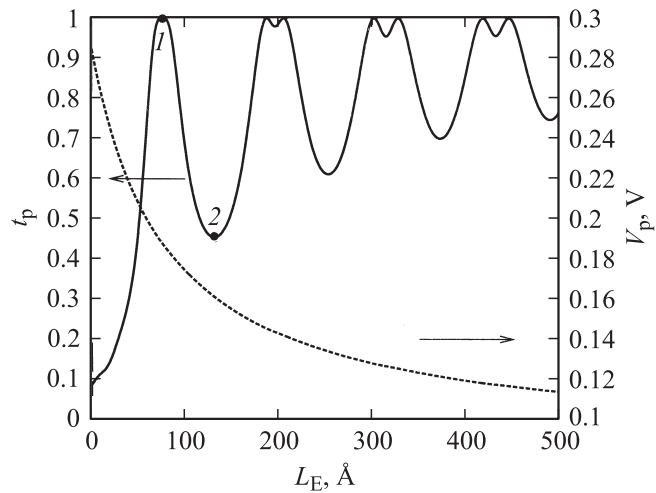


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения в пике t_p (сплошная линия) и напряжения пика V_p (пунктирная линия) от размера спейсера эмиттера L_E при фиксированной энергии налетающих электронов $E = 2$ мэВ.

спейсера коллектора L_C полагался равным 100 \AA . Когда размер спейсера эмиттера L_E равен нулю, коэффициент прохождения в пике t_p достаточно мал. С увеличением спейсера эмиттера L_E коэффициент прохождения в пике увеличивается и при $L_E = 70 \text{ \AA}$ величина t_p достигает единицы. При дальнейшем увеличении размера спейсера эмиттера L_E коэффициент прохождения в пике t_p уменьшается и при $L_E = 130 \text{ \AA}$ величина t_p становится ниже 0.5. Для наглядности на рис. 3 сплошной линией изображена зависимость величины t_p от размера спейсера эмиттера L_E при фиксированной энергии падающих электронов $E = 2$ мэВ и размере спейсера коллектора $L_C = 100 \text{ \AA}$. Из рисунка видно, что зависимость коэффициента прохождения в пике t_p от размера спейсера эмиттера L_E имеет периодический характер. Максимумы на этой зависимости расщепляются, причем расщепле-

ние увеличивается с увеличением L_E . В минимумах t_p увеличивается с увеличением размера спейсера, т.е. амплитуда колебаний на зависимости коэффициента t_p от L_E уменьшается. Нами также было показано, что с увеличением энергии падающих электронов E расщепление на зависимости t_p от L_E пропадает, а t_p в минимумах увеличивается и достигает единицы, т.е. периодическая зависимость исчезает. Также на рис. 3 пунктирной линией изображена зависимость напряжения в пике V_p от размера спейсера эмиттера L_E . Оно монотонно уменьшается с увеличением размера спейсера.

Для того чтобы понять, как ведет себя волновая функция электронов в структуре, мы построили зависимость квадрата модуля волновой функции $|\psi(x)|^2$ от энергии E и от координаты x для налетающих слева электронов. На рис. 4, *a* и *b* по горизонтальной оси отложена координата x , по вертикальной — энергия E , а градиентом серого цвета отображается величина $|\psi(x)|^2$. Также на рисунках жирной линией изображен потенциальный профиль $V(x)$ структуры. Слева от барьеров расположена треугольная яма, образованная спейсером эмиттера. На каждом рисунке между двумя барьерами отображен резонансный уровень в виде черного пятна, поскольку амплитуда $|\psi(x)|^2$ на уровне много больше предела шкалы градиента серого цвета. Напряжение мы подбирали таким, чтобы энергия резонансного уровня

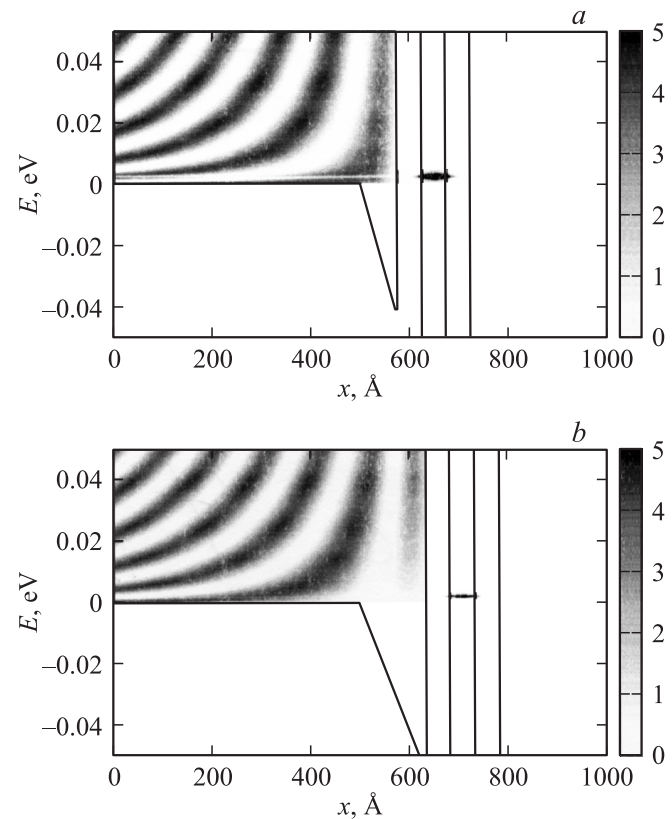


Рис. 4. Квадрат модуля волновой функции $|\psi(x)|^2$ в зависимости от координаты x и энергии налетающего монопучка электронов E . *a* — спейсер эмиттера $L_E = 70 \text{ \AA}$, напряжение на РТД $V_{dc} = 0.186 \text{ В}$; *b* — $L_E = 130 \text{ \AA}$, $V_{dc} = 0.158 \text{ В}$.

в квантовой яме равнялась $E_T = 2$ мэВ. Слева от барьера, в спейсере и контакте, видна интерференционная картина: электроны падают слева, и большая их часть отражается, интерферируя с падающими электронами. Электронная плотность в области спейсера при малых энергиях монопучка электронов ($E < 20$ мэВ) сильно зависит от значения L_E . На рис. 4, *a* ширина спейсера эмиттера равна $L_E = 70$ Å (это соответствует первому максимуму на рис. 3, обозначенному точкой 1). Видно, что электроны налетают на барьер эмиттера с большой амплитудой $|\psi|^2$ при всех энергиях. Электроны с энергией, близкой к энергии резонансного уровня $E = 2$ мэВ, практически полностью проходят через структуру, и почти нет отраженной волны, что отображается на рисунке в виде узкой светлой полоски слева от барьера эмиттера. Другая картина наблюдается на рис. 4, *b*, где размер спейсера эмиттера $V_{dc} = 130$ Å (первый минимум на рис. 3, обозначенный точкой 2). При малых значениях энергии E , близких к энергии уровня E_T , электроны налетают на барьер эмиттера с маленькой амплитудой $|\psi|^2$, причем чем меньше E , тем меньше $|\psi|^2$. Аналогичная картина наблюдается для всех максимумов на рис. 3 (в спейсере эмиттера высокая плотность электронов $|\psi|^2$ при всех энергиях) и для всех минимумов $|\psi|^2$ уменьшается при малых энергиях). Другими словами, когда в спейсере эмиттера при малых энергиях укладывается целое число полувольт, на зависимости коэффициента прохождения в пике t_p от размера спейсера эмиттера L_E (рис. 3) появляется максимум, а когда не укладывается, на рис. 3 образуется минимум. Также нами было показано, что во всех случаях, когда размер спейсера эмиттера L_E отвечает максимуму t_p на рис. 3, если несколько увеличить напряжение V_{dc} , в спейсере эмиттера возникает уровень, а в случае минимума t_p на рис. 3 уровень не возникает. Таким образом, можно сказать, что максимум на зависимости пикового коэффициента прохождения t_p от размера спейсера эмиттера L_E связан с зарождением уровня в спейсере эмиттера.

3. Влияние ширины спейсера эмиттера на вольт-амперные характеристики РТД

Рассмотрим влияние ширины спейсера эмиттера L_E на ВАХ. В этом случае на структуру падают электроны, имеющие энергетическое распределение Ферми. Потенциальный профиль одномерной структуры точно такой же, как в предыдущей части (рис. 1). Волновая функция ψ каждого налетающего монопучка электронов удовлетворяет уравнению и граничным условиям (1). Плотность тока J , проходящего через структуру, можно рассчитать через коэффициент прохождения t по формуле (см., например, [19]):

$$J = \frac{e}{\hbar} \int_0^{\infty} (g(E) - g(E + eV_{dc})) t(E) dE, \quad (3)$$

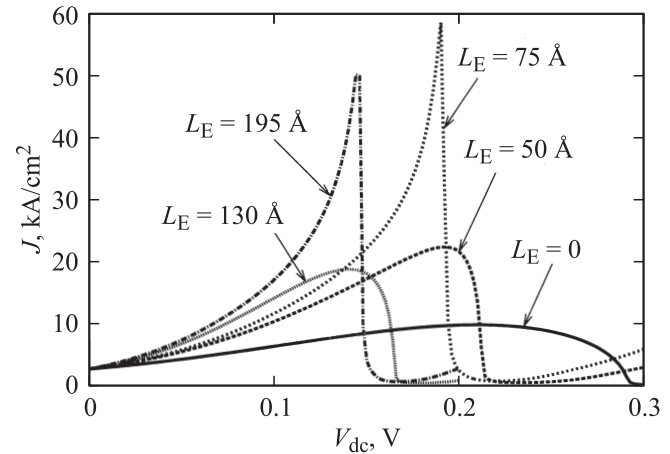


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики для РТД при различных размерах спейсера эмиттера L_E .

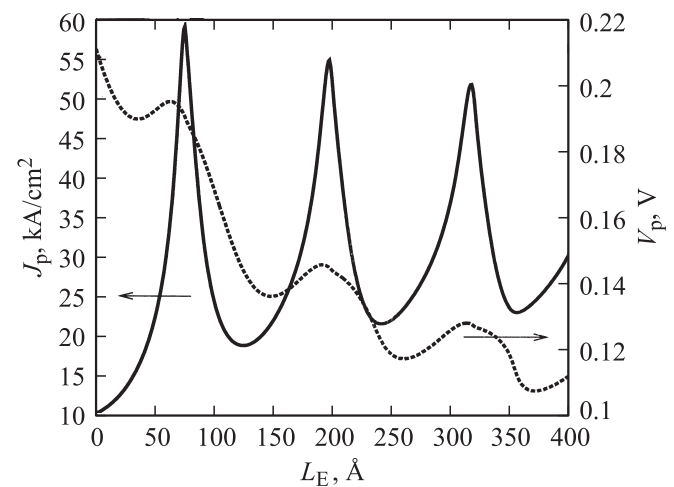


Рис. 6. Зависимость плотности тока в пике ВАХ J_p (сплошная линия) и напряжения пика V_p (пунктирная линия) от размера спейсера эмиттера L_E .

где $g(E)$ — функция распределения электронов по энергиям в одномерном случае:

$$g(E) = \frac{m^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu - E}{k_B T} \right) \right]. \quad (4)$$

В этой формуле $T = 300$ К — температура, $\mu = 42$ мэВ (что соответствует плотности допирования в контактах $N_d = 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) — химический потенциал и k_B — постоянная Больцмана.

На рис. 5 изображены вольт-амперные характеристики РТД при различных размерах спейсера эмиттера L_E . Ширина спейсера коллектора полагалась равной $L_C = 100$ Å. Пиковая плотность тока J_p , как и в случае с моноэнергетическими электронами (рис. 2), ведет себя немонотонно с увеличением размера спейсера эмиттера, а пиковое напряжение V_p уменьшается. Причем чем больше пиковый ток J_p , тем меньше область отрицательной дифференциальной проводимости. Теперь рассмотрим зависимость плотности пикового тока J_p от ширины

спейсера эмиттера L_E (рис. 6). Аналогично случаю с моноэнергетическими электронами (рис. 3) J_p ведет себя периодическим образом, причем в максимумах плотность пикового тока J_p в несколько раз больше, чем в минимумах. Напряжение пика V_p также уменьшается с ростом размера спейсера эмиттера L_E , но в областях максимумов J_p напряжение V_p несколько увеличивается. В предыдущей части мы показали, что увеличение коэффициента прохождения связано с зарождением уровня в спейсере эмиттера. Максимумы пикового тока на рис. 6 также соответствуют тем размерам спейсера эмиттера L_E , вблизи которых зарождается уровень.

4. Обсуждение

При напряжении V_{dc} , соответствующем напряжению пика V_p , в области спейсера эмиттера плотность электронов ведет себя периодическим образом в зависимости от ширины спейсера эмиттера L_E . При низких энергиях E плотность электронов в спейсере эмиттера уменьшается с уменьшением E , если в спейсере не укладывается целое число полувольт, и на барьер эмиттера падает малое число электронов (рис. 4, *b*). Если же в спейсере укладывается целое число полувольт, то на барьер эмиттера падает большое число электронов при всех энергиях (рис. 4, *a*). Другими словами можно сказать, что в спейсере появляется квазиуровень. Если увеличить напряжение V_{dc} на РТД, то этот квазиуровень опустится ниже дна зоны проводимости и в треугольной яме возникнет хорошо различимый уровень. Тем самым условие увеличения коэффициента прохождения в пике t_p (рис. 3) и плотности пикового тока J_p (рис. 6) можно сформулировать следующим образом: энергии налетающих электронов, резонансного уровня в квантовой яме и квазиуровня в спейсере эмиттера должны совпадать. Здесь возникает аналогия с двумной наноструктурой (ДНС). В ДНС перед основной квантовой ямой напыляется еще одна квантовая яма для увеличения коэффициента прохождения [20,21]. В нашем случае на прохождение электронов влияет треугольная яма, образованная спейсером эмиттера. Поскольку с увеличением ширины спейсера эмиттера в нем возникают все новые уровни, зависимости пикового тока (рис. 6) и коэффициента прохождения (рис. 3) от ширины спейсера эмиттера L_E имеют периодический характер. Большой вклад в ток приносят электроны с энергиями намного ниже энергии Ферми, т.е. с теми энергиями, при которых происходит перекрытие резонансного уровня и квазиуровня в спейсере в момент пика на ВАХ, поэтому разница между максимумом и минимумом на зависимости пикового тока от ширины спейсера эмиттера (рис. 6) еще более ярко выражена по сравнению с монопучком электронов (рис. 3).

Также мы исследовали влияние спейсера коллектора L_C на плотность пикового тока J_p и показали, что он никак не влияет на пиковый ток, что хорошо согласуется с результатами [9,11–14].

5. Заключение

При помощи численного решения уравнения Шрёдингера мы показали, что зависимость пикового тока от размера спейсера эмиттера имеет периодический характер. Пиковый ток на ВАХ увеличивается при таких размерах спейсера эмиттера, при которых энергия квазиуровня в спейсере совпадает с энергиями налетающих электронов и резонансного уровня в квантовой яме. Тем самым можно качественно объяснить противоречие в экспериментах тем, что в одних случаях [16,17] квазиуровень в спейсере был близок к резонансному уровню в квантовой яме при напряжении пика, а в других [9,15] это не выполнялось. Поскольку квазиуровень увеличивает прохождение электронов через РТД, можно подбирать ширину спейсера таким образом, чтобы увеличить пиковый ток на ВАХ. Потенциал межэлектронного взаимодействия изменяет форму треугольной ямы спейсера и энергии резонансного уровня квантовой ямы и квазиуровня, поэтому учет взаимодействия между электронами может дать несколько другую картину влияния размера спейсера эмиттера на вольт-амперные характеристики РТД.

Работа была выполнена в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, госконтракт № П893 на 2009–2013 годы.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров, А.Л. Асеев, С.В. Гапонов и др. Нано- и микросистемная техника, (8), 3 (2003).
- [2] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (1), 3 (1998).
- [3] J.P. Sun, G.I. Haddad, P. Mazumder, S. Member, J.N. Schulman. Proc. IEEE, **86** (4), 641 (1998).
- [4] M. Asada, S. Suzuki, N. Kishimoto. Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 4375 (2008).
- [5] M. Tonouchi. Nature Photonics, **1**, 97 (2007).
- [6] H. Kim and K. Seo. Jpn. J. Appl. Phys., **47** (5), 3340 (2008).
- [7] J.P.A. Van Der Wagt. Proc. IEEE, **87** (4), 571 (1999).
- [8] E.R. Brown, T.C.L. Sollner, C.D. Parker, W.D. Goodhue, C.L. Chen. Appl. Phys. Lett., **55** (17), 1777 (1989).
- [9] S. Muto, T. Inata, H. Ohnishi, N. Yakoyama, S. Hiyamizu. Jpn. J. Appl. Phys., **25** (7), L577 (1986).
- [10] А.А. Белоушкин, Ю.А. Ефимов, А.С. Игнатъев, А.Л. Карузский, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин, Г.К. Расулова, А.М. Цховребов, Е.Г. Чижевский. ФТП, **32** (1), 124 (1998).
- [11] N. Shimizu, T. Waho, T. Ishibashi. Jpn. J. Appl. Phys., **36** (3B), L330 (1997).
- [12] H. Ohnishi, T. Inata, S. Muto, N. Naoki, A. Shibatomi. Appl. Phys. Lett., **49** (19), 1248 (1986).
- [13] I. Mehdi, R. Mains, G. Haddad. Appl. Phys. Lett., **57** (9), 899 (1990).
- [14] T. Wei, S. Stapleton. J. Appl. Phys., **76** (2), 1287 (1994).
- [15] Zang Yang, Han Chun-Lin, Gao Jian-Feng, Zhu Zhan-Ping, Wang Bao-Qiang, Zeng Yi-Ping. Chinese Physics B, **17** (4), 1472 (2008).
- [16] T. Daniels-Race, S. Yu. Sol. St. Electron., **38** (7), 1347 (1995).
- [17] H.M. Yoo, S.M. Goodnick, J.R. Arthur. Appl. Phys. Lett., **56** (1), 84 (1990).

- [18] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **119** (4), 816 (2001).
[19] O. Pinaud. J. Appl. Phys., **92** (4), 1987 (2002).
[20] Gyungok Kim, Kwang Man Koh, Chong Hoon Kim.
J. Korean Phys. Soc., **39**, S279 (2001).
[21] Yashiyuki Suda, Hajime Koyama. Appl. Phys. Lett., **79** (14),
2273 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Effect of spacer layers on current-voltage curves of the resonant-tunneling diode

M.A. Remnev, I.Yu. Kateev, V.F. Elesin

Moscow Engineering Physics Institute
(State University),
115409 Moscow, Russia

Abstract By means of the Schrödinger equation solving current-voltage curves of a resonant-tunneling diode with spacer layers were obtained. Dependencies of the resonance-tunneling diode peak current on a emitter spacer width were depicted. It was shown that the peak current depends on the emitter spacer width periodically. Depictes electrons density diagrams showed that peak current increasing was associated with a resonant level in the emitter spacer.