

07

Возрастание мощности колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке с учетом межминизонного туннелирования

© А.О. Сельский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

E-mail: feanorberserk@gmail.com

Поступило в Редакцию 29 сентября 2017 г.

Рассматривается полная мощность колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, при различных значениях ширины запрещенной зоны между первой и второй минизонами. Показано, что при уменьшении величины запрещенной зоны, когда вероятность межминизонного туннелирования возрастает, полная мощность колебаний тока увеличивается при некоторых значениях напряжения, приложенного к сверхрешетке.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.09.46065.17062

Объектом исследования в настоящей работе является гетероструктура, состоящая из чередующихся слоев (ширина слоя, как правило, не превышает нескольких десятков нанометров) различных полупроводниковых материалов с близкими периодами кристаллической решетки, — полупроводниковая сверхрешетка [1,2]. Сверхрешетки служат удобной моделью для изучения различных квантово-механических эффектов [3,4]. Не меньший интерес вызывает коллективная динамика электронов при приложении к сверхрешетке постоянного напряжения, поскольку в этом случае в структуре могут образовываться пространственно-временные электронные структуры, называемые доменами (по аналогии с доменами в диоде Ганна [5,6]). Прохождение доменов через полупроводниковую сверхрешетку приводит к возникновению колебаний тока, протекающего через структуру, частота которых составляет, как правило, несколько десятков GHz [7,8]. Следует отметить, что в настоящее время все больше внимания уделяется рассмот-

рению транспорта электронов через полупроводниковую сверхрешетку с позиций нелинейной динамики, что позволяет выявлять и объяснять различные эффекты, наблюдающиеся в исследуемой системе [7–11].

Обычно при моделировании и изготовлении сильносвязанных сверхрешеток расстояние между минимумами задается достаточно большим, чтобы можно было пренебречь межминимонным туннелированием Ландау–Зинера [7,8,12]. В этом случае существенно упрощаются как описание транспорта зарядов в сверхрешетках, так и интерпретация экспериментальных данных. Однако в ряде работ было показано, что учет межминимонного туннелирования сильно изменяет групповую динамику электронов в сверхрешетках, в частности спектральные характеристики колебаний тока, протекающего через сверхрешетку [13,14]. В настоящей работе рассмотрено влияние межминимонного туннелирования на полную мощность колебаний тока.

Типовой моделью при описании процессов транспорта заряда в полупроводниковой сверхрешетке является система уравнений, включающая в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2,9]:

$$\begin{aligned} e \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial J}{\partial x}, \\ \frac{\partial F}{\partial x} &= \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n - n_{D0}), \\ J &= en v_d(\bar{F}), \end{aligned} \quad (1)$$

где t обозначает время, а координата x соответствует направлению движения электронов в полупроводниковой сверхрешетке. Величины $n(x, t)$, $F(x, t)$ и $J(x, t)$ определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. Параметры ε_0 , $\varepsilon_r = 12.5$ соответствуют абсолютной и относительной диэлектрическим проницаемостям; $n_{D0} = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ — равновесная концентрация электронов; v_d — дрейфовая скорость электрона, вычисленная для среднего значения напряженности электрического поля \bar{F} ; $e > 0$ — заряд электрона.

В случае отсутствия наклонного магнитного поля зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, входящая в уравнение (1), может быть вычислена аналитически с помощью

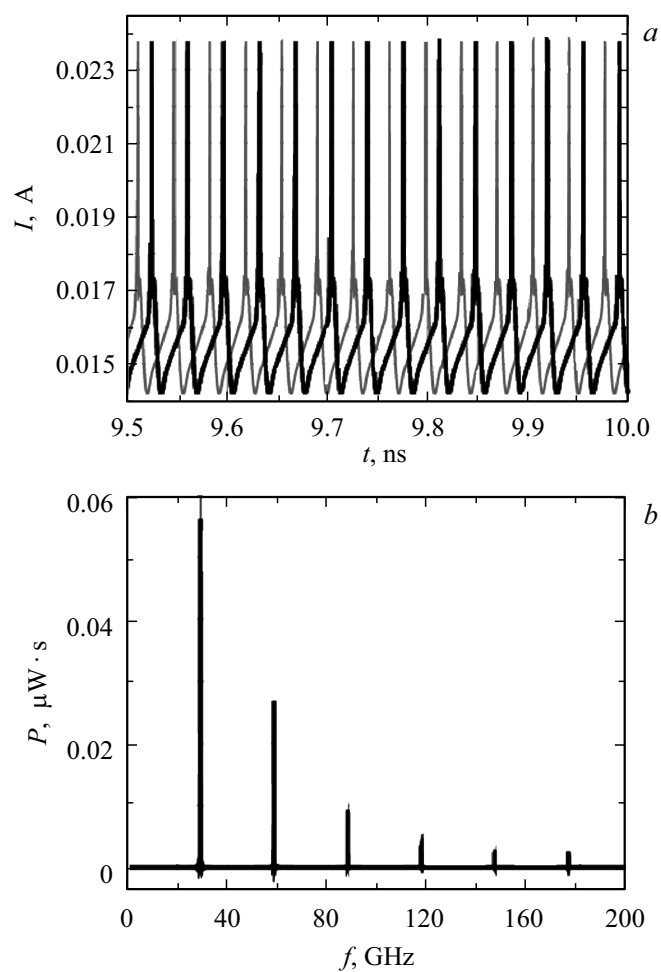


Рис. 1. *a, c* — реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, *b, d* — спектральные плотности мощности колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Значения напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке: $V = 0.4$ (*a, b*) и 0.65 V (*c, d*). Черная линия построена для значения ширины запрещенной зоны $E_g = 200$ meV, серая линия — для значения $E_g = 130$ meV.

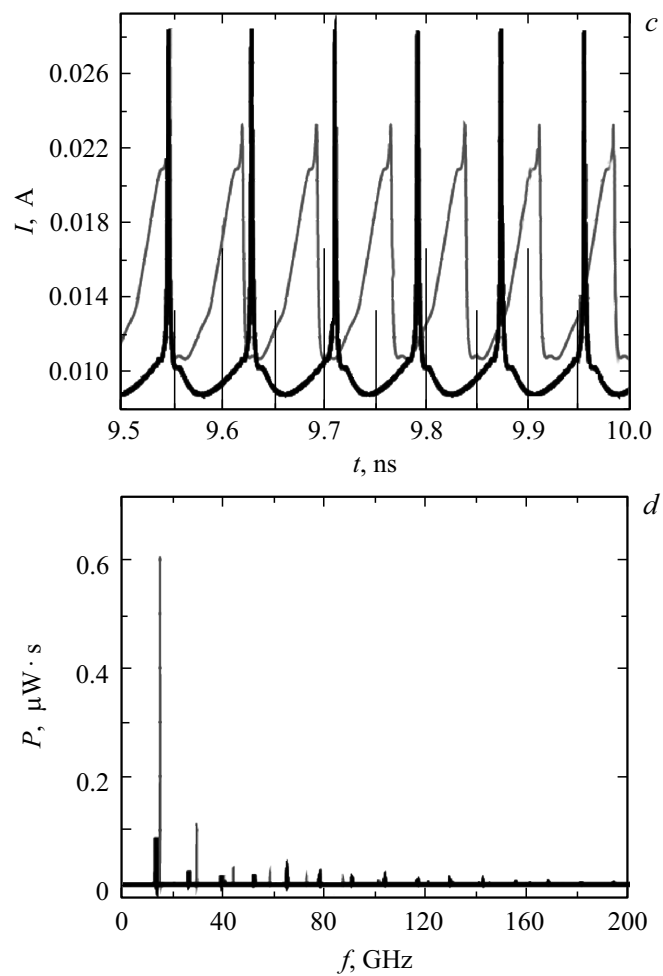


Рис. 1 (продолжение).

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. Для учета возможности туннелирования между первой и второй минизонами применялся подход, описанный в [15,16]. В соответствии с этими работами дрейфовая скорость с учетом межминизонного туннелирования определяется следующим образом:

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

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

где m^* — эффективная масса электрона в полупроводнике. 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 [15–17] как

$$T(F) = \exp\left(\frac{m^*dE_g^2}{4\hbar^2|eF|}\right), \quad (5)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны между первой и второй минизонами. Из уравнений (3)–(5) можно видеть, что при увеличении вероятности межминизонного туннелирования дрейфовая скорость возрастает, что существенным образом влияет на групповую динамику электронов в полупроводниковой сверхрешетке. При ширине запрещенной зоны $E_g \rightarrow \infty$ формула (3) преобразуется в формулу (2).

В работе [14] было показано, что в присутствии наклонного магнитного поля увеличение вероятности межминизонного туннелирования приводит к увеличению мощности старших гармоник колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. В настоящей работе рассматривается более простой случай, когда магнитного поля нет. В этом случае при уменьшении ширины запрещенной зоны между первой и второй минизонами можно наблюдать существенное увеличение старшей гармоники (рис. 1, d). Важно отметить, что при

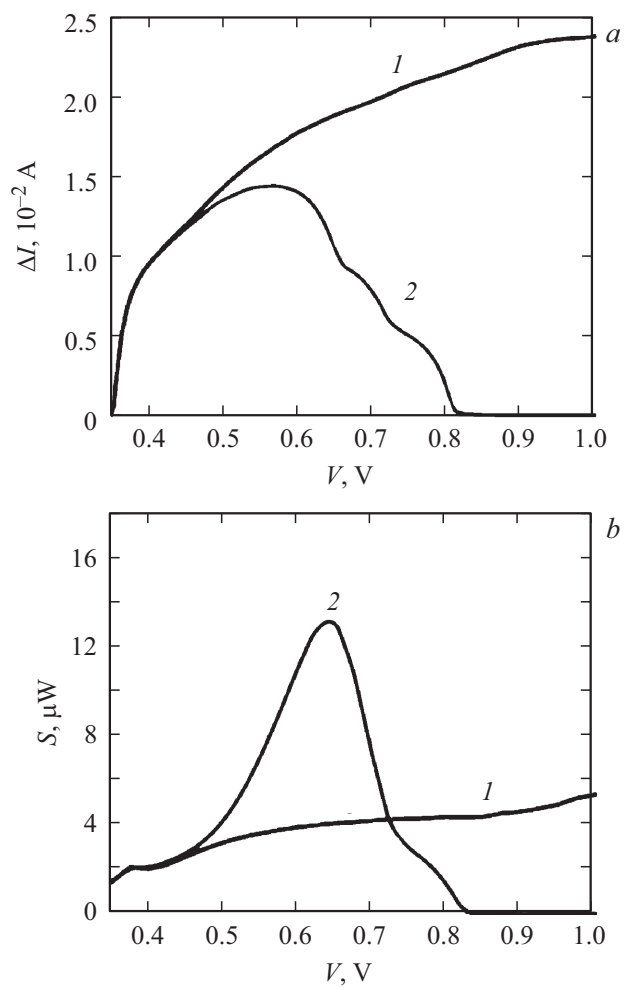


Рис. 2. Зависимости амплитуды колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, от напряжения, приложенного к ней (а), и полной мощности колебаний от напряжения (б) при значениях ширины запрещенной зоны $E_g = 200$ (1) и 130 meV (2).

более низких значениях напряжения (рис. 1, *b*) спектральные плотности мощности колебаний тока при различных значениях ширины запрещенной зоны почти идентичны. Это свидетельствует о том, что увеличение мощности старшей гармоники связано с межминизонным туннелированием, так как при низких напряжениях не наблюдается значений напряженности электрического поля, достаточных для существенного увеличения вероятности туннелирования в соответствии с формулой (5). На рис. 1, *a* и *c* можно сравнить вид колебаний тока при различных значениях напряжения и ширины запрещенной зоны, определяющих вероятность межминизонного туннелирования. Можно видеть, что для высоких значений напряжения вид колебаний существенно изменяется, амплитуда уменьшается, тогда как пики тока расширяются.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуды колебаний тока и полной мощности колебаний от напряжения при различных значениях ширины запрещенной зоны. Полная мощность рассчитывалась с помощью интегрирования спектральной плотности мощности по всем частотам. Из рисунка видно, что для ширины запрещенной зоны $E_g = 200 \text{ meV}$, когда туннелированием можно пренебречь, амплитуда и полная мощность колебаний тока монотонно возрастают с ростом напряжения. При ширине запрещенной зоны $E_g = 130 \text{ meV}$ амплитуда с некоторого значения напряжения начинает уменьшаться, пока не становится равной нулю, что означает полное подавление колебаний тока. Полная мощность, так же как и амплитуда, проходит через максимум, после чего уменьшается до нуля. Важно отметить, что амплитуда колебаний тока при ширине запрещенной зоны $E_g = 130 \text{ meV}$ меньше, чем при $E_g = 200 \text{ meV}$, для всех значений напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке. В то же время полная мощность существенно выше при ширине запрещенной зоны $E_g = 130 \text{ meV}$ для некоторого диапазона напряжений 0.5–0.7 V.

Таким образом, в работе показано, что влияние межминизонного туннелирования приводит к изменению колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Амплитуда колебаний с ростом вероятности туннелирования уменьшается вплоть до нуля. Вместе с тем изменяется форма колебаний, что ведет к росту старшей гармоники в спектральной плотности мощности. Этот рост приводит к появлению максимума полной мощности,

предшествующего подавлению колебаний. Величина максимума полной мощности существенно выше, чем значение полной мощности для случая, когда межминизонным туннелированием можно пренебречь.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-32-00182).

Список литературы

- [1] Шук А.Я. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 10. С. 1841–1864.
- [2] Wacker A. // Phys. Rep. 2002. V. 357. P. 1–111.
- [3] Келдыш Л.Б. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 8. 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., Wacker A., Schöll E. // 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., Fromhold T.M. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 205318.
- [8] Fromhold T.M., Patané A., Bujkiewicz S., Wilkinson P.B., Fowler D., Sherwood D., Stapleton S.P., Krokhin A.A., Eaves L., Henini M., Sankeshwar N.S., Sheard F.W. // Nature. 2004. V. 428. P. 726–730.
- [9] Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E., Moskalenko O.I., Alekseev K.N., Greenaway M.T., Wang F., Fromhold T.M., Shorokhov A.V., Khvastunov N.N., Balanov A.G. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235311.
- [10] Bonilla L.L., Teitworth S.W. Nonlinear wave methods for charge transport. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2010. 287 p.
- [11] Hramov A.E., Makarov V.V., Koronovskii A.A., Kurkin S.A., Gaifullin M.B., Alexeeva N.V., Alekseev K.N., Greenaway M.T., Fromhold T.M., Patané A., Kusmartsev F.V., Maksimenko V.A., Moskalenko O.I., Balanov A.G. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 116603.
- [12] Alexeeva N., Greenaway M.T., Balanov A.G., Makarovskiy O., Patané A., Gaifullin M.B., Kusmartsev F., Fromhold T.M. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 024102.
- [13] Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е., Fromhold T.M., Greenaway M.T., Баланов А.Г. // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 4. С. 62–66.
- [14] Balanov A.G., Koronovskii A.A., Moskalenko O.I., Selskii A.O., Hramov A.E. // Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23. P. 28–34.

-
- [15] *Hardwick D.P.A., Naylor S.L., Bujkiewicz S., Fromhold T.M., Fowler D., Patané A., Eaves L., Krokhin A.A., Wilkinson P.B., Henini M., Sheard F.W.* // *Physica E*. 2006. V. 32. P. 1–2.
- [16] *Hardwick D.P.A.* Quantum and semiclassical calculations of electron transport through a stochastic system. PhD thesis. Nottingham: University of Nottingham, 2007. 223 p.
- [17] *Zener C.* // *Proc. Roy. Soc. Lond. A*. 1934. V. 145. P. 523–529.