

УДК 517.9, 530.182, 621.38

МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО ТРАНСПОРТА ЗАРЯДА НА ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ СИЛЬНОСВЯЗАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАНОСТРУКТУРЫ

© 2014 г. В. А. Максименко^{1,2}, А. А. Короновский^{1,2}, А. Е. Храмов^{1,2}, В. В. Макаров^{1,2},
О. И. Москаленко^{1,2}, К. Н. Алексеев³, А. Г. Баланов^{2,3}

E-mail: maximenkovl@gmail.com

Предложена математическая модель для описания коллективной динамики носителей заряда в полупроводниковой сверхрешетке с омическими контактами эмиттера и коллектора, основанная на гидродинамическом описании электронного транспорта. При помощи разработанного подхода рассмотрено влияние характеристик эмиттера и коллектора на колебательные режимы, наблюдающиеся в данной системе.

DOI: 10.7868/S0367676514120229

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые периодические наноструктуры (сверхрешетки), предложенные в 1970 г. [1], в настоящий момент одни из наиболее перспективных систем для генерации [2] и усиления [3] терагерцевого излучения. Известно, что разность потенциалов, приложенная к данной структуре, приводит к формированию областей повышенной концентрации носителей заряда (электронных доменов), дрейфующих вдоль сверхрешетки и вызывающих высокочастотные колебания тока, текущего через нее [4, 5]. Использование режима доменной генерации представляется перспективным в связи с возможностью увеличения частоты следования доменов до нескольких сотен гигагерц [6] и генерации СВЧ- и терагерцевого излучения на высших гармониках колебаний тока [7].

В результате экспериментальных и теоретических исследований обнаружено, что в реальных системах на основе полупроводниковой сверхрешетки на динамику наноструктуры влияет электродинамическая цепь, образованная омическими контактами эмиттера и коллектора, что оказывает существенное воздействие на характеристики доменного транспорта [7–9]. В частности, наличие внешней электродинамической структуры обуславливает формирование паразитных резонансных контуров, которые могут приводить к появ-

лению дополнительного участка отрицательной дифференциальной проводимости [8] и, в ряде случаев, к усложнению режимов колебаний тока [7, 9].

В то же самое время процессы коллективного транспорта заряда на омических контактах полупроводниковой структуры на настоящий момент изучены слабо. В большинстве работ, как правило, учет влияния контактов реализуется в рамках приближенной модели, позволяющей оценить падение напряжения на них [10]. Данный подход, однако, не позволяет изучить влияние контактов на характеристики (частоту и мощность) колебательного режима.

В ряде работ, посвященных влиянию омических контактов на динамику полупроводниковых сверхрешеток и диодов Ганна, контакт эмиттера учитывают в виде локального граничного условия [11] без учета процессов транспорта заряда через него. При этом влияние контакта коллектора на динамику наноструктуры, как правило, не исследуется.

Однако можно предположить, что в режиме доменной генерации процессы перехода домена заряда, образовавшегося в полупроводниковой сверхрешетке, в сильнолегированную область коллекторного контакта могут оказывать существенное влияние на характеристики доменного транспорта. Таким образом, задачи, связанные с анализом процессов, проходящих на контактах эмиттера и коллектора, представляют интерес как в контексте разработки устройств на основе сверхрешеток, так и для выявления и изучения нелинейно-динамических закономерностей коллективного транспорта заряда в различных полупроводниковых гетероструктурах.

В данной работе анализ влияния протяженных омических контактов эмиттера и коллектора про-

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина.

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского”.

³ Department of Physics, Loughborough University, United Kingdom.

веден при помощи модели коллективного электронного транспорта, основанной на гидродинамическом описании. В работе приведены основные принципы данного подхода и представлены результаты исследования пространственно-временной динамики концентрации носителей заряда и характеристик генерации в зависимости от степени легирования эмиттера и коллектора.

ИССЛЕДУЕМАЯ СИСТЕМА И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания коллективного транспорта заряда в полупроводниковых сверхрешетках достаточно часто используется полуклассический подход [12]. В рамках данного подхода движение носителей заряда и пространственно-временная динамика конфигурации электрического поля в структуре рассчитывают при помощи гидродинамической модели, состоящей из самосогласованных уравнений непрерывности и Пуассона

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_{SL}}{\partial x^2} &= -v(n_{SL} - n_D), \\ \frac{\partial n_{SL}}{\partial t} &= -\beta \frac{\partial J_{SL}}{\partial x}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varphi_{SL}(x, t)$ и $n_{SL}(x, t)$ – распределения потенциала и концентрации носителей заряда в полупроводниковой структуре, $v = 15.769$ и $\beta = 0.031$ – безразмерные управляющие параметры, $n_D = 1.0$ – безразмерное значение равновесной концентрации носителей заряда в полупроводнике. Безразмерные величины в уравнениях (1) связаны с размерными параметрами через следующие соотношения:

$$\begin{aligned} n &= n'/n'_D, \quad x = x'/L', \quad \varphi_{SL} = \varphi'_{SL}/L'F'_C, \\ F'_C &= \hbar/(ed'\tau'), \quad t = t'/\tau', \quad J_{SL} = J'_{SL}/(en'_D\mathfrak{G}'_0), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\mathfrak{G}'_0 = \delta\Delta'd'/(2\hbar), \quad \beta = \mathfrak{G}'_0\tau'/L', \quad v = L'en'_D/(F'_C\varepsilon'_0\varepsilon'_r).$$

В данном случае $n'_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ – равновесная концентрация носителей заряда, $L' = 115.2 \text{ нм}$ и $d' = 8.3 \text{ нм}$ – длина и период полупроводниковой сверхрешетки, $e > 0$ – заряд электрона, $\tau' = 250 \text{ фс}$ – время рассеяния носителей заряда в полупроводнике, $\varepsilon'_r = 12.5$ – относительная диэлектрическая проницаемость материала, $\Delta' = 19.1 \text{ мэВ}$ – ширина энергетической минизоны.

Для вычисления плотности тока используется дрейфовое приближение

$$J_{SL}(x, t) = n_{SL}(x, t) \times v_{SL}(F(x, t)), \quad (3)$$

где $v_{SL}(F_{SL}(x, t))$ соответствует безразмерной дрейфовой скорости носителей заряда в полупроводниковой сверхрешетке [1]. Данная зависимость в рамках полуклассического подхода может быть получена на основании закона движения отдель-

ного электрона в минизоне полупроводниковой сверхрешетки с учетом времени рассеяния [13]. При малых температурах и отсутствии внешних магнитных полей рассматриваемая зависимость имеет вид

$$v_{SL}(F_{SL}(x, t)) = \frac{F_{SL}(x, t)}{1 + F_{SL}(x, t)^2}, \quad (4)$$

где $F_{SL}(x, t) = -\partial\varphi_{SL}(x, t)/\partial x$ определяет распределение напряженности электрического поля в сверхрешетке.

Для моделирования пространственно-временной динамики носителей заряда на контактах эмиттера и коллектора в настоящей работе также используется гидродинамическая модель

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_C}{\partial x^2} &= -v(n_C - n_0), \\ \frac{\partial n_C}{\partial t} &= -\beta \frac{\partial J_C}{\partial x}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\varphi_C(x, t)$, $n_C(x, t)$ и $J_C(x, t)$ – распределения потенциала, концентрации носителей заряда и плотности тока на контактах полупроводниковой структуры, $n_0 = 3.33$ – безразмерная равновесная концентрация носителей заряда в данных областях. Безразмерные переменные в уравнениях (5) связаны с размерными параметрами при помощи приведенных выше соотношений (2).

Плотность тока на омических контактах эмиттера и коллектора вычисляется при помощи дрейфового приближения (3). Однако в данном случае, согласно теории Друде, дрейфовая скорость определяется линейным законом

$$v_C(F_C(x, t)) = \alpha F_C(x, t). \quad (6)$$

Безразмерный параметр $\alpha = e\tau'_C F'_C / (\mathfrak{G}'_0 m^*)$ зависит от времени рассеяния носителей заряда τ'_C на контактах и эффективной массы электрона.

Уравнения (1)–(6) дополняются граничными условиями, характеризующими выполнение условия непрерывности на границе областей омических контактов эмиттера и коллектора и полупроводниковой сверхрешетки

$$\begin{aligned} \varphi_{SL}(0) &= \varphi_{C1}(L_C), \quad \varphi_{C2}(0) = \varphi_{SL}(L), \\ J_{SL}(0) &= J_{C1}(L_C), \quad J_{C2}(0) = J_{SL}(L), \end{aligned} \quad (7)$$

где $L_C = L'_C/L'$ – безразмерная длина контакта, $L'_C = 50 \text{ нм}$, $\varphi_{C1}(x, t)$, $\varphi_{C2}(x, t)$, $J_{C1}(x, t)$, $J_{C2}(x, t)$ соответствуют значениям потенциала и плотности тока на эмиттере и коллекторе соответственно.

В качестве управляющего параметра в данной модели используется величина разности потенциалов на границах системы (сверхрешетка + + контакты), которая поддерживается постоянной

$$V = \varphi_{C2}(L_C) - \varphi_{C1}(0). \quad (8)$$

На рис. 1 схематически показана исследуемая модель сверхрешетки, состоящей из чередующихся

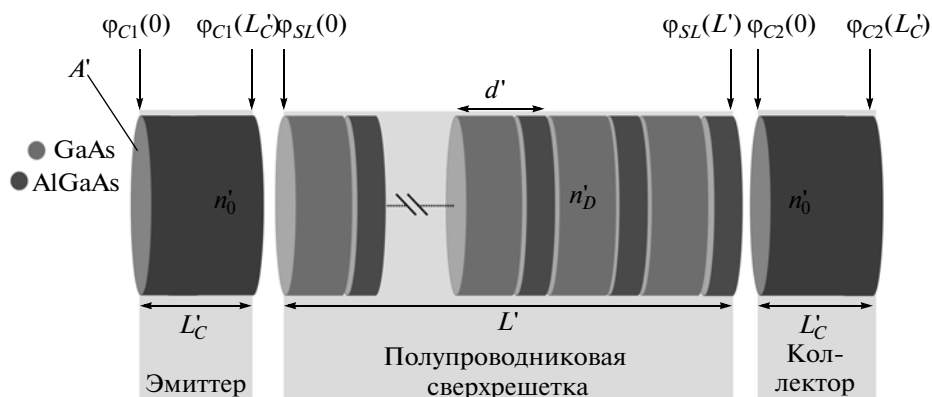


Рис. 1. Схематическое изображение сверхрешетки с периодом d' и площадью сечения A' , состоящей из слоев полупроводников GaAs–AlGaAs, с омическими контактами.

слоев полупроводников GaAs–AlGaAs с омическими контактами эмиттера и коллектора. Параметры данной структуры были выбраны согласно экспериментальным работам [7, 12].

ВЛИЯНИЕ КОНТАКТОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОМЕНННОГО ТРАНСПОРТА

Согласно результатам экспериментальных работ и численного моделирования уравнений (1), (3)–(8), при приложении определенного значения постоянной разности потенциалов в исследуемой системе развивается неустойчивость и возникает доменная генерация. При этом безразмерное значение разности потенциалов на данной структуре (8), соответствующее моменту возникновения неустойчивости составляет $V^* \approx 1.5$. В настоящей работе для исследования влияния параметров эмиттера и коллектора на характеристики колебаний тока значение разности потенциалов было зафиксировано как $V \approx 2.5$, что соответствует развитому режиму доменного транспорта. В качестве физического параметра, характеризующего контакты, использовано значение равновесной n_0 концентрации носителей заряда.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования уравнений (1), (3)–(8), описывающих коллективную динамику транспорта заряда в сверхрешетке и на контактах эмиттера и коллектора. Рисунок 2а соответствует зависимости частоты возникающих в системе колебаний тока (частота следования доменов) от концентрации носителей заряда на контактах. Сплошная линия отображает значение частоты для различных значений концентрации носителей заряда на коллекторном контакте (концентрация носителей заряда на эмиттере остается равной $n_0^E = 3.33$). Штриховая линия, в свою очередь, соответствует

изменению параметра n_0^E эмиттера, в то время как концентрация носителей заряда на коллекторе постоянна и равна $n_0^C = 3.33$. На рис. 2б представлены зависимости безразмерной мощности P/P_0 колебаний тока (P_0 соответствует мощности колебаний при значениях $n_0^C = 1.0$, $n_0^E = 3.33$) от концентрации носителей заряда на эмиттере (штриховая линия) и коллекторе (сплошная линия). Видно, что изменение значения концентрации носителей заряда на коллекторе оказывает существенное влияние на мощность возникающих колебаний тока. Из рис. 2а следует также, что изменение мощности сопровождается изменением частоты наблюдаемых колебаний. Следует отметить, что рассматриваемый параметр эмиттера практически не влияет на характеристики доменной генерации. Частота и мощность колебаний в данном случае определяются параметром коллекторного контакта и не меняются при варьировании величины n_0^E . На рисунке 1в продемонстрированы временные реализации колебаний тока, соответствующие фиксированному значению $n_0^E = 3.33$ и различным значениям n_0^C : $n_0^C = 2.0$ – кривая 1, $n_0^C = 5.0$ – кривая 2, $n_0^C = 8.0$ – кривая 3. Видно, что увеличение концентрации носителей заряда на контакте коллектора до $n_0^C = 5.0$ приводит к увеличению амплитуды колебаний тока. При дальнейшем увеличении n_0^C амплитуда колебаний падает (кривая 3). В случае изменения концентрации носителей заряда на эмиттере временные реализации различаются очень слабо (рис. 1г). Кривые 1, 2, 3 на данном рисунке соответствуют фиксированному значению $n_0^C = 3.33$ и значениям равновесной концентрации носителей заряда на эмиттере: $n_0^E = 2.0$, $n_0^E = 5.0$, $n_0^E = 8.0$ соответственно.

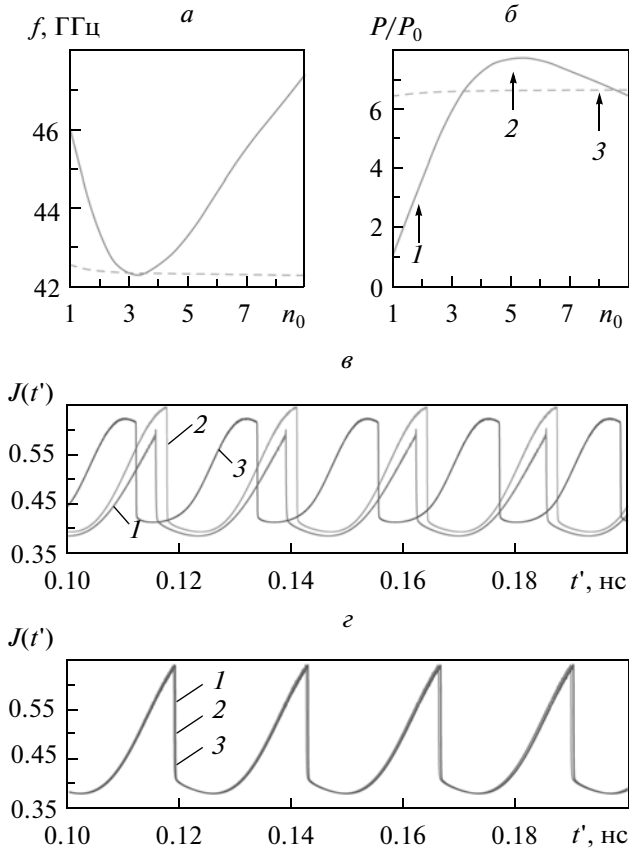


Рис. 2. Зависимость частоты колебаний тока, текущего через сверхрешетку (а) и безразмерной мощности колебаний (б) от значения безразмерной равновесной концентрации носителей заряда на коллекторе (сплошная линия, концентрация носителей заряда на эмиттере $n_0^E = 3.33$) и эмиттере (штриховая линия, концентрация носителей заряда на эмиттере $n_0^C = 3.33$). Временные реализации колебаний тока (в), соответствующие постоянной концентрации носителей заряда на эмиттере и различным значениям данного параметра на коллекторе: $n_0^C = 2.0$ – кривая 1, $n_0^C = 5.0$ – кривая 2, $n_0^C = 8.0$ – кривая 3. Временные реализации (з), соответствующие постоянной концентрации носителей заряда на коллекторе и различным значениям данного параметра на эмиттере: $n_0^E = 2.0$ – кривая 1, $n_0^E = 5.0$ – кривая 2, $n_0^E = 8.0$ – кривая 3.

Для иллюстрации процессов транспорта заряда в исследуемой структуре в настоящей работе показаны пространственно-временные зависимости концентрации носителей заряда для рассмотренных выше случаев. Рисунки 3а–3в соответствуют случаям, когда концентрация носителей заряда на эмиттере равна $n_0^E = 3.33$, а соответствующий параметр коллектора меняется: $n_0^C = 2.0$ (рис. 3а), $n_0^C = 5.0$ (рис. 3б), $n_0^C = 8.0$ (рис. 3в). Видно, что домен (1) начинает формироваться в полупроводни-

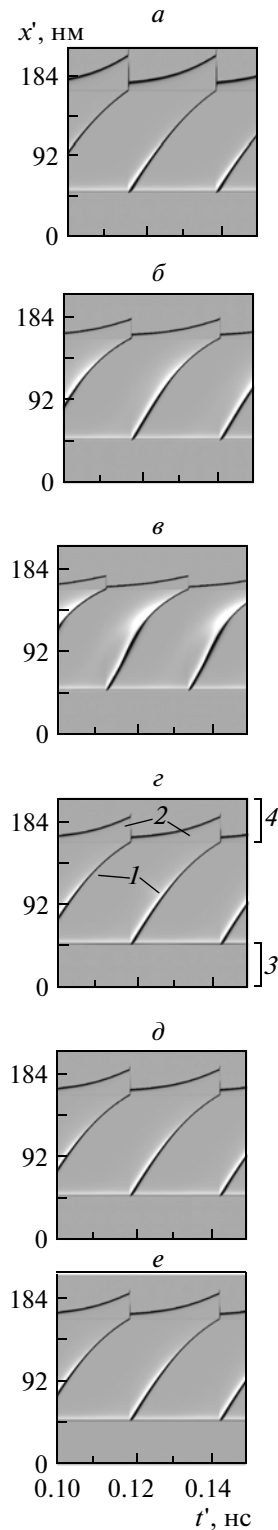


Рис. 3. Пространственно-временные зависимости концентрации носителей заряда (домена (1) и обедненной области (2)) в полупроводниковой структуре, соответствующие случаю изменения концентрации коллекторного контакта (4) ($n_0^C = 2.0$ (а), $n_0^C = 5.0$ (б), $n_0^C = 8.0$ (в)) и контакта эмиттера (3) ($n_0^E = 2.0$ (з) $n_0^E = 5.0$ (д), $n_0^E = 8.0$ (е)).

ковой сверхрешетке вблизи эмиттера. В этот момент на коллекторе возникает область, обедненная носителями заряда (2). По мере движения домена к коллектору структура его амплитуда резко возрастает, при этом увеличивается обедненная область коллекторного контакта. Достигший области коллектора домен быстро распространяется в омическом контакте и расформируется. При этом обедненная область восстанавливается и происходит формирование нового домена в области эмиттера.

Из рис. 3 видно, что при увеличении концентрации носителей заряда на коллекторе обедненная область на нем уменьшается, что сопровождается увеличением амплитуды домена заряда. Кроме того, при $n_0^E > 5.0$ наблюдается искажение траектории движения домена в области полупроводниковой сверхрешетки (рис. 3в). Следует отметить, что рассмотренный режим доменного транспорта не сопровождается возмущением концентрации носителей заряда на эмиттере структуры, что объясняет слабую зависимость характеристик генерации от параметров контакта эмиттера (рис. 3г–3е).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена математическая модель, основанная на принципах гидродинамического описания электронного транспорта, для исследования процессов, протекающих в полупроводниковой сверхрешетке с протяженными омическими контактами эмиттера и коллектора. При помощи разработанного подхода проведен анализ пространственно-временной динамики концентрации носителей заряда в подобной структуре и исследована зависимость характеристик возникающих колебаний тока от равновесной концентрации носителей заряда на контактах эмиттера и коллектора. Показано, что изменение степени легирования коллектора поз-

воляет добиться существенного изменения мощности колебаний тока, в то время как степень легирования эмиттера практически не влияет на характеристики доменного транспорта. Полученные в работе результаты могут быть полезны для практических задач, связанных с моделированием и анализом динамики систем на основе сверхрешеток. Кроме того, предложенная модель может найти применение для анализа “сендвичных” структур, образованных чередованием различных полупроводниковых материалов и металлов.

Работа выполнена при поддержке Российскойского научного фонда (проект № 14-12-00222). Максименко В.А. также выражает благодарность за индивидуальную стипендию Фонду “Династия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Esaki L., Tsu R.* // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. № 1. P. 61.
2. *Greenaway M.T. et al.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. 205318.
3. *Hyart T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 103. 117401.
4. *Ridley B.K.* // Proc. Phys. Soc. London. 1963. V. 82. P. 954.
5. *Koronovskii A.A., Maksimenko V.A., et al.* // Phys. wave phenomena. 2013. V. 21. № 1 P. 48.
6. *Schomburg E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. № 15. P. 2179.
7. *Hramov A.E., Makarov V.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. 116603.
8. *Makarov V.V. et al.* // Izvestija Vuzov – Appl. Nonlin. Dynamics. 2013. V. 21. № 5. P. 40.
9. *Koronovskii A.A. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. 165304.
10. *Wacker R.* // Phys. Rep. 2002. V. 357. № 1. P. 1.
11. *Kroemer H.* // IEEE Transactions On Electron Devices. 1968. V. ED-15. № 11. P. 819.
12. *Fromhold T.M. et al.* // Nature. 2004. V. 428. P. 726.
13. *Selskii A.O. et al.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. 235311.