

**ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК****Введение**

Исследования углеродных нанотрубок представляют значительный фундаментальный и прикладной интерес, который обусловлен, во первых, их необычной структурой и, во вторых, их различными свойствами в зависимости от хиральности УНТ. В процессе фундаментальных исследований УНТ напрямую стал вопрос об их прикладном использовании. Такие свойства нанотрубок, как сверхминиатюрные размеры, хорошая электропроводность, высокие эмиссионные характеристики, высокая химическая стабильность при существующей пористости и способность присоединять к себе различные химические радикалы, породили огромное количество исследований о возможностях применения нанотрубок в таких областях, как измерительная техника, электроника и наноэлектроника, создание перспективных композитных материалов и др.

Перспективным является применение УНТ в качестве антенных систем в различных областях – для связи между наноустройствами, устройствами волоконной связи, а также использование их для связи между наноэлектронными и макроскопическими устройствами [1 – 3]. Однако такие антенные системы обладают рядом особенностей, отличающих их от традиционных антенных систем.

Для успешного применения УНТ в качестве антенн необходимо знание их излучающих свойств. С другой стороны, композитные материалы на основе УНТ могут быть использованы в устройствах микроволнового диапазона, например в качестве частотно-избирательных или поглощающих структур, для успешного применения которых также необходимо знание их рассеивающих свойств. При этом, упомянутые структуры характеризуются достаточной сложностью их геометрии (местоположением и произвольной ориентацией УНТ), и, как результат, сложностью их электродинамических свойств.

Исследованию электродинамических характеристик УНТ посвящено значительное количество работ (см., например [4 – 14]), при этом в большинстве из них анализ электродинамических свойств проводится с использованием интегрального уравнения Галлена [7], либо интегрального уравнения Леонтовича – Левина [13]). Такой подход позволяет рассматривать либо одиночные вибраторы в виде прямолинейных УНТ, либо периодические решетки, состоящие из таких вибраторов [5]. При этом основное внимание в этих работах уделяется анализу собственного сопротивления. Значительно меньше работ, в которых рассматриваются особенности поведения взаимного сопротивления антенн из УНТ.

Однако при исследовании структур из произвольно ориентированных УНТ, которые, кроме того, могут иметь сложную конфигурацию (рис. 1), более целесообразно для построения математической модели использовать уравнение Поклингтона [15]. Поэтому необходимость исследований в данной области является актуальной.

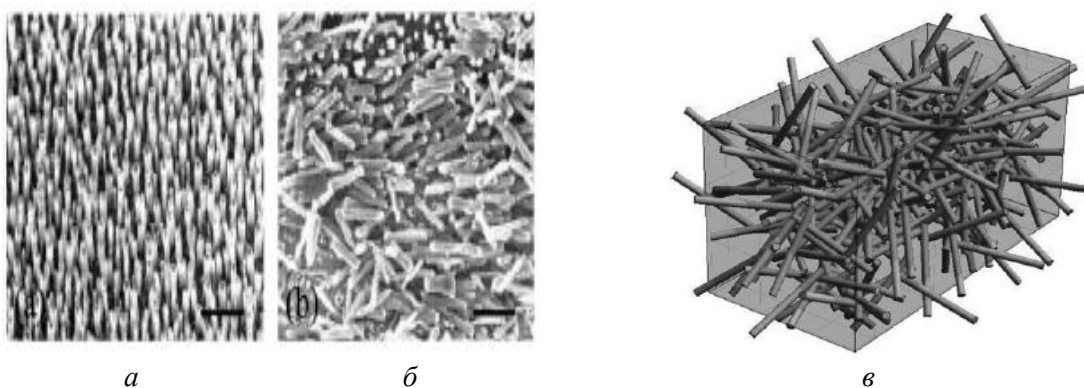


Рис. 1. Структуры углеродных нанотрубок SEM: *а* – упорядоченные; *б* – неупорядоченные [18];  
*в* – результат математического моделирования неупорядоченного массива УНТ [19]

Ранее была показана возможность применения уравнения Поклингтона для анализа одиночных вибраторов из УНТ и рассмотрены особенности численной реализации этого метода [16, 17].

Ниже рассмотрены результаты анализа собственного и взаимного влияния на примере системы из двух УНТ вибраторов. Получены зависимости собственного и взаимного сопротивления от расстояния и сдвига, а также различной ориентации углеродных нанотрубок друг относительно друга в широком диапазоне частот.

### Постановка задачи

Рассматривается система из двух вибраторов расположенных на расстоянии  $d$  мкм друг от друга, радиусом  $a=2,712$  нм и длиной плеча  $l=10$  мкм (рис. 2, 3).

Проанализирована взаимная связь для случаев, когда: а) изменяется расстояние  $d$  между двумя параллельно расположенными вибраторами (рис. 2); б) изменяется сдвиг одного из вибраторов относительно другого вдоль оси (величина  $h$ ), при  $d=const$  (рис. 2); в) изменяется угол поворота  $\varphi$  второго вибратора относительно первого (рис. 3).

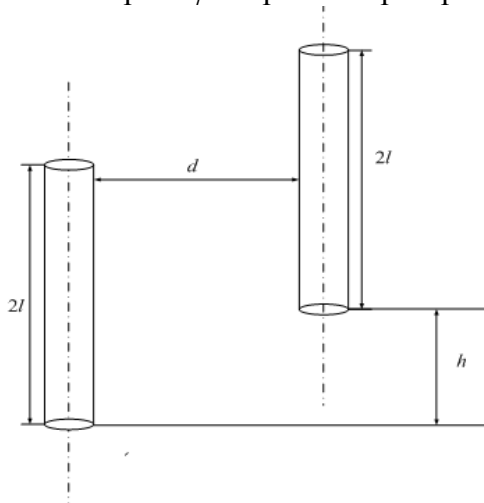


Рис.2. Геометрия рассматриваемой системы вибраторов для случаев а), б)

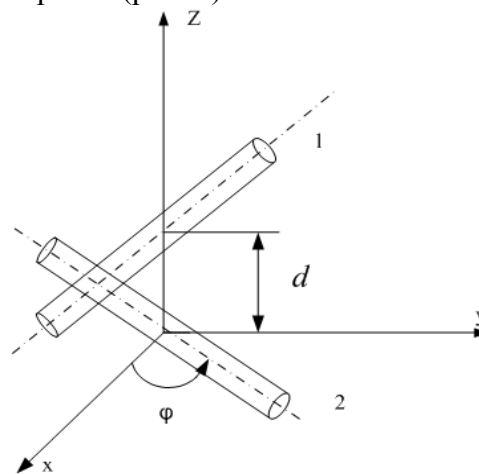


Рис.3. Геометрия рассматриваемой системы вибраторов для случая в)

При решении электродинамической задачи предполагалось, что на поверхностях УНТ выполняется граничное условие вида

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = z_i \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)], \quad (1)$$

где  $z_i = \frac{1}{2\pi a \sigma_{cn}(\omega)}$  – поверхностный импеданс УНТ на частоте  $\omega$ ;  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$  и  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$  – векторы напряженности электрического и магнитного полей в точке  $\mathbf{r}$  на поверхности УНТ;  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности УНТ в той же точке. Таким образом, электрические свойства УНТ характеризовались проводимостью  $\sigma_{cn}$ , которую в широком диапазоне частот (вплоть до терагерцового диапазона) с достаточной точностью можно определить следующим образом [13]:

$$\sigma_{cn}(\omega) = \sigma_{zz}(\omega) \approx -j \frac{2e^2 v_F}{\pi^2 \hbar a (\omega - j\nu)} \quad (2)$$

где  $v_F \approx 9,71 \times 10^5$  м/с – скорость Ферми;  $\nu = \frac{1}{\tau} = (3 \times 10^{-12})^{-1}$  – частота релаксации;  $\tau$  – время релаксации;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $e$  – заряд электрона.

Данное приближение справедливо и для УНТ типа armchair и для УНТ, типа zig-zag с металлическими свойствами [13].

Для рассматриваемой структуры было получено интегральное уравнение Поклингтона относительно распределения тока вдоль двух, расположенных параллельно, УНТ – вибраторов, которое имеет вид

$$\int_L I(\xi') \left\{ -\frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \xi'} + (\xi_0 \xi'_0) k^2 \right\} K(|\xi - \xi'|) d\xi' + j4\pi\omega \varepsilon_0 z_i I(\xi) = -j4\pi\omega \varepsilon E_{tg}^{ct}(\xi) \quad (3)$$

где  $\xi, \xi'$  – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования;  $E_{tg}^{ct}(\xi) = \xi_0 \mathbf{E}^{ct}(\xi)$  – касательная составляющая стороннего поля, возбуждающего структуру;  $\xi_0, \xi'_0$  – единичные векторы, определяющие направления  $\xi, \xi'$ , соответственно,  $K(\xi - \xi') = \frac{e^{-jk\sqrt{(\xi - \xi')^2 + a^2}}}{\sqrt{(\xi - \xi')^2 + a^2}}$  – ядро

уравнения;  $k$  – волновое число. Интегрирование в (3) ведется вдоль всех УНТ структуры.

Решение интегрального уравнения (3) проводилось с использованием метода Галеркина. В качестве базисных и весовых функций была выбрана система кусочно-синусоидальных функций, так называемый «базис Ричмонда», особенности которого ранее описаны в [15, 16].

В результате рассчитывалась обобщенная матрица  $\tilde{\mathbf{Z}}$  собственных и взаимных сопротивлений данной системы вибраторов [15]:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{Z}}_{11} \mathbf{I}_1 + \tilde{\mathbf{Z}}_{12} \mathbf{I}_2 = \mathbf{V}_1 \\ \tilde{\mathbf{Z}}_{21} \mathbf{I}_1 + \tilde{\mathbf{Z}}_{22} \mathbf{I}_2 = \mathbf{V}_2 \end{cases} \quad (4)$$

где  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{V}$  – матрицы-столбцы токов и напряжений, представляющие собой коэффициенты разложения распределения токов и стороннего поля по выбранной системе базисных функций; в блоках  $\tilde{\mathbf{Z}}_{11}$  сгруппированы величины относящиеся к базисным функциям описывающих распределение тока в окрестности входов излучателей. Матрица  $\tilde{\mathbf{Z}}$  учитывает поверхностное сопротивление УНТ (в том числе и сопротивление джоулевых потерь).

Связь между токами и напряжениями на входах дает возможность поставить в соответствие  $2N$  – полюсник, характеризуемый матрицей собственных и взаимных сопротивлений излучателей:

$$\mathbf{Z} = \tilde{\mathbf{Z}}_{11} + \tilde{\mathbf{Z}}_{12} \mathbf{H} \quad (5)$$

Здесь  $N$  – число входов системы излучателей,

$$\mathbf{H} = -\tilde{\mathbf{Z}}_{22}^{-1} \tilde{\mathbf{Z}}_{21} \quad (6)$$

Если в антенне имеются джоулевы потери, описываемые активной частью поверхностного импеданса, то для определения соотношения между излученной мощностью и мощностью потерь вещественные части матриц  $\tilde{\mathbf{Z}}$  и  $\mathbf{Z}$  целесообразно разделить на два слагаемых.

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}} &= \text{Re}(\tilde{\mathbf{Z}}) = \tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma} + \tilde{\mathbf{R}}_d, \\ \mathbf{R} &= \text{Re}(\mathbf{Z}) = \mathbf{R}_{\Sigma} + \mathbf{R}_d, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma}$  и  $\mathbf{R}_{\Sigma}$  – описывают сопротивление излучения, а  $\tilde{\mathbf{R}}_d$  и  $\mathbf{R}_d$  – сопротивление потерь.

Элементы матрицы сопротивлений  $\mathbf{R}_{\Sigma}$  относительно входов УНТ имеют вид [20]:

$$\mathbf{R}_{\Sigma} = \tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma 11} + \tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma 12} \mathbf{H} + \mathbf{H}^* \tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma 21} + \mathbf{H}^* \tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma 22} \mathbf{H}, \quad (8)$$

где \* – знак эрмитового сопряжения.

С использованием выражений (7) и (8) матрица сопротивлений потерь определяется как [20]:

$$\mathbf{R}_d = \tilde{\mathbf{R}}_{d11} + \tilde{\mathbf{R}}_{d12} \mathbf{H} + \mathbf{H}^* \tilde{\mathbf{R}}_{d21} + \mathbf{H}^* \tilde{\mathbf{R}}_{d22} \mathbf{H} \quad (9)$$

Матрица сопротивлений излучения  $\mathbf{R}_\Sigma$  представляет собой сумму четырех слагаемых, первое из которых  $\tilde{\mathbf{R}}_{\Sigma11}$  описывает сопротивление излучения элементарных отрезков, клеммы которых совпадают со входами излучателей, а другие слагаемые – собственные и взаимные сопротивления остальных отрезков, пересчитанные ко входам при помощи матричного оператора  $\mathbf{H}$ , определяющего распределение токов в системе разомкнутых вибраторов. Сопротивление потерь элементарных отрезков в (8) в явном виде не входят, однако согласно (6) они влияют на распределение токов, и, следовательно, на элементы матрицы  $\mathbf{R}_\Sigma$ . Аналогичную структуру имеет и матрица  $\mathbf{R}_d$ , поскольку выражения (8) и (9) по форме одинаковы. Необходимо отметить также, что  $\mathbf{R}_\Sigma$  и  $\mathbf{R}_d$  в общем случае являются эрмитовыми положительно определенными матрицами, причем их сумма всегда дает вещественную симметричную матрицу  $\mathbf{R}$  (7). Наличие в  $\mathbf{R}_d$  недиагональных элементов означает, что сопротивления потерь присутствует как в собственных, так и во взаимных сопротивлениях излучателей.

Корректность данной модели подтверждена в [16, 17].

### Полученные результаты

При анализе собственного и взаимного влияния на примере системы из двух УНТ вибраторов были получены следующие результаты.

На рис. 4 приведены зависимости активной и реактивной части собственного сопротивления одного из вибраторов в системе из двух параллельных вибраторов расположенных на расстоянии 1,2 мкм (здесь и в дальнейшем, если не оговорено особо, значения собственного и взаимного сопротивлений нормированы на величину квантового импеданса  $R=12,9$  кОм). Для сравнения на этом же рисунке показаны частотные зависимости входного сопротивления уединенного вибратора, полученные ранее в [7]. Видно, что данные зависимости практически полностью совпадают друг с другом за исключением областей частот вблизи параллельных резонансов.

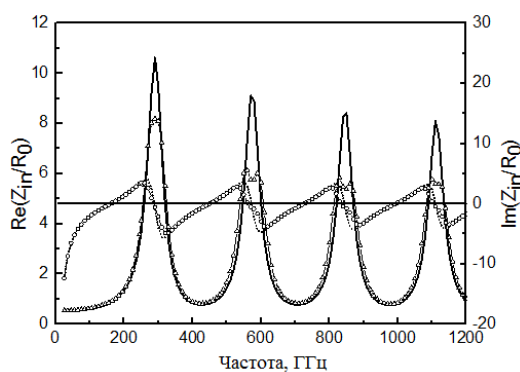


Рис. 4. Частотная зависимость нормированного входного сопротивления уединенного нановибратора и собственного сопротивления одного из вибраторов в системе из двух нановибраторов при  $kd=1,2$  мкм

Данное различие объясняется взаимным влиянием второго вибратора. Для более детального исследования свойств взаимного влияния рассчитаны зависимости собственного и взаимного сопротивлений на частотах первого последовательного (порядка 160 ГГц и параллельного 290 ГГц) резонансов в зависимости от расстояния. Результаты показаны на рис. 5, 6.

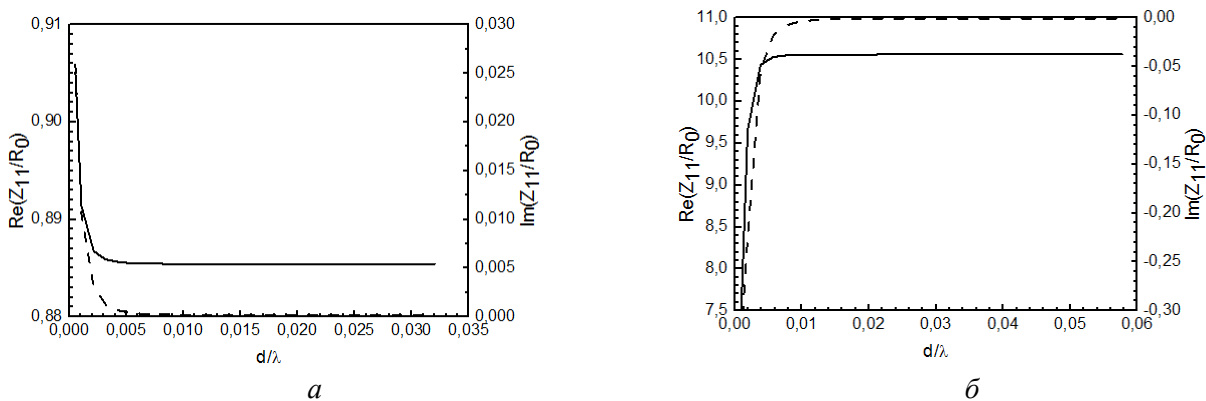


Рис.5. Зависимость собственного нормированного сопротивления нановибратора от расстояния: *a* – на частоте первого последовательного резонанса; *б* – первого параллельного резонанса

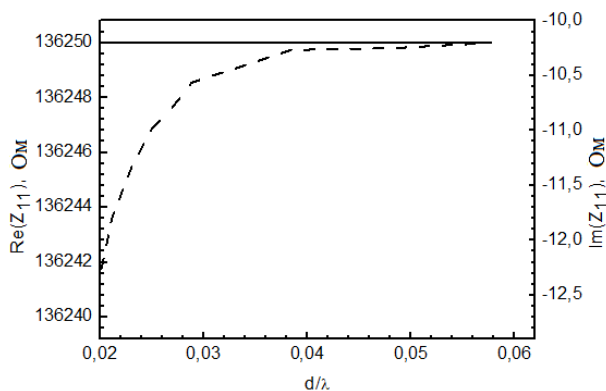


Рис. 6. Зависимость собственного ненормированного сопротивления нановибратора на частоте первого параллельного резонанса при  $d > 0,02\lambda$

Можно видеть, что на частотах первого последовательного и первого параллельного резонансов взаимное влияние существенно, при расстояниях между УНТ меньше 0,005.

Частотная зависимость взаимного сопротивления системы из двух вибраторов показана на рис. 7.

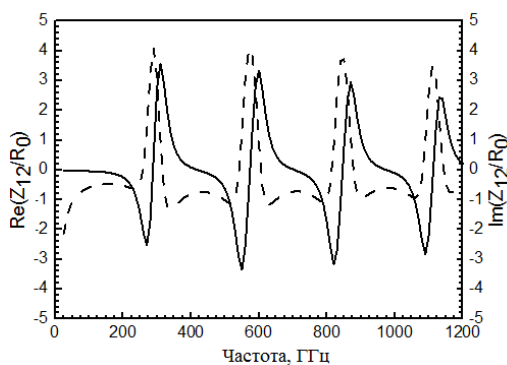


Рис. 7. Частотная зависимость взаимного сопротивления системы из двух нановибраторов при  $d = 1,2 \text{ мкм}$

Отдельно рассчитаны зависимости взаимного сопротивления двух нановибраторов на частотах первого последовательного и параллельного резонансов (рис. 8).

Анализируя полученные зависимости, следует отметить, что взаимное сопротивление на расстояниях больше 0,02 практически близко к нулю, т. е. вибраторы не взаимодействуют друг с другом.

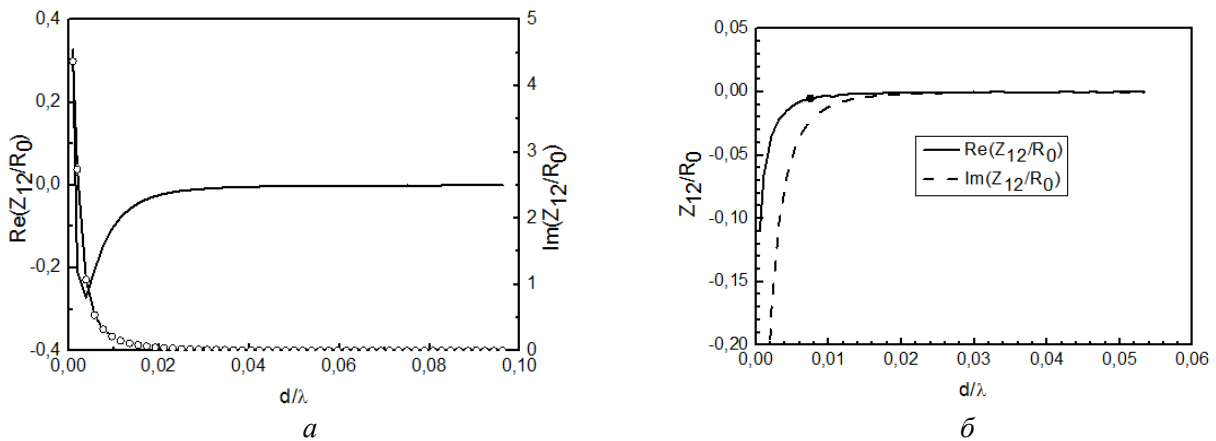


Рис. 8. Зависимость взаимного сопротивления двух нановибраторов на частотах первого последовательного (а), и параллельного (б) резонансов

Следующим этапом стало более подробное исследование свойств взаимного сопротивления для расстояний, при которых взаимное влияние мало. При этом рассчитывались зависимости от расстояния действительной и мнимой частей ненормированного взаимного сопротивления (рис. 9, а, б).

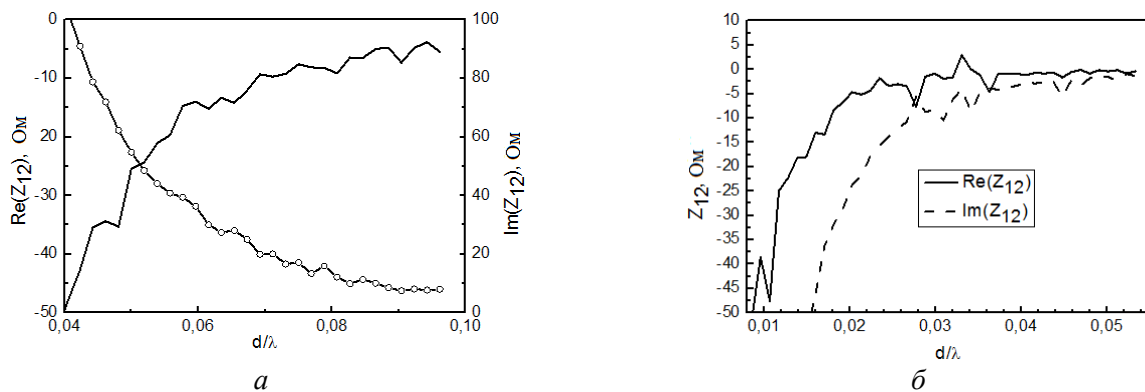


Рис. 9. Частотные зависимости взаимного сопротивления между двумя нановибраторами на частотах первого последовательного (а) и параллельного (б) резонансов при  $d/\lambda > 0,04$  и  $d/\lambda > 0,01$  соответственно

Видно, что при малом взаимном влиянии значение взаимного сопротивления рассчитывается с некоторой ошибкой, о чем свидетельствует вид графиков. Данное обстоятельство можно объяснить тем, что величины собственного и взаимного сопротивлений отличаются на 5 – 6 порядков, что вызывает ошибку при обращении матрицы обобщенных импедансов (блок  $\tilde{\mathbf{Z}}_{22}$  в (6)).

Это подтверждается и показанными на рис. 10 частотными зависимостями взаимного импеданса двух параллельных УНТ радиусом 2,712 нм и длиной 20 мкм при трех расстояниях между ними – 1,2 мкм, 12 мкм и 120 мкм (сильное, умеренное и слабое взаимное влияние). Как видно из рис. 10, а, б, величина взаимного сопротивления резко уменьшается при увеличении расстояния между УНТ (увеличение расстояния на порядок дает уменьшение взаимного сопротивления на три порядка). Увеличение расстояния между УНТ свыше 100 мкм приводит к некорректным результатам расчета взаимного сопротивления (рис. 10, в) (из-за ошибки при обращении матрицы обобщенных импедансов, упомянутой выше).

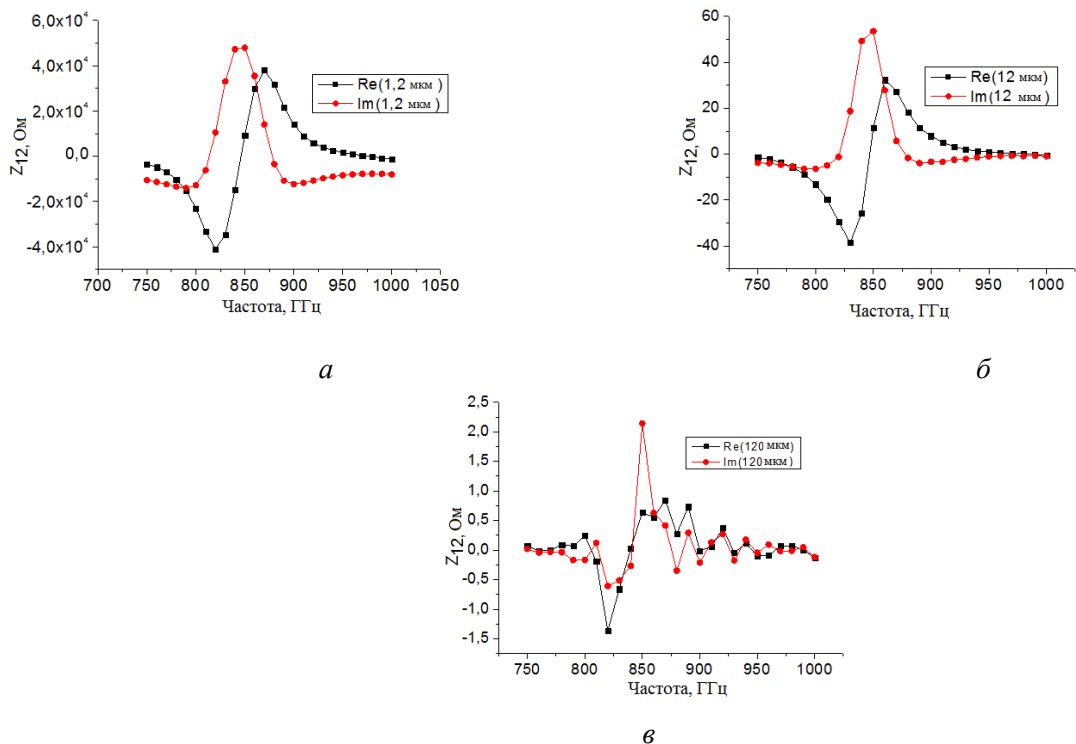


Рис. 10. Частотные зависимости взаимного сопротивления для различных расстояний между нанотрубками: *a* –  $d = 1,2$  мкм; *б* –  $12$  мкм; *в* –  $120$  мкм

На рис. 11 приведены частотные зависимости собственного сопротивления  $Z_{11}$  для различных расстояний между УНТ, в области третьего параллельного резонанса  $f \approx 850$  ГГц (см. рис. 4)

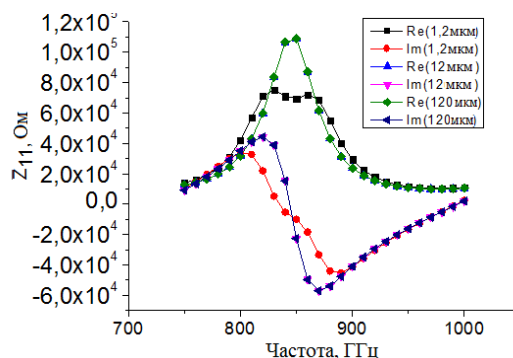


Рис. 11. Частотная зависимость собственного сопротивления при различных расстояниях между нановибраторами

Видно, что сильное взаимное влияние при расстоянии  $1,2$  мкм приводит к существенному изменению характера частотной зависимости  $Z_0$ . При расстояниях больше  $10$  мкм собственное сопротивление практически не изменяется (частотные зависимости  $Z_{11}$  совпадают друг с другом и совпадают с частотной зависимостью входного сопротивления уединенного нановибратора).

На рис. 12 представлены частотные зависимости нормированного взаимного сопротивления для двух УНТ, при разных сдвигах  $h$  вибраторов по вертикали, друг относительно друга (рис. 2), при постоянном расстоянии между ними ( $d = 1,2$  мкм). График частотной зависимости нормированного взаимного сопротивления двух УНТ для значения  $h = 0$  мкм показан на рис. 7.

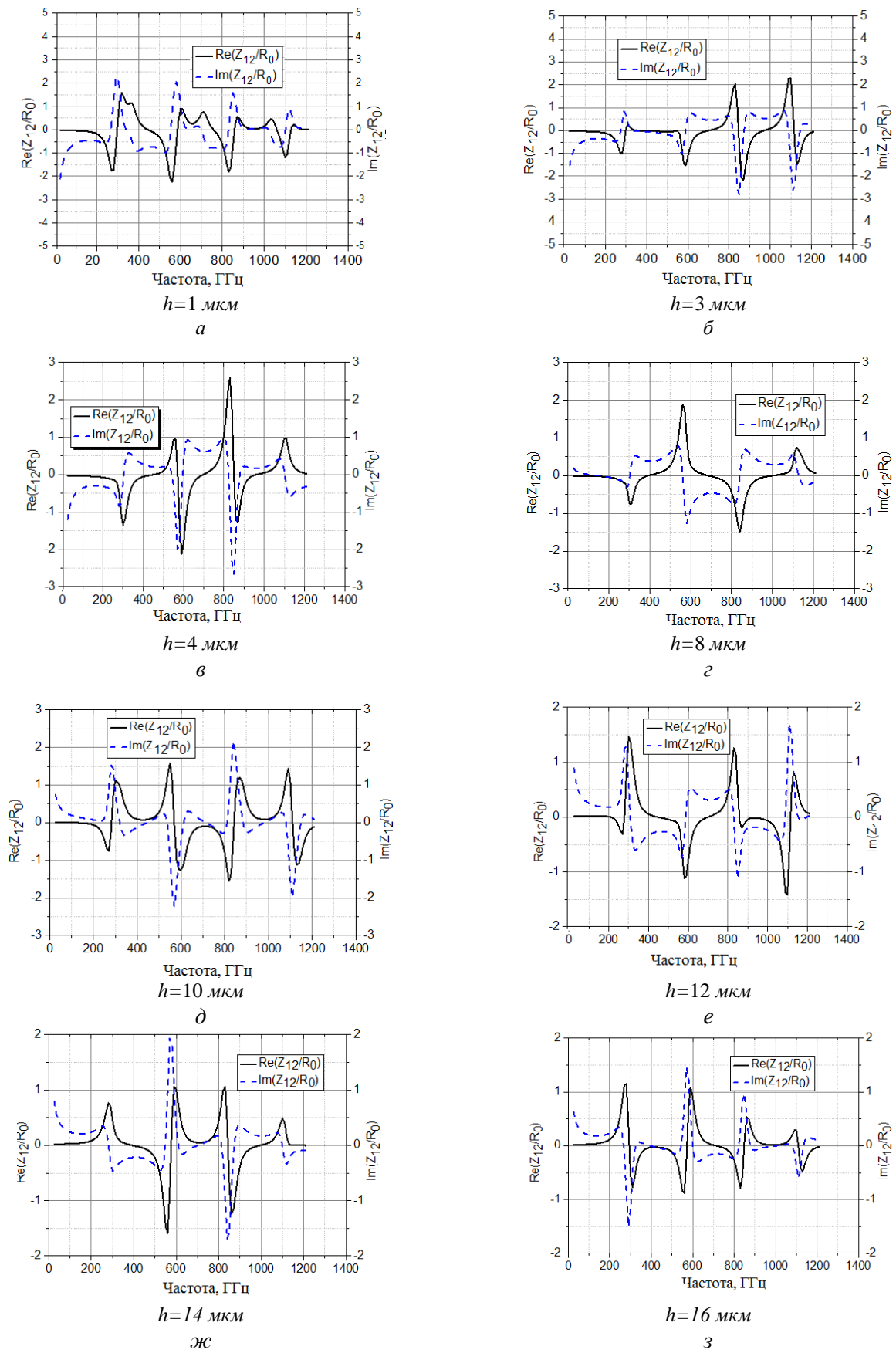


Рис. 12. Частотные зависимости взаимного сопротивления двух УНТ

Проанализировав представленные графики, можно увидеть, что при увеличении сдвига  $h$  значение нормированного взаимного сопротивления падает, и при  $h > 20$  мкм взаимное вли-



яние УНТ практически отсутствует. Также следует отметить, что с увеличением параметра  $h$  резко меняется характер частотной зависимости взаимного сопротивления. При  $h > 16$  мкм характер частотных зависимостей не изменяется.

На рис. 13 и 14 представлены графики зависимости собственного и взаимного сопротивления от сдвига на частотах первого параллельного и первого последовательного резонансов.

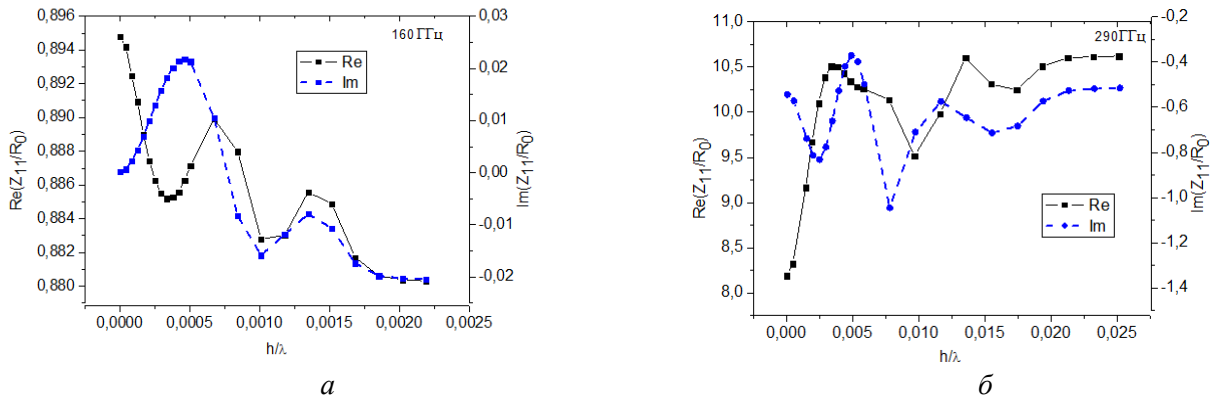


Рис. 13. График зависимости нормированного собственного сопротивления от сдвига для:  $a$  – первого последовательного;  $b$  – первого параллельного резонансов

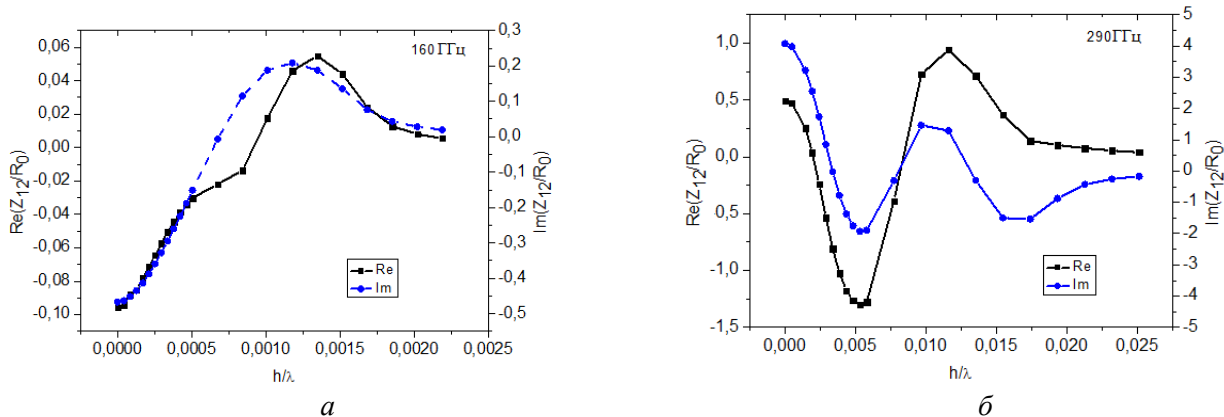
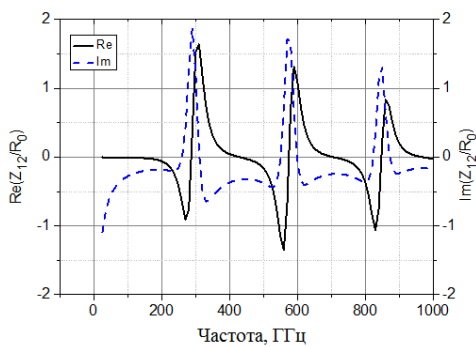


Рис. 14. График зависимости нормированного взаимного сопротивления от сдвига для:  $a$  – первого последовательного;  $b$  – первого параллельного резонансов

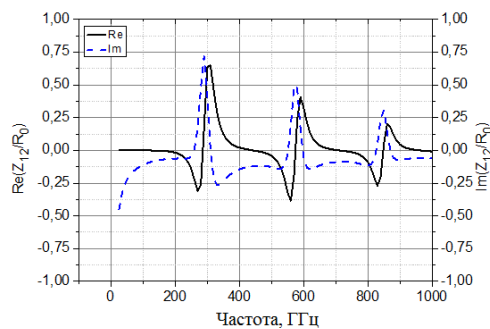
Видно, что величина собственного и взаимного сопротивлений уменьшается с увеличением сдвига. Также заметно, что с увеличением сдвига резко изменяется вид частотных характеристик импедансов. Предельное значение, при котором ощутимо взаимное влияние, составляет  $h/\lambda = 0,02$ , а  $h/\lambda > 0,02$  влияние практически не наблюдается (величины  $R_{12}$  и  $X_{12}$  близки к нулю).

На рис. 15 приведены зависимости нормированного взаимного сопротивления от частоты для двух УНТ при разной ориентации вибраторов друг относительно друга (см. рис. 3), (графики частотной зависимости нормированного взаимного сопротивления двух УНТ при  $\varphi = 0$  показаны на рис. 7).

Можно увидеть, что увеличение угла  $\varphi$  приводит к снижению взаимного влияния нанотрубок. При  $\varphi = 90^\circ$  УНТ, как и следовало ожидать, являются невзаимодействующими. В диапазоне углов от  $90^\circ$  до  $180^\circ$  влияние УНТ увеличивается, изменения значений  $Z_{11}$  и  $Z_{12}$  будут такими же, как и при  $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$ , но с обратным знаком из-за изменения ориентации токов взаимодействующих УНТ.



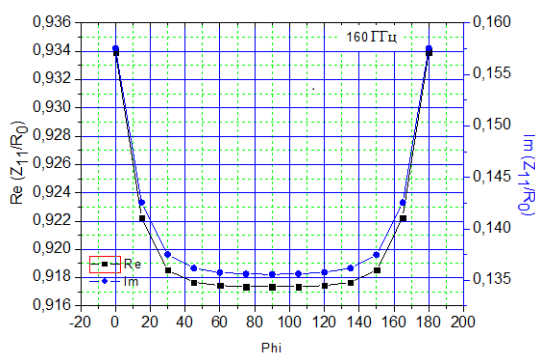
*a*



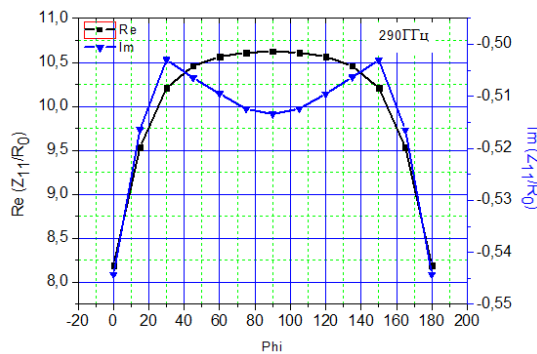
*б*

Рис. 15. Зависимости нормированного взаимного сопротивления от частоты двух различно ориентированных УНТ. *a* –  $\varphi=30^\circ$ ; *б* –  $\varphi=60^\circ$

Различие в поведении собственного и взаимного сопротивлений на частотах первого последовательного и первого параллельного резонансов показано на (рис. 16, 17).

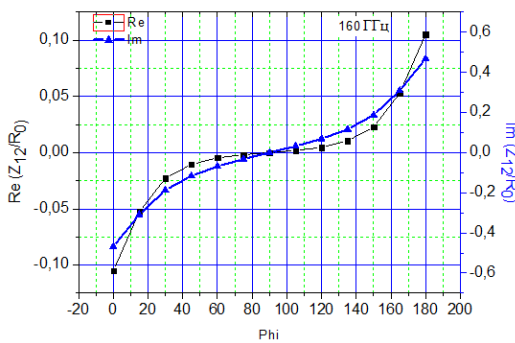


*a*

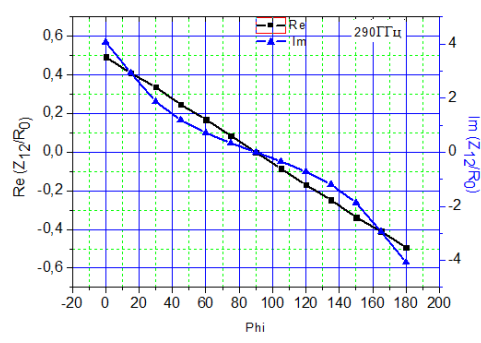


*б*

Рис. 16. Зависимости собственного сопротивления двух УНТ от их взаимной ориентации: *a* – на частоте первого последовательного резонанса; *б* – первого параллельного резонанса



*a*



*б*

Рис. 17. График зависимости нормированного взаимного сопротивления двух УНТ от  $\varphi$  для: *a* – первого последовательного; *б* – первого параллельного резонансов

Видно, что зависимости нормированного собственного и взаимного сопротивлений двух УНТ на частотах первого последовательного и первого параллельного резонансах кардинально, что объясняется существенно различным распределением токов УНТ на этих частотах [16, рис. 13].

## Выводы

1. Предложена методика анализа взаимного влияния в излучающих или рассеивающих структурах из произвольно расположенных УНТ, которая была реализована в виде алгоритма и пакета программ на языке FORTRAN-90.
2. Исследованы зависимости собственного и взаимного сопротивлений от частоты и взаимного расположения УНТ-вибраторов друг относительно друга. Показано, что взаимная

связь существенна только для близкорасположенных УНТ (расстояние между которыми менее для  $0,02\lambda$ ).

**Список литературы:** 1. Слепян Г.Я., Максименко С.А., Кужур П.П. Современные тенденции развития наноэлектромагнетизма, аналитический обзор, НИИ ядерных проблем БГУ, 2012. 2. Дьячков П.Н. Электронные свойства и применение нанотрубок. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 488 с. 3. Слюсар В. Наноантенны: подходы и перспективы // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2009. – № 2. – С. 58 – 65. 4. Лерер А.М., Махно В.В., Махно П.В. Электродинамический анализ наноструктур миллиметрового, оптического и рентгеновского диапазонов. Изд-во LAP LAMBERT Academic Publishing. Saarbrucken 2011, 190 с. 5. Yue WANG, Yu-Ming WU, Qun WU. Characteristics of Radiation from Zig-Zag carbon Nanotubes at Terahertz Range. I.J. Wireless and Microwave Technologies, 2009, 1, 52 – 59. 6. Jin Hao, George W. Hanson. Electromagnetic scattering from finite-length metallic carbon nanotubes in the lower IR bands. PHYSICAL REVIEW B 74, 035119 2006. 7. Hanson G.W. Fundamental Transmitting Properties of Carbon Nanotube Antennas // IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol.53, N.11, 2005, p. 3426-3435. 8. Hanson G.W. Radiation efficiency of nanoradius dipole antennas in the microwave and far-infrared regime // IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 50, No. 3, June 2008, pp. 66-77. 9. Лерер А.М. Радиопередающие свойства углеродной нанотрубки-вибратора, расположенной на границе раздела диэлектриков // Вестник МУ. – Сер. 3. – 2010. – №5. – С.43 – 49. 10. Лерер А.М., Синявский Г.П. Дифракция электромагнитной волны на конечной решетке углеродных нанотрубок-вибраторов, расположенных на границе раздела диэлектриков // Вестник МУ. – Сер. 3. – 2010. – №6. – С. 48 – 53. 11. Hanson G.W. Current on an infinitely-long carbon nanotube antenna excited by a gap generator. // IEEE transactions on antennas and propagation, Vol. 54, N.1, 2006. P.76. 12. Hanson G.W. Radiation efficiency of nanoradius dipole antennas in the microwave and far-infrared regime // IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 50, No. 3, June 2008, pp. 66 – 77. 13. Maksimenko S.A., Slepian G.Y., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A.V. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation // Phys. Rev. B, vol. 60, Dec. 1999, pp. 17136 – 17149. 14. Maksimenko S. A., Slepian G. Y. et al. Electromagnetic waves in carbon nanostructures // Carbon Nanotubes and Related Structures. Ed.: V. Blank and B. Kulnitskiy, Research Signpost Publisher, 2008. – P. 147 – 187. 15. Гавва Д.С., Лучанинов А.И. и др. Расчет параметров проволочных излучающих структур произвольной конфигурации // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли ; под ред. Б. Л. Кашеева, Е. Г. Прошкина, М. Ф. Лагутина. Харьков, 2002. – Гл. 10. – С. 399 – 425. 16. Лучанинов А.И., Медведев Е.А., Уайд С.Р. Использование уравнения Поклингтона для анализа антенн из углеродных нанотрубок ISSN 0485-8972 // Радиотехника. – 2013. – Вып. 174. – С.112 – 121. 17. Медведев Е.А., Уайд С.Р. Сравнительная оценка различных методов анализа электродинамических свойств нанотрубок ISSN 0485-8972 // Радиотехника. – 2013. – Вып. 175. – С.97 – 101. 18. Wang Y., Kempa K., Kimball B., Carlson J. B., Benham G., Li W. Z., Kempa T., Rybczynski J., etc. Receiving and transmitting light – like radio waves: Antenna effect in arrays of aligned carbon nanotubes. Applied Physics Letters, 85(13):2607 – 2609, 2004. 19. Luiz F.C. Pereira, M.S. Ferreira Electronic transport on carbon nanotube networks: A multiscale computational approach // Nano Communication Networks 2, 2011, p. 25–38. 20. Лучанинов А.И., Токарский П.Л. Определение параметров системы излучателей для матричного описания антенной решетки // Известия вузов МВ и ССО СССР. Радиотехника. – 1983. – Т. 26, №8. – С. 87 – 89.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.03.2014