

УДК УДК

*В. Л. Семенов*

Московский физико-технический институт (государственный университет)

## Параметрическая неустойчивость в наноэлектромеханическом детекторе модулированного терагерцевого излучения на основе двух параллельных углеродных нанотрубок

Исследованы условия возбуждения параметрической неустойчивости в резонансном детекторе модулированного терагерцевого излучения на основе системы из двух связанных (плазменного и механического) резонаторов, представляющих собой четвертьволновый отрезок двухпроводной линии из двух одинаковых упругих нанотрубок с металлической проводимостью. Распределенные плазменный и механический резонаторы сведены к сосредоточенным связанным осцилляторам. Рассчитаны пороговые значения прикладываемого к системе переменного потенциала, при которых в ней возникает параметрическая неустойчивость.

**Ключевые слова:** углеродная нанотрубка, плазмон, терагерцевое излучение, параметрическая неустойчивость, детектор.

Терагерцевое излучение представляет большой интерес для применений в ряде областей, таких как спектроскопия, визуализация и беспроводная передача данных и др. [1]. В настоящее время для большинства приложений является актуальной разработка компактных, перестраиваемых в широком диапазоне частот и высокоэффективных генераторов и детекторов терагерцевого излучения.

В последнее время были предложены схемы микро- и наноэлектромеханических детекторов модулированного терагерцевого излучения на основе полевого транзистора с высокой подвижностью электронов [2, 3]. В основу этих схем положена концепция транзистора с подвижным затворным электродом, представляющим собой механический резонатор [4]. В отличие от исходной схемы [4], представленные в упомянутых работах [2, 3] устройства содержат в себе также плазменный резонатор, усиливающий входящий высокочастотный сигнал. Принцип работы данных устройств заключается в резонансном усилении плазменным резонатором входящего модулированного сигнала, выделении сигнала модуляции вследствие квадратичности поперечной силы по амплитуде сигнала и последующем усилении демодулированного сигнала механическим резонатором. Такие устройства имеют малый размер (порядка 1 мкм) и достаточно широкий диапазон перестройки несущей частоты (от одного до нескольких ТГц).

Недавно была предложена похожая схема детектора (рис. 1), в которой терагерцевым плазменным резонатором является четвертьволновый отрезок двухпроводной линии из углеродных нанотрубок с металлической проводимостью [4]. Поперечный размер такого устройства, равный расстоянию между нанотрубками  $d \sim 100$  нм, оказывается существенно меньшим по сравнению со схемой, использующей двумерный электронный газ в качестве плазменного резонатора. Как было показано в работах [6, 7], в детекторах такого типа возможно возникновение параметрической неустойчивости, если амплитуда входящего сигнала превышает некоторую пороговую величину. Если порог превышен, в механическом резонаторе возбуждаются низкочастотные колебания даже в отсутствие модуляции несущей частоты. В данной работе мы проводим оценку величины пороговой амплитуды переменного напряжения, подаваемого на вход рассматриваемого детектора, при превышении которой в нем происходит самовозбуждение механических колебаний. Представив распределенные плазменный и механический резонаторы в терминах сосредоточенных параметров, мы получили систему уравнений для связанных осцилляторов, анализ которой приводит к оценке пороговой величины входящего сигнала [4].

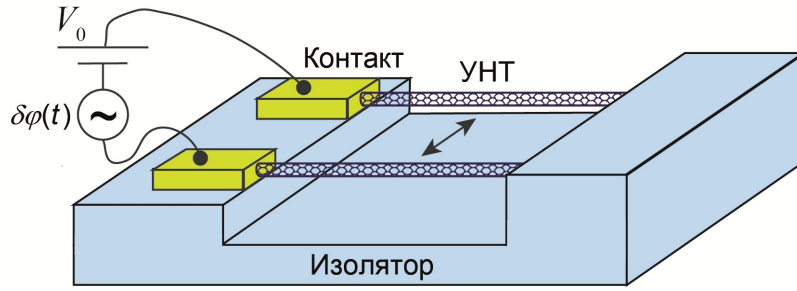


Рис. 1. Схема детектора модулированного терагерцевого излучения на основе четвертьволнового отрезка двухпроводной линии из двух однослойных углеродных нанотрубок с металлической проводимостью

Рассмотрим отрезок двухпроводной линии из углеродных нанотрубок с металлической проводимостью. Пусть длина этого отрезка равна  $L$ , расстояние между осями нанотрубок  $d$ , а их радиус равен  $a$ . Электронный транспорт в нанотрубках будем считать в приближении эффективной массы [9]. В таком случае можно показать, что электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль рассматриваемой двухпроводной линии из углеродных нанотрубок, могут быть сведены к системе телеграфных уравнений:

$$\begin{cases} C_l \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = 0, \\ L \frac{\partial I}{\partial t} + RI + \frac{\partial V}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $R$ ,  $L$  и  $C_l$  — погонные сопротивление, индуктивность и емкость проводящей линии, а  $I(z, t)$  и  $V(z, t)$  — ток в каждом проводнике и разность потенциалов между ними в сечении проводящей линии с координатой  $z$ . Возбуждение электромагнитных колебаний в линии, подключенной к источнику переменного потенциала  $\delta\varphi(t)$ , может быть рассчитано путем решения данных уравнений со следующими граничными условиями:

$$I|_{x=0} = 0, \quad V|_{x=L} = \delta\varphi(t). \quad (2)$$

В результате такого решения можно получить соотношение между фурье-компонентой подводимого к линии напряжения  $V_\omega$  и втекающего в нее тока  $J_\omega = -I_\omega(L)$ . В силу линейности уравнений, связь между напряжением и током линейна с коэффициентом пропорциональности, называемым импедансом:

$$Z_{CL}(\omega) = \frac{V_\omega(L)}{-I_\omega(L)} = \frac{k}{i\omega C_l} \cot kL, \quad (3)$$

где  $k(\omega)$  — волновой вектор стоячей волны в линии, определяемый выражением  $k = \sqrt{\omega(\omega - i\gamma_{e0})}/v_0$ ,  $\gamma_{e0} = R/L$  — коэффициент затухания волн,  $v_0 = 1/\sqrt{LC_l}$  — их фазовая скорость, в случае линии из нанотрубок определяемая выражением  $v_\varphi^2 = v_F^2 + v_{ED}^2 \cdot \theta$ ,  $v_{ED}^2 = 4\pi e^2 n_S a / m^*$ ,  $\theta = \ln d/a$ , где  $v_F$  — скорость Ферми в нанотрубках,  $n_S$  — поверхностная концентрация свободных электронов в нанотрубке,  $m^*$  — их эффективная масса; здесь также подразумевается главное значение квадратного корня:  $\sqrt{x} = \sqrt{|x|} \times \exp(i \cdot \arg x/2)$ . Погонная емкость  $C_l$  линии в случае длинных волн ( $k \sim L^{-1} \ll d^{-1}$ ) может быть определена по формуле для статического случая:  $C_l \approx 1/4 \ln d/a$ . Нули импеданса (3) определяют резонансные частоты плазменных колебаний в проводниках линии:  $\omega_n = \pi v_\varphi / 2L \times (1 + 2n)$ . Можно показать, что для спектра возбуждающего сигнала  $\delta\varphi(t)$ , сосредоточенного вблизи одной из резонансных частот  $\omega_n - \gamma_{e0} \lesssim \omega \lesssim \omega_n + \gamma_{e0}$ , связь между возмущением  $\delta\varphi(t)$  и результирующими зависимостями  $I(z, t)$  и  $V(z, t)$  в какой-либо фиксированной точке  $z_0$  задается линейным дифференциальным уравнением. Так, для основной резонансной частоты  $\omega_e = \omega_0$ ,  $z_0 = L$  и величины  $\rho(t) = C_l V(z_0, t)$  получаем следующее уравнение:

$$\ddot{\rho} + \gamma_e \dot{\rho} + \omega_e^2 \rho = \frac{4}{\pi} \omega_e^2 C_l \delta\varphi(t), \quad (4)$$

где  $\omega_e = \pi v_\varphi / 2L$ ,  $\gamma_e$  — коэффициент затухания колебаний с учетом контактного сопротивления  $R_c$ , которое мы для оценок положим минимально возможному значению  $R_c \approx 6.5$  кОм:  $\gamma_e = \gamma_{e0} + R_c / L_{eff}$ , где  $L_{eff} = \pi^2 / (8LC_l\omega_e^2)$  — эффективная индуктивность рассматриваемого отрезка двухпроводной линии. Выбранная величина  $\rho(t)$  представляет собой значение погонного заряда на свободном, не подключенному к генератору, конце одной из нанотрубок. Перераспределение электронной плотности в нанотрубках в процессе ее колебаний приводит к возникновению силы притяжения между нанотрубками, которая вызывает их деформацию. Механическое движение нанотрубок также может быть представлено уравнением для эквивалентного осциллятора. Выпишем совместно полученные уравнения для эквивалентных сосредоточенных механического и плазменного резонаторов:

$$\begin{cases} \ddot{y} + \gamma_m \dot{y} + \omega_m^2 y = -\frac{2\eta\rho^2}{M_l d}, \\ \ddot{\rho} + \gamma_e \dot{\rho} + \omega_e^2 \left(1 + \zeta \frac{v_{ED}^2 y}{v_\varphi^2 d}\right) \rho = \frac{4}{\pi} \omega_e^2 C_l \delta\varphi(t), \end{cases} \quad (5)$$

где  $\omega_m$  — собственная частота основной моды механических колебаний,  $\gamma_m$  — временной параметр их затухания,  $M_l$  — погонная масса одной нанотрубки,  $\eta \approx 0.415$  — безразмерный коэффициент, зависящий от распределения погонной силы, действующей на нанотрубки в поперечном направлении в плоскости двухпроводной линии,  $\zeta \approx 0.831$  — безразмерный коэффициент, учитывающий изменение собственной частоты плазменных колебаний при механической деформации нанотрубок.

Уравнение для механического осциллятора в системе (5) в правой части имеет член, который может вносить отрицательную составляющую в декремент затухания. Это возможно в силу того, что конфигурация электрического поля при изменении геометрии (колебаниях механического осциллятора) изменяется не мгновенно, и поэтому можно эффективно представить внешнюю силу в правой части уравнения, зависящей от положения механического осциллятора в более ранний момент времени. В таком уравнении с запаздывающим аргументом возможно реализовать отрицательный декремент затухания и, как следствие, генерацию колебаний.

Рассмотрим случай, когда на вход рассматриваемой системы, представляющей собой детектор модулированного терагерцевого излучения, подается монохроматический сигнал, частотный спектр которого лежит в области полосы резонанса плазменного резонатора:  $\delta\varphi(t) = \delta\varphi_0 \cos \omega t$ ,  $\omega_e - \gamma_e \lesssim \omega \lesssim \omega_e + \gamma_e$ . Явление, о котором говорилось выше, заключается в том, что при превышении некоторого порогового значения амплитуды входящего монохроматического сигнала нанотрубки начинают колебаться со своей собственной механической частотой. Для системы уравнений (5) можно оценить пороговое значение величины  $\delta\varphi_0$  аналогично тому, как это делается в случае емкостного датчика смещения [8]. Основываясь на данном подходе, можно сделать следующую оценку:

$$\delta\varphi_{0,th}^2 \simeq \frac{\pi^2}{2\sqrt{3}\eta\zeta C_l^2} \frac{M_l \omega_e^2 d^2}{n Q_e^4 Q_m} \left(\frac{v_\varphi}{v_{ED}}\right)^2, \quad (6)$$

где  $Q_m = \omega_m / \gamma_m$  — добротность механического резонатора,  $Q_e = \omega_e / \gamma_e$  — добротность плазменного резонатора,  $n = \omega_e / \omega_m$  — отношение собственной частоты плазменного резонатора к собственной частоте механического.

Вычислим величину пороговой амплитуды сигнала для характерных параметров системы: радиуса нанотрубок  $a = 1$  нм, их длины  $L = 500$  нм и расстояния между ними  $d = 20$  нм. Добротность механических колебаний будем считать равной  $Q_m = 10^3$ , а частоту оценим на основании известной формулы для собственной частоты, консольно закрепленной

с обоих концов упругой балки:  $\omega_m \approx \sqrt{J_b/M_l} \times 9\pi^2/4L^2$ , где  $J_b$  — коэффициент жесткости на изгиб, и данных, представленных в работе [10], в которой нанотрубка длиной  $L_0 = 800$  нм и радиусом  $a_0 = 1.6$  нм имела частоту собственных колебаний  $\omega_{m0} = 132$  МГц. Для тонкослойной трубки жесткость на изгиб  $J_b \propto a^3$ , а погонная масса  $M_l \propto a$ , следовательно, в соответствии с упомянутой формулой для изгибных колебаний ненапрянутой нанотрубки должно выполняться соотношение  $\omega_m \propto a/L^2$ . Используя эти данные, для нанотрубки рассматриваемых длины и радиуса получаем  $\omega_m \approx 200$  МГц. Скорость Ферми в нанотрубках мы взяли равной  $v_F \approx 8.74 \cdot 10^7$  см/с, частоту столкновений электронов  $\gamma_m \approx 0.5 \cdot 10^{12}$  1/с, поверхностную плотность свободных электронов оценили равной  $n_S \approx 1.53 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> [9]. В результате резонансная частота плазменных колебаний в нанотрубках оказалась равной  $\omega_e \approx 3.1$  ТГц, а их добротность  $Q_e \approx 2$ . Погонная масса нанотрубок считалась как поверхностная масса графена, умноженная на  $2\pi a$ . Безразмерные коэффициенты  $\eta \approx 0.415$  и  $\zeta \approx 0.831$ . Подставив эти параметры в формулу (6), получим оценку для  $\delta\varphi_{0,th} \sim 0.7$  В.

Можно показать [11], что найденная величина пороговой амплитуды входящего сигнала, подводимого к устройству, достаточно высока и может быть получена только с использованием терагерцевой антенны при падении на нее излучения с интенсивностью порядка 1 Вт/см<sup>2</sup>.

---

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России» на 2007–2013 годы (16.513.11.3129), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы и РФФИ (11-07-12072-офи-м, 11-07-00505 и 10-07-00618).

## Литература

1. *Tonouchi M.* Cutting-edge terahertz technologies // *Nature Photonics*. — 2008. — V. 1. — P. 97–105.
2. *Ryzhii V., Ryzhii M.* [et al.] Resonant detection of modulated terahertz radiation in micromachined high-electron-mobility transistor // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — V. 90. — P. 203503.
3. *Leiman V. G., Ryzhii M., Satou A., Rybova N., Ryzhii V.* [et al.]. Analysis of resonant detection of terahertz radiation in high-electron mobility transistor with a nanostring/carbon nanotube as the mechanically floating gate // *J. Appl. Phys.* — 2008. — V. 104. — P. 024514.
4. *Nathanson H. C., Newel W. E., Wickstorm R. A., Davis J. R.* The resonant gate transistor // *IEEE Transactions on Electron Devices*. — 1967. — V. 14. — P. 117–133.
5. *Stebunov Yu., Leiman V., Arsenin A., Gladun A., Semenenko V., Ryzhii V.* Detection of modulated terahertz radiation using combined plasma and mechanical resonances in double-carbon-nanotube device // *Appl. Phys. Exp.* — 2011. — V. 4. — P. 075101.
6. *Arsenin A. V., Gladun A. D., Leiman V. G., Semenenko V. L., Ryzhii V. I.* Parametric instability in a nanoelectromechanical detector of modulated terahertz radiation on the basis of a high electron mobility transistor with a mobile elastic gate // *Journal of Communications Technology and Electronics*. — 2009. — V. 54. — P. 1394–1402.
7. *Arsenin A. V., Gladun A. D., Leiman V. G., Semenenko V. L., Ryzhii V. I.* Parametric instability in the resonance detector of terahertz radiation based on FET with cylindrical gate electrode // *Journal of Communications Technology and Electronics*. — 2011. — V. 56. — P. 1254–1260.
8. *Брагинский В. Б., Манукин А. Б.* Измерение малых сил в физических экспериментах. — М.: Наука, 1974.

9. *Maffucci A., Miano G., Villone F.* A transmission line model for metallic carbon nanotube interconnects // International Journal of Circuit Theory and Applications. — 2008. — V. 36. — P. 31–51.
10. *Huttel A. K., Steele G. A., Witkamp B., Poot M. et al.* Carbon nanotubes as ultrahigh quality factor mechanical resonators // Nano Letters. — 2009. — V. 9. — P. 2547–2552.
11. *Марков Г. Т., Сазонов Д. М.* Антенны. — М.: Энергия, 1975.

*Поступила в редакцию 15.03.2012.*