

**ВЛИЯНИЕ МЕЖМИНИЗОННОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ НА ГЕНЕРАЦИЮ ТОКА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ**

*А.О. Сельский^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, О.И. Москаленко^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2},
Т.М. Fromhold³, М.Т.Greenaway³, А.Г. Баланов^{2,4}*

¹ ФГБОУ ВПО "Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.", 410056, Политехническая, 77, Саратов, Россия;

² ФГБОУ ВПО "Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского", 410012, Астраханская, 83, Саратов, Россия;

³ School of Physics & Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK;

⁴ Department of Physics, Loughborough University, Loughborough, LE11 3TU, UK

feanorberserk@gmail.com

В работе теоретически изучено влияние ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минимумами на транспорт заряда в полупроводниковой сверхрешетке, к которой приложены электрическое и наклонное магнитные поля. Были рассчитаны временные зависимости тока, протекающего через сверхрешетку, и построены зависимости амплитуды и частоты колебаний электрического тока от приложенного напряжения. Обнаружено, что межминизонное туннелирование электронов способствует уменьшению амплитуды колебаний тока, но в тоже время увеличивает их частоту.

Полупроводниковые сверхрешетки - сложные наноструктуры, состоящие из

нескольких чередующихся тонких (~ 10 nm) слоев различных полупроводниковых материалов, обычно с близкими периодами кристаллической решетки, например GaAs и AlGaAs [1, 2]. Разница в ширине запрещенных зон используемых материалов обуславливает пространственно-периодическую модуляцию зоны проводимости, что ведет к формированию узких энергетических минизон для зарядов, движущихся в перпендикулярном к поверхности слоя направлении [3, 4]. В присутствии постоянного электрического поля эти специфические квантовые свойства полупроводниковой сверхрешетки делают возможным возникновение блоховских колебаний, которые локализуют электроны и, таким образом, приводят к возникновению падающего участка на вольт-амперной характеристике устройства. В условиях отрицательной дифференциальной проводимости полупроводниковая сверхрешетка способна генерировать колебания тока, связанные с дрейфом доменов высокой концентрации заряда. Было экспериментально показано, что частота колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, может достигать нескольких сотен ГГц [5, 6]. Движением доменов в сверхрешетке можно управлять с помощью наклонного магнитного поля [7, 8], возникающие при этом сложные траектории отдельных электронов [9, 10, 11] могут существенно улучшить амплитудно-частотные характеристики генерируемого тока [7, 12].

Обычно при моделировании и изготовлении сильносвязанных сверхрешеток, расстояние между минизонами задается достаточно большим, чтобы можно было пренебречь межминизонным туннелированием Ландау-Зинера [7, 9, 10, 12, 13]. В этом случае существенно упрощается как описание транспорта зарядов в сверхрешетках, так и интерпретация экспериментальных данных. Однако важной и интересной фундаментальной проблемой, имеющей также большое значение для практического

применения, является влияние межзонного тунелирования на амплитудно-частотные характеристики сверхрешеток. Это влияние в настоящее время слабо изучено и требует систематических исследований.

В настоящей статье описываются результаты компьютерного моделирования динамики электрического тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку для различных величин ширины запрещенной зоны, E_g , между первой и второй энергетическими минизонами. В частности, построены зависимости частот и амплитуд колебаний электрического тока в полупроводниковой сверхрешетке в скрещенных электрическом и магнитном полях для различных величин ширины запрещенной зоны.

Моделирование процессов в полупроводниковой сверхрешетке осуществлялось с помощью системы уравнений, включающей в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2,7]:

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J}{\partial x}$$
$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (n - n_D) \quad (1)$$

$$J = env_d(\bar{F})$$

где t обозначает время, а координата x соответствует направлению, перпендикулярному к слоям сверхрешетки. Переменные $n(x,t)$, $F(x,t)$ и $J(x,t)$ определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока, соответственно. Параметры ϵ_0, ϵ_r обозначают абсолютную и относительную

диэлектрические проницаемости; n_D – равновесную концентрацию электронов; v_d – дрейфовую скорость электрона, вычисленную для среднего значения \bar{F} , и e – заряд электрона.

Следуя работам [8, 11], будем считать, что контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки омические, тогда плотность тока J_0 через эмиттер будет определяться проводимостью контакта $\sigma=3788$ S, $J_0=\sigma F(0)$, напряженность электрического поля $F(0)$ может быть найдена из граничных условий

$$V = U + \int_0^L F(x) dx,$$

где V – напряжение, приложенное к сверхрешетке, U описывает падение напряжения на контактах [8].

В случае отсутствия наклонного магнитного поля зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при низких температурах может быть вычислена аналитически с помощью формулы Эсаки и Тсу [4]:

$$v_d = \frac{\Delta d}{2\hbar} \frac{\omega_B \tau}{(\omega_B \tau)^2 + 1}, \quad (2)$$

где Δ – ширина первой минизоны, d – период сверхрешетки, τ – эффективное время рассеяния электрона, $\omega_B = eFd/\hbar$ – частота колебаний Блоха. В присутствии наклонного магнитного поля зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля рассчитывались численно, используя полуклассическую теорию, детально описанную в [5, 10, 11]. Для учета возможности туннелирования между первой и второй минизонами применялся подход, описанный в [14, 15]. В соответствии с этими работами, дрейфовая скорость с учетом межминизонного туннелирования

определяется следующим образом:

$$v_{d,mod} = v_d(1 - T(F)) + T(F)v_{d,free} \quad (3)$$

$$v_{d,free} = \frac{eF\tau}{2m^*} (\cos\theta)^2 \quad (4)$$

где, m^* – эффективная масса электрона в полупроводнике, θ - угол наклона магнитного поля по отношению к оси x . В данном случае $v_{d,free}$ – дрейфовая скорость электрона во второй минизоне, рассчитанная в приближении свободного электрона. Вероятность межминизонного туннелирования, $T(F)$ – определяется в соответствии с работами [14-16] как

$$T(F) = \exp\left(\frac{m^* d(E_g)^2}{4\hbar^2 |eF| \cos\theta}\right) \quad (5)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны между первой и второй минизонами. Присутствие косинусов в (4) и (5) отражает факт наличия наклонного магнитного поля, приложенного под углом θ по отношению к полупроводниковой сверхрешетке.

При моделировании использовались следующие значения параметров, описывающие реальные устройства, использованные в экспериментах [10, 12]: $m^* = 0.067m_e$, где m_e – масса свободного электрона; $\Delta = 19.1$ meV; $d = 8.3$ nm; $\tau = 0.25$ ps; $n_D = 3 \cdot 10^{22}$ m⁻³; $\epsilon_r = 12.5$; индукция магнитного поля $B = 15$ Т, $\theta = 40^\circ$.

На рисунке 1,а представлена зависимость дрейфовых скоростей от напряженности электрического поля при различных значениях E_g в отсутствие

магнитного поля. В данном случае можно наблюдать пик, соответствующий максимальной дрейфовой скорости электронов, который остается постоянным для любых E_g . Из формулы (2) видно, что этот пик, который в дальнейшем будем называть пиком Эсаки-Тсу [4], появляется при выполнении условия $\omega_B \tau = 1$, что соответствует установлению блоховских колебаний. С увеличением напряженности электрического поля F , количество блоховских колебаний, совершаемых электроном между событиями рассеяния, увеличивается, что приводит к уменьшению их дрейфовой скорости. С дальнейшим ростом F существенно увеличивается вероятность межминизонного туннелирования, что в свою очередь, ведет к резкому увеличению дрейфовой скорости электронов. Очевидно, что с уменьшением E_g , величина F , при которой начинается рост дрейфовой скорости электрона в результате межминизонного туннелирования, также уменьшается.

В присутствии наклонного магнитного поля на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля (рисунок 1, *b*) помимо пика Эсаки-Тсу можно наблюдать и другие пики. Появление этих пиков обусловлено резонансами колебаний на блоховской, ω_B , и циклотронной, $\bar{\omega}_C = eB \cos \theta / m^*$, частотах, которым соответствуют значения $\omega_B / \bar{\omega}_C = 0.5, 1$ и 2 [9, 11]. В присутствии наклонного магнитного поля также происходит увеличение дрейфовой скорости в области высоких значений напряженности электрического поля. Как и в случае отсутствия магнитного поля, данный эффект связан с тем, что подвижность электронов во второй минизоне, куда электрон туннелирует, выше, чем в первой минизоне.

На рисунке 2, *a* приведены вольт-амперные характеристики, рассчитанные для различных значений ширины запрещенной зоны между первой и второй

энергетическими минизонами E_g в отсутствии магнитного поля. Рисунок 2,*b* иллюстрирует вольт-амперная характеристика в случае, когда к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле. В обоих случаях с началом генерации (V_S) на вольт-амперной характеристике появляется заметный падающий участок, где дифференциальное сопротивление оказывается отрицательным.

При конечных значениях E_g (кривые 2–4) с увеличением напряжения падающий участок вольт-амперной характеристики сменяется областью роста тока. Это может быть объяснено тем, что с ростом V значения напряженности электрического поля F в значительной области сверхрешетки становится достаточной, чтобы индуцировать межминизонное тунеллирование и, таким образом, увеличить дрейфовую скорость электронов (см. рис. 1). С дальнейшим увеличением V эта область расширяется, и при достаточно большом V (V_f на рис. 2) происходит срыв генерации колебаний тока.

На рисунке 3,*a* приведены зависимости амплитуды колебаний тока ΔI от напряжения V в отсутствии магнитного поля. Можно видеть что для конечной ширины запрещенной зоны существует конечный диапазон значений V , при котором протекающий через сверхрешетку решетку ток демонстрирует колебания (пример зависимости тока от времени для $V=0.8$ V и $E_g = 150$ meV показан на рис. 3,*c,d*). Характер аналогичных зависимостей меняется, если к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле (рис. 3,*b* и *d*). Как можно видеть, магнитное поле сдвигает порог генерации колебаний тока в сторону больших значений V (ср. рис. 3,*a* и 3,*b*). Конечная ширина запрещенной зоны, также, как и в отсутствии магнитного поля, ограничивает область генерации колебаний. Кроме того, магнитное поле приводит к усложнению зависимости $\Delta I(V)$, которое начинает демонстрировать несколько локальных максимумов (кривая 4 на рис. 3,*b*). Магнитное поле изменяет также и форму

колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке при одних и тех же значениях управляющих параметров. Например, для $V=0.8$ В и $E_g = 150$ meV (рис. 3,*c,d*) магнитное поле значительно увеличивает амплитуду колебаний (частота колебаний при этом тоже изменяется, хотя для использованных на рис. 3,*c,d* значений V и E_g это изменение не столь значительно).

Рисунок 4 иллюстрирует зависимости частоты колебаний тока f от приложенного напряжения V для различных E_g в отсутствии (рис. 4,*a*) и в присутствии (рис. 4,*b*) наклонного магнитного поля. В обоих случаях уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к увеличению частоты следования доменов. Это связано с тем, что межминизонное туннелирование уменьшает концентрацию электронов в дрейфующем домене заряда. Формирование движущегося домена ассоциируется с падающим участком на зависимости $v_d(F)$ (рис. 1) [7], для которого большее значение F означает меньшую дрейфовую скорость электронов v_d . Таким образом, снижение концентрации заряда в домене уменьшает локальную напряженность электрического поля, что приводит к ускорению электронов в домене и увеличению частоты колебаний. Вместе с тем можно видеть, что если для случая отсутствия туннелирования присутствие магнитного поля увеличивает частоту для любых значений V , то для конечных E_g влияние магнитного поля на частоту колебаний тока зависит от приложенного напряжения. Если для малых напряжений V магнитное поле увеличивает частоту колебаний тока, то в области относительно высоких напряжений, частота колебаний в присутствии магнитного поля может уменьшаться (см. кривые 2–3 на рис. 4,*a* и рис. 4,*b*).

Таким образом, было обнаружено, что межминизонное туннелирование

электронов в полупроводниковой сверхрешетке может существенно влиять на амплитудно-частотные характеристики генерируемых колебаний тока. В частности, уменьшение ширины запрещенной зоны между первой и второй минимумами может привести к уменьшению амплитуды колебаний тока, но, в тоже время, частота колебаний может заметно вырасти. Данные эффекты сохраняются в присутствии наклонного магнитного поля, и могут быть использованы при разработке устройств на базе полупроводниковых сверхрешеток. Природа этих феноменов объясняется влиянием межминимонного тунелирования на концентрацию заряда в движущихся доменах, однако детальное объяснение их механизмов требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашения №№ 14.В37.21.0059, 14.В37.21.1207), Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых – кандидатов (МК-672.2012.2) и докторов (МД-345.2013.2) наук, ведущих научных школ (проект НШ-1430.2012.2), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 12-02-33071), а также ФНП «Династия».

Список литературы.

- 1 Шик А.Я.// ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841-1864.
- 2 Wacker A.// Phys. Rep. 2002. V. 357. P. 1-111.
- 3 Келдыш Л.В.// Физика твердого тела. 1962. Т. 4. С. 2265-2267.
- 4 Esaki L., Tsu R.// IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14. P. 61-65.
- 5 Scheuerer R., Schomburg E., Renk K. F. et al.// Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 1515-1517.
- 6 Eisele H., Khanna S. P., Lineld E. H.// Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 072101.
- 7 Greenaway M. T., Balanov A. G., Schöll E. et al.// Phys. Rev B. 2009. V. 80. P. 205318.
- 8 Баланов А.Г., Гринавей М.Т., Короновский А.А. и др.// ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 960-965.
- 9 Fromhold T. M., Krokhin A. A., Tench C. R. et al.// Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 046803.
- 10 Fromhold T. M., Patanè A., Bujkiewicz S. et al.// Nature. V. 428. P. 726-730.
- 11 Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. et al.// Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235311.
- 12 Alexeeva N., Greenaway M. T., Balanov A. G. et al.// Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 024102.
- 13 Schomburg E., Blomeier T., Hofbeck K. et al.// Phys. Rev B. 1998. V. 58. P. 4035-4038.
- 14 Hardwick D. P. A., Naylor S. L., Bujkiewicz S. et al.// Physica E. 2006. V. 32. P. 1-2.
- 15 Hardwick D.P.A. Quantum and semiclassical calculations of electron transport through

a stochastic system. PhD thesis, University of Nottingham, Nottingham, 2007. 223 p.

16 Zener C.// Proc. Royal Soc. London A. 1934. V. 145. P. 523-529.

Подписи к рисункам.

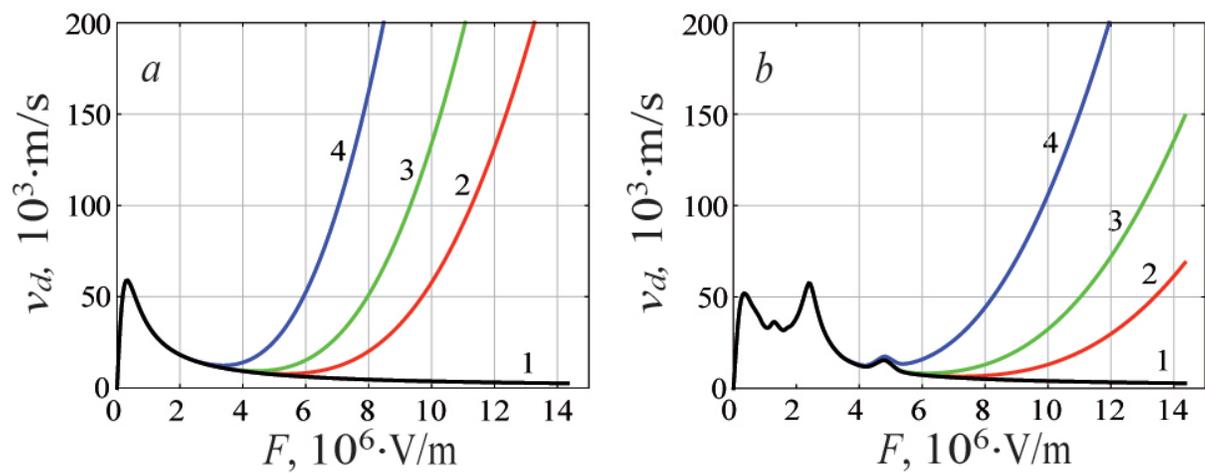
Рисунок 1 - Зависимости дрейфовых скоростей электронов от напряженности электрического поля для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *a* - в отсутствие наклонного магнитного поля; *b* - в присутствии наклонного магнитного поля, $B=15$ Т, $\theta=40^\circ$. 1 - отсутствие туннелирования; 2 - $E_g = 150$ meV; 3 - $E_g = 133$ meV; 4 - $E_g = 111$ meV

Рисунок 2 - Вольт-амперные характеристики для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *a* - в отсутствие наклонного магнитного поля; *b* - в присутствии наклонного магнитного поля, $B=15$ Т, $\theta=40^\circ$. 1 - отсутствие туннелирования; 2 - $E_g = 150$ meV; 3 - $E_g = 133$ meV; 4 - $E_g = 111$ meV. На рисунках стрелками помечены значения V , соответствующие возникновению (V_s) и прекращению (V_f) генерации колебаний тока

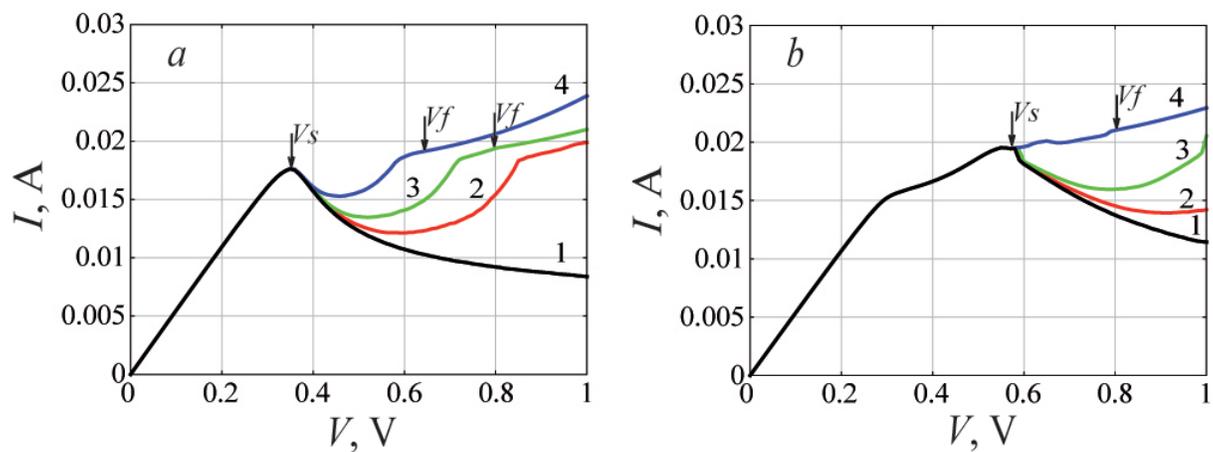
Рисунок 3 - Зависимости амплитуды колебаний электрического тока от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *a* - в отсутствие наклонного магнитного поля; *b* - в присутствии наклонного магнитного поля, $B=15$ Т, $\theta=40^\circ$. 1- отсутствие туннелирования; 2 - $E_g = 150$ meV; 3 - $E_g = 133$ meV; 4 - $E_g = 111$ meV. И временные реализации тока для $V=0.8$ V и $E_g = 150$ meV: *c* - в отсутствие наклонного магнитного поля; *d* - в присутствии наклонного магнитного поля, $B=15$ Т, $\theta=40^\circ$

Рисунок 4 - Зависимости частоты колебаний электрического от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *a* - в

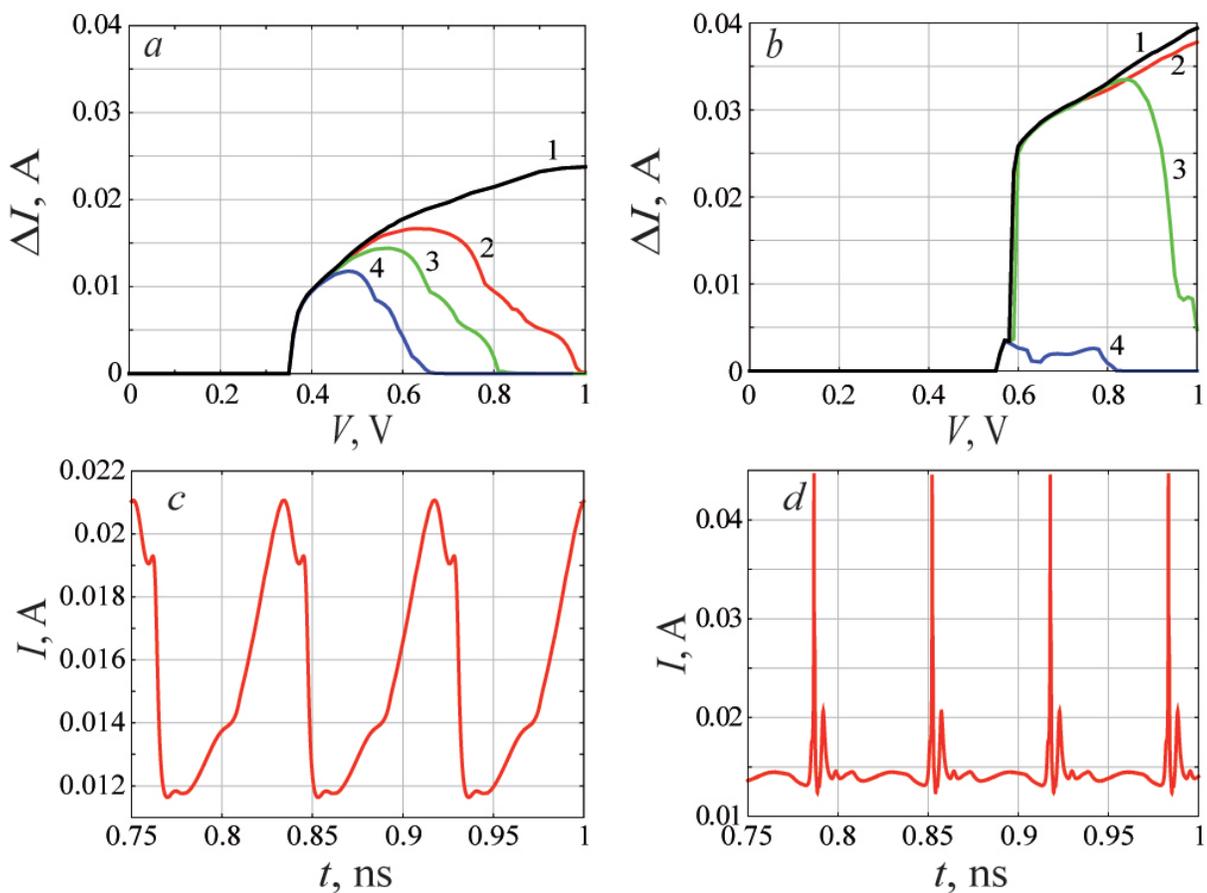
отсутствии наклонного магнитного поля; b - в присутствии наклонного магнитного поля, $B=15$ Т, $\theta=40^\circ$. 1 - отсутствие туннелирования; 2 - $E_g = 150$ meV; 3 - $E_g = 133$ meV; 4 - $E_g = 111$ meV



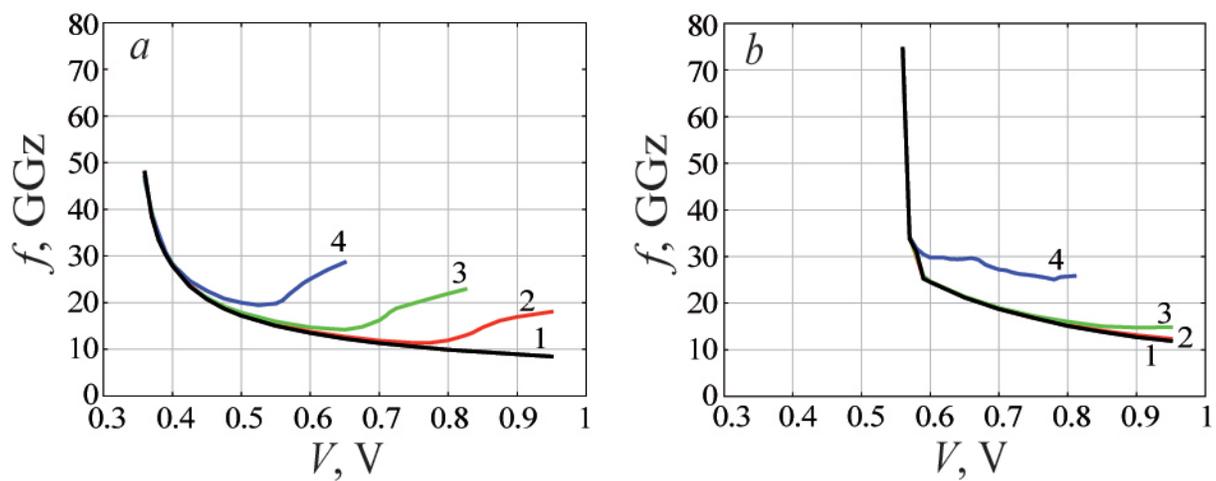
Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold Т.М., Greenaway М.Т., Баланов А.Г. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешке. Рисунок 1



Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold Т.М., Greenaway М.Т., Баланов А.Г. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке. Рисунок 2



Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold Т.М., Greenaway М.Т., Баланов А.Г. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке. Рисунок 3



Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold Т.М., Greenaway М.Т., Баланов А.Г. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке. Рисунок 4