06

Полупроводниковая наноспираль в электрическом поле как сверхрешетка нового типа

© О.В. Кибис, М.Е. Портной

Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
E-mail: Oleg.Kibis@nstu.ru
School of Physics, University of Exeter, Stocker Road,
Exeter EX4 4QL, United Kingdom

Поступило в Редакцию 6 апреля 2007 г.

Теоретически исследованы электронные свойства полупроводниковых наноспиралей, помещенных во внешнее электрическое поле. Показано, что под действием поля наноспираль приобретает свойства сверхрешетки, параметры которой управляются этим полем. В частности, на вольт-амперной характеристике наноспирали появляется участок отрицательной дифференциальной проводимости, что позволяет использовать наноспираль в качестве перестраиваемого генератора и усилителя высокочастотных сигналов.

PACS: 73.21.Cd, 73.21.Hb

Одним из основных элементов современной наноэлектроники являются сверхрешетки — искусственно созданные твердотельные структуры с потенциальным рельефом, период которого составляет несколько десятков межатомных расстояний обычной кристаллической решетки [1]. Брэгговская дифракция электронных волн на таком сверхпериоде приводит к существенной модификации энергетического спектра электронов (в частности, к появлению щелей в энергетическом спектре носителей заряда), что позволяет создавать наноэлектронные приборы с необычными характеристиками. В рамках существующих технологических процессов сверхрешетки создаются на основе многослойных полупроводниковых структур, параметры периодического потенциального рельефа которых определяются условиями изготовления и не могут быть изменены в процессе эксплуатации сверхрешетки. В связи с этим возникает естественное желание придумать сверхрешетки, параметрами периодического потенциала которых можно управлять с помощью внешнего поля, что создало бы предпосылки для разработки нового класса наноэлектронных устройств с перестраиваемыми характеристиками. В предлагаемой работе проведен теоретический анализ электронных свойств таких сверхрешеток, которые можно изготовить на основе полупроводниковых наноспиралей.

Современные технологии, разработанные в течение последних лет, позволяют изготавливать спирали нанометрового масштаба на базе гетероструктур InGaAs/GaAs и Si/SiGe [2–4]. Однако еще до появления таких спиралей in vivo, наноструктуры с геликоидальной симметрией уже привлекали внимание теоретиков благодаря особенностям их электронных свойств, проявляющимся, в частности, в процессах электрон-электронного, электрон-фононного и электрон-фотонного взаимодействий [5–8]. Первые теоретические исследования сверхрешеточных свойств геликоидальных наноструктур в электрическом поле были проведены в работах [9–10] и затем продолжены в [11]. Основным объектом этих предыдуших исследований выступали углеродные нанотрубки с геликоидальной (хиральной) кристаллической структурой, однако наиболее ярко интересующие нас сверхрешеточные эффекты должны проявиться именно в одномерных наноспиралях [10], к подробному анализу электронных свойств которых мы и переходим сейчас. Будем рассматривать полупроводниковую наноспираль как одномерный проводник, имеющий форму винтовой линии с радиусом R и шагом s, помещенный во внешнее электрическое поле с напряженностью $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + \mathbf{E}_\parallel$, где $\mathbf{E}_\perp$ и $\mathbf{E}_\parallel$ — компоненты поля, направленные соответственно перпендикулярно и параллельно к оси винтовой линии. Благодаря компоненте поля $\mathbf{E}_\perp$ потенциальная энергия электрона в наноспирали будет иметь вид

$$U(x) = eE_\perp R\cos(2\pi x/l_0), \qquad (1)$$

где e — заряд электрона, x — координата электрона вдоль одномерного проводника, а

$$l_0 = \sqrt{4\pi^2R^2 + s^2}$$

есть длина одного витка винтовой линии. Очевидно, что потенциальная энергия (1) периодична относительно координаты электрона x и период этой потенциальной энергии равен длине витка винтовой линии l_0, которая существенно превышает межатомное расстояние, благодаря чему наноспираль приобретает типичные сверхрешеточные свойства.

В рамках метода эффективной массы энергетический спектр электронов в наноспирали ε_E, модифицированный внешним электрическим полем E, определяется уравнением Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\psi_E + U(x)\psi_E = \varepsilon_E\psi_E, \tag{2}$$

где m — эффективная масса электрона в наноспирали. Решением этого уравнения ψ_E, хорошо известным в математической физике, является функция Маттье [12]. Однако, несмотря на известное точное решение, записать в аналитическом виде энергетический спектр электрона ε_E как функцию от электронного волнового вектора k вдоль наноспирали не представляется возможным. Поскольку именно эта дисперсионная зависимость $\varepsilon_E(k)$ определяет основные электрофизические характеристики сверхрешеток, то получение ее в явном виде необходимо с прикладной точки зрения и потому мы воспользуемся приближенным методом решения уравнения (2). Волновую функцию ψ_E, удовлетворяющую теореме Блоха для периодического потенциала (1), можно искать в виде ряда

$$\psi_E = e^{ikx}\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n(k)e^{i(2ngx)}, \tag{3}$$

где $g = \pi/l_0$ есть половина ширины сверхрешеточной зоны Бриллюэна. Принимая во внимание, что матричный элемент потенциальной энергии (1) имеет вид

$$\langle e^{ik'x}|U(x)|e^{ikx}\rangle = \pi e E_\perp R\big[\delta(k-k'+2g)+\delta(k-k'-2g)\big], \tag{4}$$

и подставляя разложение (3) в уравнение Шредингера (2), получим систему алгебраических уравнений

$$\big[\varepsilon_0(k+2ng)-\varepsilon_E(k)\big]b_n(k) + U_E\big[b_{n-1}(k)+b_{n+1}(k)\big] = 0, \tag{5}$$

где

$$\varepsilon_0(k) = \frac{\hbar^2k^2}{2m} \tag{6}$$

есть невозмущенная энергия электронов в наноспирали в отсутствие внешнего электрического поля, а $U_E = eE_\perp R/2$ есть характерная энергия взаимодействия электронов с внешним электрическим полем. Приближенное выражение для энергетического спектра электронов в интересующей нас нижней минизоне наноспирали можно легко получить из системы (5) в случае $\overline{U}_E = U_E/\varepsilon_0(g) \ll 1$. В этом приближении бесконечная цепочка алгебраических уравнений (5) сводится к системе из трех алгебраических уравнений, точное решение которой для нижней сверхрешеточной минизоны имеет вид

$$\overline{\varepsilon}_E(\overline{k}) = -(2/3)\sqrt{16 + 48\overline{k}^2 + 6\overline{U}_E^2}\cos(\alpha/3 - \pi/3) + \overline{k}^2 + 8/3, \qquad (7)$$

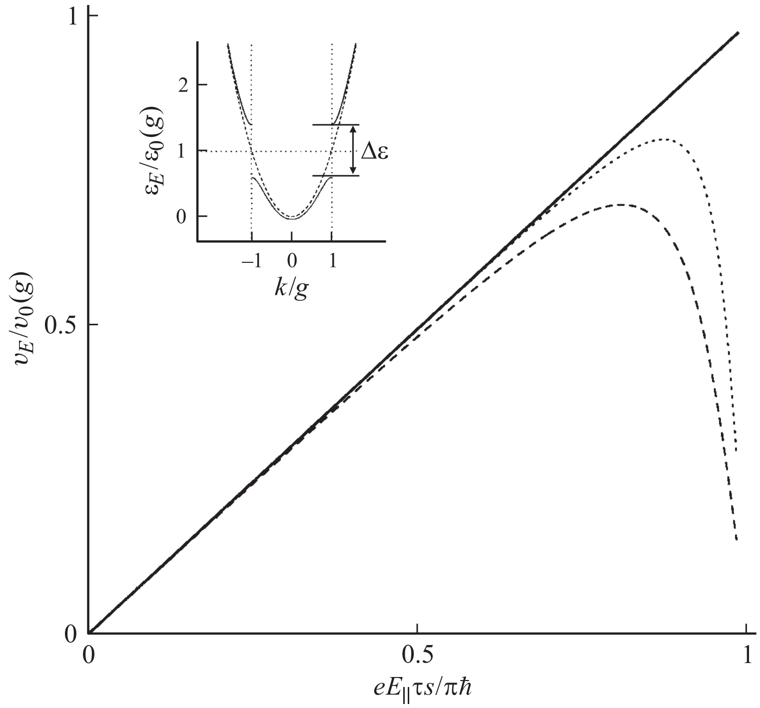
где

$$\cos\alpha = -\frac{1 - 9\overline{k}^2 + 9\overline{U}_E^2/16}{(1 + 3k^2 + 3\overline{U}_E^2/8)^{3/2}}$$

при $0 \leqslant \alpha \leqslant \pi$, а безразмерные величины $\overline{\varepsilon}_E = \varepsilon_E/\varepsilon_0(g)$, $\overline{k} = k/g$. При этом ширина энергетической щели, отделяющей нижнюю минизону от вышележащих электронных состояний, есть

$$\Delta\varepsilon = eE_\perp R. \qquad (8)$$

Из анализа выражений (7), (8) следует, что полученный энергетический спектр обладает всеми особенностями, присущими энергетическому спектру электронов в обычных сверхрешетках (см. врезку на рисунке). Поэтому сверхрешетку на основе наноспирали можно использовать для всех тех наноэлектронных устройств, в которых традиционно используются полупроводниковые сверхрешетки (квантовые каскадные лазеры [13], генераторы и усилители высокочастотных сигналов [14] и т.д.). При этом параметры этих электронных устройств можно перестраивать меняя величину поперечной компоненты электрического поля $E_\perp$, поскольку зонная структура наноспирали определяется уравнениями (7), (8), зависящими от этой компоненты поля. В качестве примера сверхрешеточных свойств, приобретаемых электронным газом в наноспирали благодаря поперечному полю $E_\perp$, рассмотрим особенности электронных транспортных характеристик, проявляющиеся при наличии продольной компоненты поля $E_\parallel$. Пусть при $E_\parallel = 0$ электронный газ заполняет состояния в области параболического закона дисперсии вблизи минимума нижней минизоны (7) и пусть изменение волнового вектора электронов $\Delta k = eE_\parallel \tau s/\hbar l_0$ под действием продольного поля $E_\parallel$ меньше ширины сверхрешеточной зоны Бриллюэна $2\pi/l_0$. Тогда электрический ток, возникающий в наноспирали под действием продольной компоненты электрического поля, есть $j = env_E$, где n — концентрация электронов в наноспирали, а дрейфовая скорость электронов



Зависимость дрейфовой скорости электронов в наноспирали от продольной компоненты электрического поля (сплошная линия — при $\overline{U}_E = 0$, точечная линия — при $\overline{U}_E = 0.1$, пунктир — при $\overline{U}_E = 0.2$). На врезке к рисунку показано изменение невозмущенного параболического закона дисперсии электронов в наноспирали, изображенного пунктиром, под действием поперечного электрического поля (сплошная линия).

$\nu_E \approx \nu(\Delta k)$. Здесь τ — эффективное электронное время релаксации, а функция $\nu(k) = (1/\hbar)(\partial\varepsilon_E(k)/\partial k)$ есть групповая электронная скорость в минизоне и имеет вид

$$\overline{\nu}(\overline{k}) = \frac{3\overline{\varepsilon}_E^2\overline{k} - 6\overline{\varepsilon}_E\overline{k}^3 + 3\overline{k}^5 - 16\overline{k}^3 + 16\overline{k} - 2\overline{U}_E^2\overline{k}}{3\overline{\varepsilon}_E^2 - 2\overline{\varepsilon}_E(3\overline{k}^2 + 8) + 3\overline{k}^4 + 16 - 2\overline{U}_E^2}, \tag{9}$$

где $\overline{\varepsilon}_E$ определяется выражением (7), безразмерная величина $\overline{\nu} = \nu/\nu_0(g)$, а $\nu_0 = \hbar g/m$ есть групповая скорость электрона на краю сверхрешеточной зоны Бриллюэна в отсутствие поперечной компоненты электрического поля. Из рисунка следует, что при $E_\perp \neq 0$ на вольт-амперной характеристике наноспирали $j(E_\parallel)$ появится участок отрицательной дифференциальной проводимости, в пределах которого дрейфовая скорость электрона v_E убывает с ростом продольной компоненты поля $E_\parallel$. Физическая причина появления такого участка обусловлена разогревом электронного газа под действием $E_\parallel$, приводящим к забросу электронов в область состояний с отрицательной эффективной массой вблизи края сверхрешеточной зоны Бриллюэна. Необходимо отметить, что дальнейшее увеличение $E_\parallel$ приведет к зенеровскому туннельному пробою сверхрешеточной энергетической щели $\Delta\varepsilon$, вследствие чего ток j вновь начнет возрастать с ростом поля $E_\parallel$. Таким образом, вольт-амперная характеристика наноспирали будет иметь так называемый N-образный вид, характерный для туннельных диодов и диодов Ганна. Поэтому полупроводниковые наноспирали [2–4] могут использоваться для тех же целей, что и упомянутые диоды, а именно для усиления и генерации высокочастотных сигналов, а также в качестве умножителей частот. Отдельного обсуждения заслуживает случай наноспирали с очень хорошей кристаллической структурой, в которой $\Delta k \gg 2\pi/l_0$. В этом случае в наноспирали под действием продольной компоненты поля возникнут блоховские осцилляции электронов [14], характеризуемые частотой

$$\omega_E = eE_\parallel s/\hbar. \tag{10}$$

При нанометровом масштабе шага образующей наноспираль винтовой линии $s \sim 10^{-7}$ cm и сравнительно легко достижимых в эксперименте полях $E_\parallel \sim 10^4$ V/cm частота блоховских осцилляций $\omega_E \sim 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ лежит в терагерцовой области и потому наноспираль может использоваться в качестве терагерцового генератора. Это обстоятельство представляется существенным, поскольку поиск новых эффективных методов генерации терагерцового излучения является одной из важнейших задач современной прикладной физики [15,16].

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант 05-1000008-7801), РФФИ (грант 06-02-16005) и Royal Society (UK).

Список литературы

[1] *Ivchenko E.L., Pikus G.E.* Superlattices and other heterostuctures. Symmetry and optical phenomena. Berlin: Springer-Verlag, 1997. 382 p.
[2] *Prinz V.Ya., Seleznev V.A., Gutakovsky A.K., Chehovsky A.V., Preobrazhenskii V.V., Putiato M.A., Gavrilova T.A.* // Physica E. 2000. V. 6. P. 828–831.
[3] *Prinz V.Ya., Grützmacher D., Beyer A., David C., Ketterer B., Deckardt E.* // Nanotechnology. 2001. V. 12. P. 399–402.
[4] *Prinz V.Ya.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2006. V. 243. N 13. P. 3333–3339.
[5] *Kibis O.V.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 166. P. 393–394; Physica E. 2002. V. 12. P. 741–744.
[6] *Кибис О.В.* // ФТТ. 1992. Т. 34. В. 11. С. 3511–3513; ФТП. 1999. Т. 33. В. 10. С. 1232–1234; ФТТ. 2001. Т. 43. В. 12. С. 2237–2243.
[7] *Ivchenko E.L., Spivak B.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 155 404.
[8] *Магарилл Л.И., Энтин М.В.* // Письма ЖЭТФ. 2003. Т. 78. В. 4. С. 249–252.
[9] *Kibis O.V., Parfitt D.G.W., Portnoi M.E.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 035411.
[10] *Kibis O.V., Malevannyy S.V., Huggett L., Parfitt D.G.W., Portnoi M.E.* // Electromagnetics. 2005. V. 25. P. 425–435.
[11] *Волосникова О.П., Завьялов Д.В., Крючков С.В.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 18. С. 13–19; Т. 33. В. 5 (поправка).
[12] *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.
[13] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // Science. 1994. V. 264. P. 553–556.
[14] *Esaki L., Tsu R.* // IBM J. Res. Dev. V. 14. P. 61–65.
[15] *Dragoman D., Dragoman M.* // Progress in Quantum Electronics. 2004. V. 28. P. 1–66.
[16] *Кибис О.В., Портной М.Е.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 15. С. 85–89.