19

Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов в металлических одностенных углеродных нанотрубках и упорядоченных массивах на их основе

© С.А. Афанасьев[1], В.А. Зайцев[1], С.Г. Моисеев[1,2], И.А. Рожлейс[1], Д.Г. Санников[1,¶]

[1] Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия
[2] УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,
Ульяновск, Россия

¶ e-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.02.2025 г.
В окончательной редакции 19.02.2025 г.
Принята к публикации 30.06.2025 г.

В рамках гидродинамической модели рассмотрено распространение собственных волн (поверхностных плазмон-поляритонов) в одиночных металлических одностенных углеродных нанотрубках и упорядоченных массивах на их основе. Численный анализ дисперсионных свойств поверхностных плазмон-поляритонов в терагерцевом диапазоне проведен с учётом потерь и тензорного характера поверхностной проводимости одностенных углеродных нанотрубок. Определены условия, при которых взаимодействие соседних нанотрубок в массиве не влияет на дисперсионные характеристики поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что наибольшие значения (свыше 100) коэффициента замедления (отношения скорости света к фазовой скорости поверхностных плазмон-поляритонов) фундаментальной моды достигаются для упорядоченных массивов из одностенных углеродных нанотрубок с радиусами свыше 2 nm на частотах порядка 40 THz и выше. Полученные результаты могут найти практическое применение в компактных усилителях и генераторах терагерцевого излучения, выполненных на основе массивов одностенных углеродных нанотрубок.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, одностенные углеродные нанотрубки.

DOI: 10.61011/OS.2025.07.61112.7624-25

Введение

Благодаря уникальному сочетанию малых размеров и высокой электропроводности углеродные нанотрубки (УНТ) являются перспективным материалом для электроники, нанофотоники и наноплазмоники [1–6]. УНТ могут быть одно- и многостенными, а зависимости от характера проводимости — металлическими или полупроводниковыми. В работах [1,7–12] было показано, что УНТ можно рассматривать как плазмонный волновод, обеспечивающий распространение сверхмедленных поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) с коэффициентом замедления (т.е. отношением скорости света к фазовой скорости ППП) более 100. Фазовая скорость таких плазмонных волн значительно меньше скорости электромагнитной волны в свободном пространстве и сопоставима по величине с дрейфовой скоростью носителей заряда в графене $(0.5-1)\cdot 10^6$ m/s [13,14]. Если фазовая скорость замедленных ППП и дрейфовая скорость носителей заряда на стенках УНТ близки по величине и совпадают по направлению, то протекающий по нанотрубке дрейфовый ток может усиливать ППП-волну [11,12,15.17]. В работе [18] предложено использовать замедленные ППП в схеме генератора терагерцевого излучения на основе массива параллельных двустенных УНТ, вдоль которых протекает постоянный ток, выполняющий роль накачки.

Для описания плазмонных свойств одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) могут использоваться как классические, так и квантовые подходы [6,19,20]. Следует отметить определённые преимущества классического гидродинамического подхода, в рамках которого стенка УНТ моделируется бесконечно тонкой цилиндрической оболочкой, а равномерно распределённые по поверхности стенки валентные электроны взаимодействуют с электромагнитной волной и рассматриваются как заряженная жидкость [21–25]. В случае плазмонных колебаний гидродинамический подход позволяет более просто и с меньшими вычислительными затратами получить результаты, хорошо согласующиеся с выводами полуклассических и квантовых моделей [1,6,19].

В настоящей работе проводится численный анализ дисперсионных характеристик ППП в металлических ОУНТ и в упорядоченных массивах на их основе. Для одиночной ОУНТ в рамках линеаризованной гидродинамической модели находится тензор электропроводности, а затем численно решается детерминантное дисперсионное уравнение для ППП, полученное путём решения волноводной задачи классической электродинамики. Проводится сопоставление с аналогичными результатами, полученными при компьютерном моделировании

процесса распространения ППП в упорядоченных массивах ОУНТ. Исследуется влияние периода структуры массива на дисперсионные характеристики ППП.

Постановка задачи. Тензор проводимости ОУНТ

ОУНТ представляет собой образованную атомами углерода цилиндрическую поверхность диаметром от десятых долей до нескольких нанометров и длиной от одного до нескольких сотен микрометров и более [26]. Стенка ОУНТ является электропроводящей и характеризуется поверхностной проводимостью, которая в общем случае является тензорной величиной. Для нахождения условий распространения ППП в ОУНТ используется линеаризованная гидродинамическая теория (например, см. [8,22]). Задачу удобно решать в цилиндрических координатах (r, φ, z), введя вектор ξ с координатами (a, φ, z), где a — радиус ОУНТ, φ — азимутальный угол, z — линейная координата, отсчитываемая вдоль оси нанотрубки.

Воспользуемся линеаризованным уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n(\xi, t)}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{u}(\xi, t) = 0 \qquad (1)$$

и линеаризованным уравнением движения

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\xi, t)}{\partial t} = -\frac{e}{m_{\text{eff}}} \mathbf{E}_{\|}(\xi, t) - \frac{\alpha}{n_0} \nabla n(\xi, t) - \frac{\mathbf{u}(\xi, t)}{\tau}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{u}(\xi, t)$, n_0 и $n(\xi, t)$ — соответственно скорость, равновесная и возмущённая поверхностные плотности (поверхностные концентрации) электронов на стенке нанотрубки, $\mathbf{E}_{\|}(\xi, t)$ — касательная (по отношению к стенке нанотрубки) составляющая электрического поля ППП, τ — постоянная релаксации, e и m_{eff} — заряд и эффективная масса электрона [27,28]. В уравнении (2) использовано обозначение $\alpha = V_{\text{F}}^2/2$ для квадрата скорости распространения волны в однородной электронной жидкости, где V_{F} — скорость Ферми электронов. Первое слагаемое в правой части уравнения (2) связано с силой, действующей на валентные электроны со стороны касательной составляющей электрического поля, второе соответствует внутренней силе взаимодействия в электронной жидкости, связанной с возмущениями поверхностной плотности электронов. Третье слагаемое обусловлено столкновительными потерями, характеризующимися величиной τ.

Исключая из уравнений (1) и (2) величину $n(\xi, t)$, можно получить тензор проводимости для стенки ОУНТ $\hat{\sigma}$, который определяет поверхностную плотность тока $\mathbf{j}_{\text{s}} = \hat{\sigma} \mathbf{E}_{\|}$, где $\mathbf{E}_{\|} = E_z \mathbf{e}_z + E_\varphi \mathbf{e}_\varphi$. Компоненты тензора имеют следующий вид:

$$\sigma_{zz}^m = \sigma_0 \Omega^{-1} (\omega\tilde{\omega} - \alpha m^2/a^2),$$

$$\sigma_{z\varphi}^m = \sigma_{\varphi z}^m = \sigma_0 \Omega^{-1} \alpha\beta m/a, \qquad (3)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^m = \sigma_0 \Omega^{-1} (\omega\tilde{\omega} - \alpha\beta^2),$$

где $\sigma_0 = i n_0 e^2/(m_{\text{eff}}\tilde{\omega})$, $\Omega = \omega\tilde{\omega} - \alpha(\beta^2 + m^2/a^2)$, $\tilde{\omega} = \omega + i\tau^{-1}$, β — постоянная распространения (ПР) ППП, $m = 0, 1, 2 \ldots$ 000 азимутальное модовое число. В данной модели учитывается пространственная дисперсия ППП, а также азимутальная составляющая тока на стенке нанотрубки.

Следует отметить, что соотношения (3) имеют схожий вид с формулами проводимости УНТ для внутризонных переходов π-электронов, полученными на основе полуклассических моделей. Частотная граница оптических межзонных переходов лежит в среднем ИК диапазоне [1,5]. Особенности формул (3) связаны со следующими факторами:

– учитываются размерные эффекты, проявляющиеся, в частности, в зависимости динамической проводимости от радиуса кривизны стенки ОУНТ,

– учитывается как радиальная, так азимутальная составляющая поверхностной плотности тока на стенке ОУНТ,

- учитывается зависимость компонент тензора проводимости от азимутального модового числа m.

Дисперсионное соотношение для ППП в одиночной ОУНТ

Решая систему уравнений Максвелла в цилиндрических координатах, можно записать уравнение Гельмгольца для продольной компоненты электрического E_z поля на расстоянии r от оси ОУНТ:

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dE_z}{dr} - \left(\kappa^2 + \frac{m^2}{r^2}\right) E_z = 0, \qquad (4)$$

где $\kappa^2 = \beta^2 - \omega^2/c^2$, c — скорость света в вакууме. Для продольной компоненты магнитного поля аналогичное уравнение может быть записано путём замены E_z на H_z. Поперечные $(E_{r,\varphi}, H_{r,\varphi})$ и продольные (E_z, H_z) компоненты волновых полей связаны следующими соотношениями:

$$E_r = -\frac{\beta}{\kappa^2}\frac{dE_z}{dr} + \frac{m\omega\mu_0}{r\kappa^2} H_z, \quad E_\varphi = \frac{\beta m}{r\kappa^2} E_z + \frac{i\omega\mu_0}{\kappa^2}\frac{dH_z}{dr}, \qquad (5)$$

$$H_r = -\frac{\beta}{\kappa^2}\frac{dH_z}{dr} + \frac{m\omega\varepsilon_0}{r\kappa^2} E_z, \quad H_\varphi = \frac{\beta m}{r\kappa^2} H_z + \frac{i\omega\varepsilon_0}{\kappa^2}\frac{dE_z}{dr}, \qquad (6)$$

где μ_0 и ε_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума. Для решения уравнения Гельмгольца (4) необходимо учесть граничные условия для волновых полей на стенке нанотрубки $(r = a)$. Это условия непрерывности тангенциальных компонент электрического поля:

$$E_z(a)|_{r=-a} = E_z(a)|_{r=+a},$$

$$E_\varphi(a)|_{r=-a} = E_\varphi(a_j)|_{r=+a}, \qquad (7)$$

а также условия для тангенциальных компонент магнитного поля:

$$H_z(a)|_{r=+a} - H_z(a)|_{r=-a} = -\sigma_{\varphi z} E_z - \sigma_{\varphi\varphi} E_\varphi. \qquad (8)$$

В результате можно получить детерминантное уравнение, определяющее дисперсионное соотношение $\beta(\omega, m) = 0$ для ППП-мод:

$$\begin{vmatrix} I_m(\kappa a) & \frac{m\beta}{\kappa^2 a} I_m(\kappa a) & -I_m(\kappa a)\Pi_1 & \frac{i\omega\varepsilon_0 I'_m(\kappa a)}{\kappa} \times I_m(\kappa a)\Pi_2 \\ -K_m(\kappa a) & -\frac{m\beta}{\kappa^2 a} K_m(\kappa a) & 0 & -\frac{i\omega\varepsilon_0 K'_m(\kappa a)}{kappa} \\ 0 & \frac{i\omega\mu_0 I'_m(\kappa a)}{\kappa} & I_m(\kappa a) & -\frac{m\beta}{\kappa^2 a} I_m(\kappa a) \\ & & -\frac{i\omega\mu_0\sigma^m_{\phi\phi} I'_m(\kappa a)}{\kappa} & -\frac{i\omega\mu_0\sigma^m_{z\phi} I'_m(\kappa a)}{\kappa} \\ 0 & -\frac{i\omega\mu_0 K'_m(\kappa a)}{\kappa} & -K_m(\kappa a) & \frac{m\beta}{\kappa^2 a} K_m(\kappa a) \end{vmatrix} = 0, \qquad (9)$$

где I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя порядка m, параметры $\Pi_1 = \sigma^m_{z\phi} + \sigma^m_{\phi\phi} \frac{m\beta}{a\kappa^2}$, $\Pi_2 = \sigma^m_{zz} + \sigma^m_{z\phi} \frac{m\beta}{a\kappa^2}$.

Анализ и обсуждение

Анализ дисперсионных свойств ППП-мод разных порядков m в ОУНТ проводится с помощью численного решения детерминантного уравнения (9). Для оценки отношения равновесной концентрации к эффективной массе электрона воспользуемся формулой, приведенной в работе [28]: $n_0/m_{\text{eff}} = 2V_{\text{E}}/\pi^2\hbar a$, где скорость Ферми $V_{\text{F}} = 10^6$ m/s. Для удобства представления дисперсионных зависимостей введем нормировочные параметры для ПР и частоты соответственно: $a_0 = 1$ nm и $\omega_0 = \frac{e}{\pi a_0}\sqrt{\frac{2V_{\text{F}}}{\varepsilon_0 h}} \approx 2.36 \cdot 10^{15}\,\text{s}^{-1}$.

Тип проводимости ОУНТ определяется индексами хиральности (N, M), которые связаны с радиусом ОУНТ соотношением [3,29]

$$a = \sqrt{M^2 + N^2 + MN}\,\frac{\sqrt{3}d_0}{2\pi}, \qquad (10)$$

где $d_0 = 0.142$ nm — расстояние между соседними атомами углерода в графитовой плоскости. В настоящей работе мы рассматриваем металлические ОУНТ трёх радиусов, приняв их в расчётах равными 0.5, 2 и 5 nm. Значения индексов хиральности и более точные значения соответствующих им радиусов нанотрубки, рассчитанные с помощью соотношения (10), приведены в таблице. Различие точных и используемых в расчетах округленных значений радиусов металлических ОУНТ незначительное (менее одной десятой) и не оказывает заметного влияния на результаты численных расчетов. Отметим, что каждой выбранной для анализа металлической ОУНТ фиксированного радиуса может соответствовать не единственная пара индексов хиральности (N, M) (таблица).

Таблица 1. Индексы хиральности и соответствующие им углы хиральности и радиусы металлических ОУНТ

Радиус ОУНТ, nm	Индекс N	Индекс M	Угол хиральности, grad
0.489	10	4	16.1
1.996	51	0	0
1.998	50	2	1.9
2.001	49	4	3.9
1.998	38	20	19.8
2.001	31	28	28.3
4.997	124	7	2.7
5.0002	123	9	3.5
4.999	114	24	9.4
5.0002	108	33	12.9
4.999	91	55	21.9
5.0002	84	63	25.3

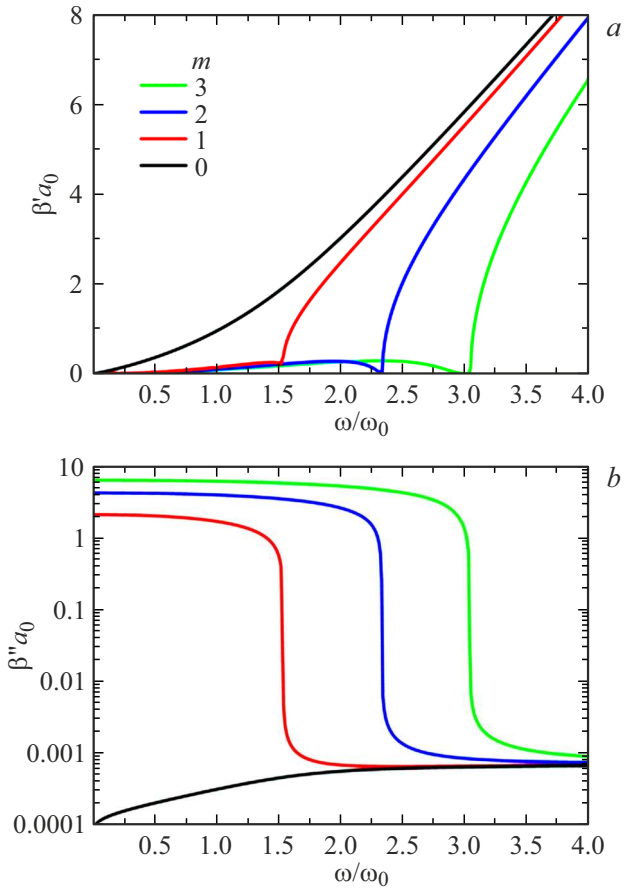


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для действительной (a) и мнимой (b) частей приведенной ПР для первых четырёх ППП-мод в ОУНТ радиусом $a = 0.5$ nm.

На рис. 1 показаны зависимости приведённой ПР от приведённой частоты ω/ω_0 для ППП-мод в одиночных ОУНТ радиусом 0.5 nm. Здесь и далее выбран уровень потерь $\tau = 10^{-12}$ s, близкий к указанному в работах [1,30,31]. Видно, что для каждой из мод с $m > 0$

существует частотная область отсечки. Режиму отсечки ($\beta''/\beta' \geq 1$) соответствуют высокие значения мнимой части ($\beta'' > 10^9\,\mathrm{m}^{-1}$) и относительно низкие значения действительной части ПР ($\beta' < 3 \cdot 10^8\,\mathrm{m}^{-1}$). Мнимая часть ПР определяет длину пробега ППП $1/\beta''$, максимальное значение которой для $m = 0$ в рассматриваемом спектральном диапазоне составляет не менее $1\,\mu$m и возрастает с уменьшением частоты. Следует отметить, что наличие нескольких ветвей дисперсионных зависимостей означает возможность возбуждения на одной частоте в ОУНТ одновременно нескольких поверхностных волн, отличающихся распределением поля по сечению нанотрубки, длиной волны ППП ($\lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{\beta'}$) и длиной пробега.

Важным параметром возбуждаемых в нанотрубке ППП является коэффициент замедления, который определяется как отношение скорости света к фазовой скорости поверхностного плазмон-поляритона:

$$K_{\mathrm{dec}} = c/V_{\mathrm{ph}} = \beta' c/\omega. \qquad (11)$$

Высокие значения K_{dec} позволяют осуществить согласование фазовой скорости ППП-мод с дрейфовой скоростью постоянного тока накачки, что важно для разработки и создания усилителей и генераторов терагерцового излучения [11,12,18]. Анализ показывает, что ППП-моды высших порядков ($m > 0$) имеют более высокие потери на распространение и меньшие значения коэффициента замедления K_{dec} по сравнению с модой с индексом $m = 0$. В этой связи далее мы рассматриваем диапазон частот до $0.4\omega_0$, в котором существует только фундаментальная мода. В этой области частот ППП имеет длину пробега до $10\,\mu$m.

На рис. 2 показаны зависимости приведенной ПР и коэффициента замедления от приведенной частоты для фундаментальной ППП моды в одиночных ОУНТ разного радиуса в диапазоне частот $\omega = (0.01-0.4)\omega_0$. Видно, что с увеличением частоты действительная и мнимая компоненты ПР, а также коэффициент замедления возрастают для ОУНТ всех радиусов. При этом в нанотрубках большего радиуса обе компоненты ПР и коэффициент замедления ППП выше. Следует отметить основную тенденцию: чем толще трубка, тем выше замедление на тех же частотах. Так, в тонких нанотрубках ($a = 0.5\,\mathrm{nm}$) коэффициент замедления не превышает значения 85, а в средних ($a = 2\,\mathrm{nm}$) и толстых ($a = 5\,\mathrm{nm}$) он выше 160 и 280 соответственно. Фазовая скорость ППП становится как минимум в 100 раз меньше скорости электромагнитной волны в вакууме на частотах от $0.2\omega_0$ и $0.1\omega_0$ для средних и толстых ОУНТ соответственно.

Дисперсионные свойства ППП в массивах ОУНТ анализировались с помощью пакета Comsol Multiphysics, позволяющего методом конечных элементов найти решения уравнения Гельмгольца для тензора проводимости, определяемого выражениями (3). Мы рассматриваем бесконечный упорядоченный массив ОУНТ с

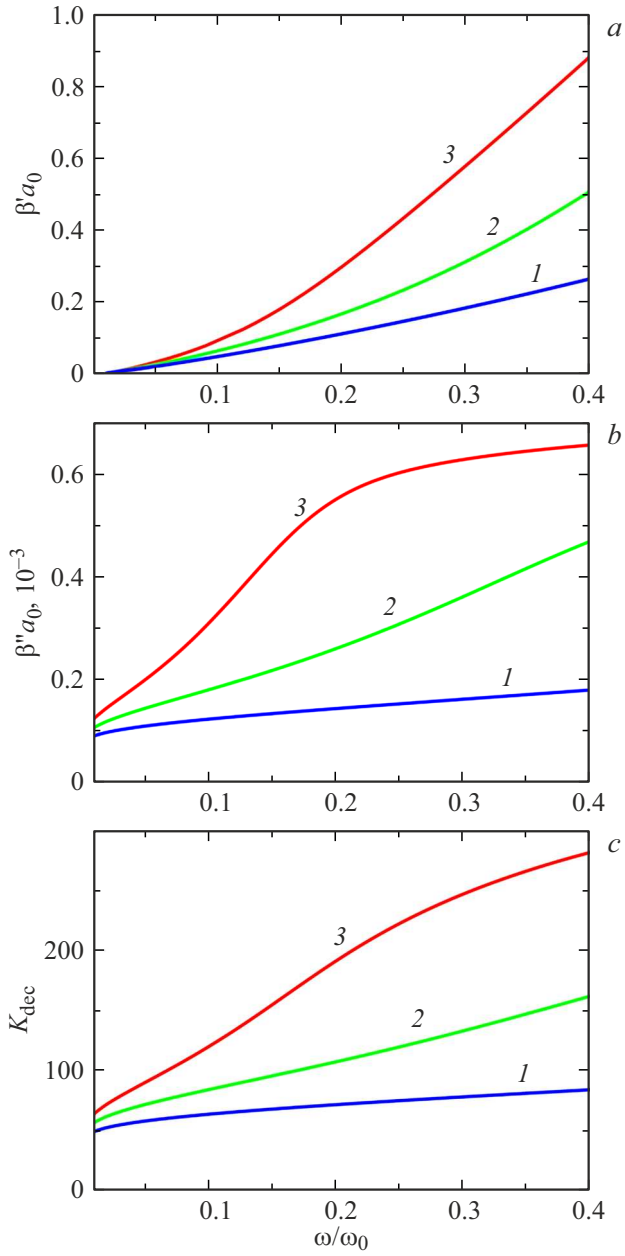


Рис. 2. Дисперсионные зависимости действительной (a), мнимой (b) частей приведенной ПР и коэффициента замедления (c) для фундаментальной ППП-моды в одиночной ОУНТ радиусом $a = 0.5$, 2, 5 nm (кривые *1, 2, 3*).

квадратной элементарной ячейкой, в котором центры ближайших нанотрубок равноудалены друг от друга на расстояние d (период массива). На рис. 3 показаны зависимости комплексной приведенной ПР и коэффициента замедления от периода массива d для ППП различных частот в „тонких“ и „толстых“ нанотрубках радиусами $a = 0.5$ и 5 nm соответственно. Моделирование проводилось методом конечных элементов для двумерной области квадратной формы, включающей одну нанотрубку, с использованием периодических граничных условий. На вставке рис. 3, *a* показано распределение интенсивности

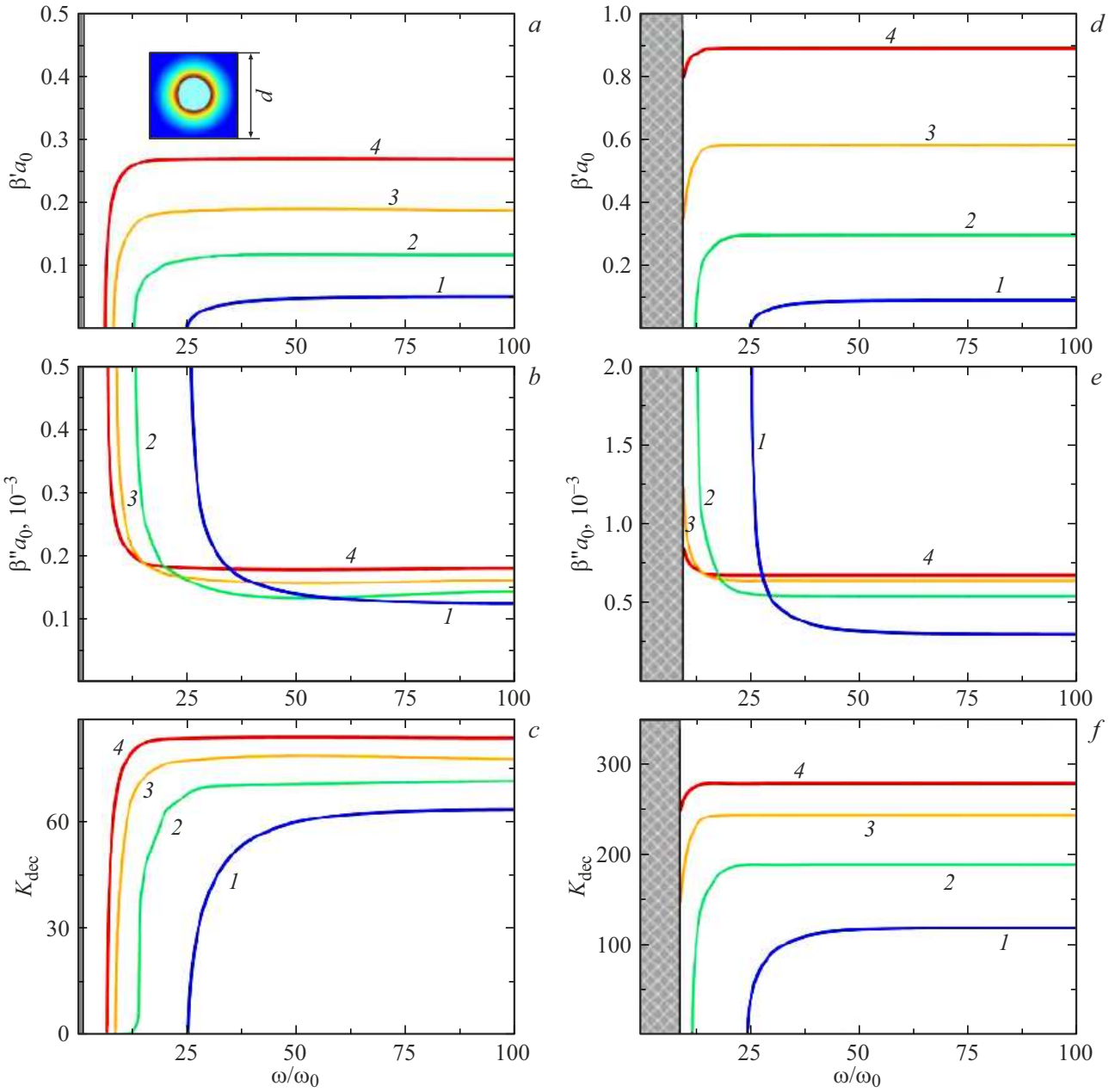


Рис. 3. Зависимости действительной (*a* и *d*) и мнимой (*b* и *e*) частей приведенных ПР, а также коэффициента замедления (*c* и *f*) от периода *d* массива ОУНТ для фундаментальной ППП-моды. Кривые *1, 2, 3, 4* отвечают частотам 0.1, 0.2, 0.3 и 0.4.0. Радиусы ОУНТ $a = 0.5$ (*a*, *b* и *c*) и 5 nm (*d, e* и *f*).

электрического поля фундаментальной моды по области моделирования. Прямоугольные области слева на всех частях рис. 3 обозначают диапазон недопустимых значений $(d < 2a)$, при которых возникает перекрытие стенок соседних ОУНТ. Из представленных зависимостей видно, что для разреженных массивов $(d \gg 2a)$ для ОУНТ обоих радиусов (0.5 и 5 nm) ПР фундаментальной моды практически не зависит от периода d. В этом случае ППП в нанотрубках массива взаимодействуют слабо, и их ПР такая же, как у ППП одиночных ОУНТ. В плотных массивах, для которых период d меньше величины $2(a + \Delta)$, где $\Delta \approx 2/\beta''$ — масштаб затухания эванесцентного поля снаружи нанотрубки, дисперсионные характеристики ППП демонстрируют высокую чувствительность к изменению расстояния между ОУНТ. Поскольку на любой частоте β в толстых ОУНТ выше (рис. 2), то в соответствии с выражением $\Delta \approx 2/\beta'$ для них зависимость дисперсионных характеристик ППП от плотности массива наблюдается на меньших относительных расстояниях d/a (рис. 3, *d, e, f*), чем для тонких нанотрубок (рис. 3, *a, b, c*). С увеличением плотности массива действительная часть ПР уменьшается (рис. 3, *a*

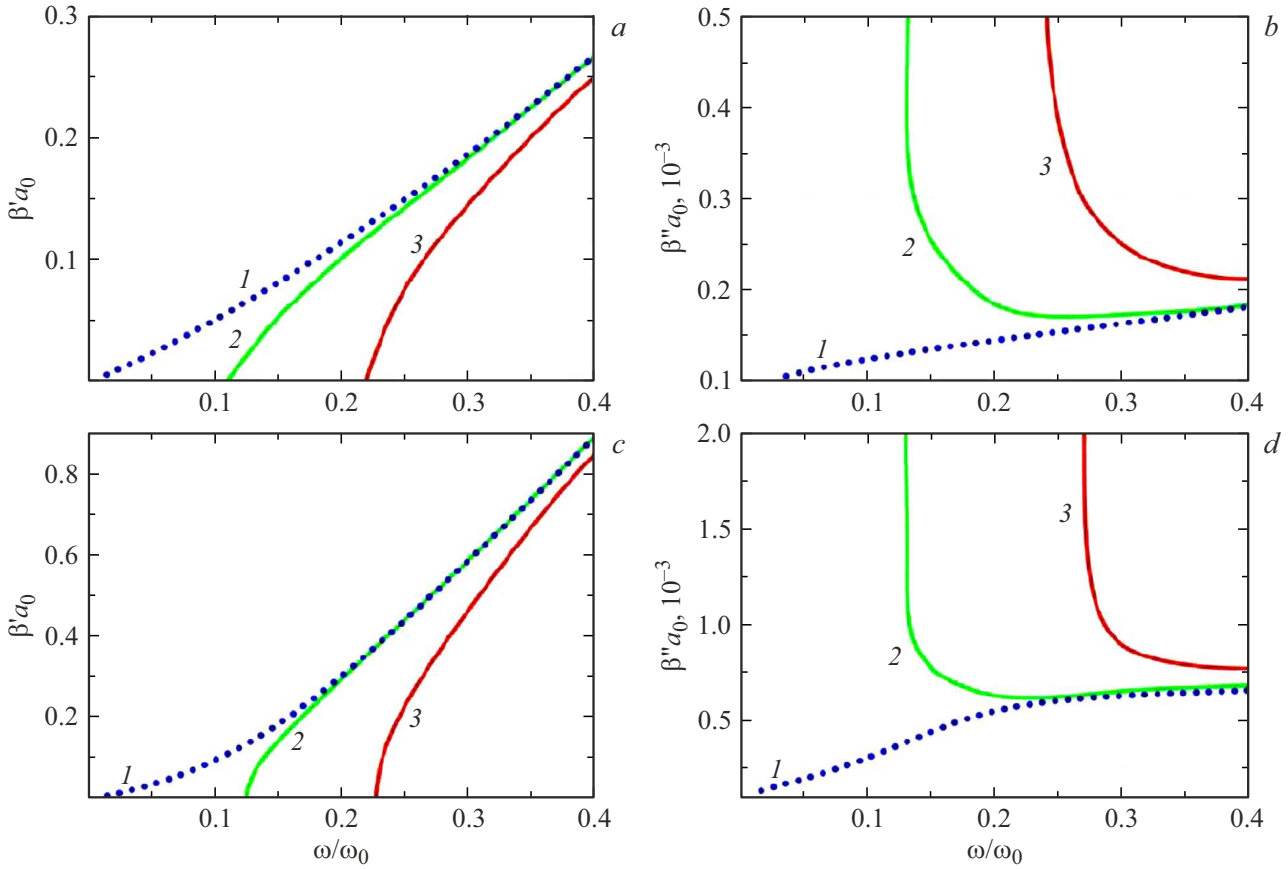


Рис. 4. Зависимости действительной (*a* и *c*) и мнимой (*b* и *d*) частей приведенной ПР от приведенной частоты при различных периодах *d* массива и радиусах ОУНТ для фундаментальной ППП-моды. Кривые *1, 2, 3* соответствуют значениям периода $d = \infty$, 20 и 11 nm. Радиусы ОУНТ $a = 0.5$ (*a* и *b*) и 5 nm (*c* и *d*).

и *d*), а диссипативные потери ППП увеличиваются (рис. 3, *b* и *e*). Уменьшение ПР приводит к увеличению фазовой скорости ППП и, как следствие, уменьшению его коэффициента замедления (рис. 3, *c* и *f*). В целом массив толстых ОУНТ оказывается предпочтительнее для получения высоких значений коэффициента замедления.

На рис. 4 показаны дисперсионные зависимости комплексной приведенной ПР фундаментальной моды для разных периодов массива и радиусов ОУНТ. В одиночной ОУНТ ($d \to \infty$, пунктирные линии) отсечка для фундаментальной моды отсутствует, а дисперсионная зависимость близка к линейной. В плотном массиве ($d = 11$ nm) отсечка моды возникает в области частот менее $0.25\omega_0$, при этом вблизи отсечки частотная зависимость действительной части ПР заметно отклоняется от линейной вне зависимости от значения радиуса ОУНТ (кривые*2, 3* рис. 4, *a* и *c*). Дисперсионные характеристики ППП в одиночных ОУНТ и в разреженных массивах ОУНТ при $d > 20$ nm практически идентичны в частотной области $\omega > 0.3\omega_0$ (кривые *1* и *2* рис. 4, *a* и *c*). Следовательно, дисперсионные характеристики ППП в массиве ОУНТ в указанном диапазоне практически идентичны случаю одиночной нанотрубки.

Заключение

В настоящей работе с помощью гидродинамического подхода рассмотрены дисперсионные характеристики ППП в одиночных металлических ОУНТ разных радиусов (от 0.5 до 5 nm) и упорядоченных массивах на их основе. Анализ проведен в терагерцовом и дальнем ИК диапазонах. Показано, что ППП в массиве ОУНТ с периодом $d > 2(a + 2/\beta') > 20$ nm практически не отличаются по своим дисперсионным свойствам от ППП в одиночных нанотрубках. Взаимодействие плазмонных эванесцентных полей нанотрубок в плотном массиве приводит к уменьшению ПР, росту длины пробега ППП, появлению отсечки для фундаментальной моды.

Обнаружено, что в образующих массив трубках малых радиусов коэффициент замедления ППП для моды порядка $m = 0$ не превышает 100. Для массивов ОУНТ с радиусами свыше 2 nm на частотах порядка 40 THz и выше коэффициент замедления может достигать более высоких значений. Результаты могут быть полезны при

разработке компактных сенсоров, усилителей и генераторов ППП на основе упорядоченных массивов УНТ.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (грант № 23-19-00880).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G.Y. Slepyan, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. Yevtushenko, A.V. Gusakov. Phys. Rev. B, **60** (24), 17136 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.60.17136
[2] А.В. Елецкий. УФН, **179** (3) 225 (2009). DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903a.0225 [A.V. Eletskii. Physics-Uspekhi, **52** (3), 209 (2009). DOI: 10.3367/UFNE.0179.200903A.0225].
[3] П.Н. Дьячков. *Углеродные нанотрубки: строения, свойства, применения* (Бином, Лаборатория знаний, М., 2011).
[4] S. Rathinavel, K. Priyadharshini, D. Panda. Mater. Sci. Eng. B, **268**, 115095 (2021). DOI: 10.1016/j.mseb.2021.115095
[5] M.G. Burdanova, A.P. Tsapenko, M.V. Kharlamova, E.I. Kauppinen, B.P. Gorshunov, J. Kono, J. Lloyd-Hughes. Adv. Opt. Mater., **9** (24), 2101042 (2021). DOI: 10.1002/ADOM.202101042
[6] K.G. Batrakov, O.V. Kibis, P.P. Kuzhir, M.R. da Costa, M.E. Portnoi. J. Nanophotonics, **4** (1), 041665 (2010). DOI: 10.1117/1.3436585
[7] A. Moradi. J. Electromagn. Anal. Appl., **2** (12), 672 (2010). DOI: 10.4236/JEMAA.2010.212088
[8] A. Moradi. Photonics Nanostructures — Fundam. Appl., **11** (1), 85 (2013). DOI: 10.1016/j.photonics.2012.09.001
[9] L. Martín-Moreno, F.J.G. De Abajo, F.J. García-Vidal. Phys. Rev. Lett., **115** (17), 173601 (2015). DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.115.173601
[10] С.А. Афанасьев, В.А. Зайцев, С.Г. Моисеев, И.А. Рожлейс, Д.Г. Санников, Г.В. Тертышникова. ФТП, **58** (9), 467 (2024). DOI: 10.61011/FTP.2024.09.59302.6326A
[11] A.S. Kadochkin, S.G. Moiseev, Y.S. Dadoenkova, V.V. Svetukhin, I.O. Zolotovskii. Opt. Express, **25** (22), 27165 (2017). DOI: 10.1364/oe.25.027165
[12] A.S. Kadochkin, S. Moiseev, Y.S. Dadoenkova, F. Bentivegna, V. Svetukhin, I.O. Zolotovsky. J. Opt., **22**, 1 (2020). DOI: 10.1088/2040-8986/abb8c4
[13] V. Perebeinos, J. Tersoff, P. Avouris. Phys. Rev. Lett., **94** (8), 086802 (2005). DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.94.086802
[14] K. Liu, J. Deslippe, F. Xiao, R.B. Capaz, X. Hong, S. Aloni, A. Zettl, W. Wang, X. Bai, S.G. Louie, E. Wang, F. Wang. Nat. Nanotechnol., **7** (5), 325 (2012). DOI: 10.1038/NNANO.2012.52
[15] D.A. Svintsov, A.V. Arsenin, D.Yu. Fedyanin, A. Kriesch, S.P. Burgos, D. Ploss, H. Pfeifer, H.A. Atwater, U. Peschel, I. Vurgaftman, M. Kim, J. Meyer, A. Mäkinen, K. Bussmann, L. Cheng, F. Choa, J. Long, A.W. Fang, R. Jones, H. Park, O. Cohen, O. Raday, M.J. Paniccia, J.E. Bowers. Opt. Express, **23** (15), 19358 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.019358
[16] S.G. Moiseev, Y.S. Dadoenkova, A.S. Kadochkin, A.A. Fotiadi, V.V. Svetukhin, I.O. Zolotovskii. Ann. Phys., **530** (11), 1800197 (2018). DOI: 10.1002/andp.201800197
[17] T.A. Morgado, M.G. Silveirinha. ACS Photonics, **5** (11), 4253 (2018). DOI: 10.1021/ACSPHOTONICS.8B00987
[18] S.A. Afanas'ev, A.A. Fotiadi, A.S. Kadochkin, E.P. Kitsyuk, S.G. Moiseev, D.G. Sannikov, V.V. Svetukhin, Y.P. Shaman, I.O. Zolotovskii. Photonics, **10** (12), 1317 (2023). DOI: 10.3390/PHOTONICS10121317
[19] P. Longe, S.M. Bose. Phys. Rev. B, **48** (24), 18239 (1993). DOI: 10.1201/9781351121996-7
[20] S.A. Maksimenko, G.Y. Slepyan, G.Y. Slepyan. In: *Electromagnetic Fields Unconv. Struct. Mater*, ed. by N. Singh Onkar, A. Lakhtakia (John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000), pp. 217–255.
[21] A. Moradi. J. Appl. Phys., **122** (13), (2017). DOI: 10.1063/1.4997454
[22] A. Moradi, H. Khosravi. Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys., **76** (11), 113411 (2007). DOI: 10.1103/PHYSREVB.76.113411
[23] D.J. Mowbray, Z.L. Mišković, F.O. Goodman. Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys., **74** (19), 1 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.195435
[24] T. Stöckli, J.M. Bonard, A. Châtelain, Z.L. Wang, P. Stadelmann. Phys. Rev. B, **64** (11), 115424 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.64.115424
[25] C. Yannouleas, E.N. Bogachek, U. Landman. Phys. Rev. B, **53** (15), 10225 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.53.10225
[26] G. Chen, S. Sakurai, M. Yumura, K. Hata, D.N. Futaba. Carbon N. Y., **107**, 433 (2016). DOI: 10.1016/j.carbon.2016.06.024
[27] A. Moradi. Phys. Lett. Sect. A Gen. At. Solid State Phys., **372** (34), 5614 (2008). DOI: 10.1016/j.physleta.2008.06.071
[28] G. Miano, F. Villone. IEEE Trans. Antennas Propag., **54** (10), 2713 (2006). DOI: 10.1109/TAP.2006.882170
[29] А.В. Елецкий. УФН, **172** (4), 401 (2002). DOI: 10.3367/UFNr.0172.200204b.040 [A.V. Eletskii. Phys. Usp., **45** (4), 369 (2002). DOI: 10.1070/PU2002v045n04ABEH001033].
[30] Y. Miyamoto, S.G. Louie, M.L. Cohen. Phys. Rev. Lett., **76** (12), 2121 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.2121
[31] R.A. Jishi, M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **47** (24), 16671 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevB.47.16671