УДК 535.15; 535.135

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НАНОТРУБКАМИ

Н.Р. *Садыков, Н.А. Скоркин*

Предлагается для СВЧ-излучения длиной волны λ ~ 1 см способ усиления в активной среде. Накачка среды производится воздействием нестационарного электрического поля на распыленные в воздухе нанотрубки. Получено аналитическое значение коэффициента усиления излучения. При объемной доле нанотрубок c_0 10^{-3} за счет использования наноимпульсного источника напряжения большой мощности (плотность энергии ~200 Дж/м^3) коэффициент усиления слабого сигнала Γ_0 = 0,055 м$^{-1}$. Рассмотрен один из возможных механизмов усиления СВЧ-излучения в пространственном резонаторе.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, наночастицы, электрическое поле.

Введение. Представляет научный и практический интерес исследование различных физических процессов, обусловленных наличием пылевых частиц в нейтральной газовой среде, в ионизированном газе, исследования оптических свойств неупорядоченных фрактальных кластеров, образованных сферическими наночастицами [1,2]. Это направление является перспективным в связи с различными технологическими приложениями: процессы горения, плазменные технологии, физика атмосферы, управляемый термоядерный синтез. В случае плазменных технологий большой интерес вызывает кристаллизация пылевых частиц в газоразрядной плазме - образование упорядоченных структур [3, 4], которые имеют место в случае самоорганизующихся систем. Для описания нелинейной спектроскопии в видимом диапазоне излучения вырожденного электронного газа в металлических наночастицах сферической формы привлекается аппарат квантовой механики [5]. Вызывают интерес процессы, обусловленные взаимодействием излучения с наночастицами и наноструктурами [6, 7]. В работе [6] для СВЧ-излучения показана возможность создания нестационарного многомодового волноводного канала из проводящих вытянутых вдоль одного направления наночастиц, исходя из их концентрации в воздухе 1 кг на 1 м^3. Показано, что если длина частиц превосходит поперечные размеры в 10-20 раз, то величина апертуры вводимого излучения составляет 13°-22°, что в 4-7 раз больше, чем в случае наночастиц сферической формы [7]. Увеличение поляризуемости вытянутых наночастиц позволяет значительно уменьшить объемную концентрацию наночастиц. Полученные в [6, 7] результаты формально не зависят от абсолютных размеров частиц, которые могут меняться в широком диапазоне: от наноразмеров (~10^{-7} см) до микронных (~10^{-4} см). Верхний предел определяется возможностью частиц удерживаться в воздухе в поле сил тяжести. Уникальные эффекты возникают при взаимодействии высокочастотного излучения с рядом квантовых наноструктур в продольном магнитном поле: квантовым кольцом конечной ширины, квантовым цилиндром конечной толщины и квантовой проволочкой [8, 9]. Поверхностная проводимость в сильном магнитном поле за счет статического скин-эффекта может оказаться заметно больше объемной [10] на величину $(\omega_c\tau)^2$, где условие сильного магнитного поля выполняется при низких температурах в случае $\omega_c\tau \gg 1$, τ - время релаксации, $\omega_c = |e|B/m^*c$ - циклотронноя частота, m^* - эффективная масса, e - заряд электрона, c - скорость света. Сами гальваномагнитные эффекты весьма чувствительны к геометрии поверхности Ферми. Существенный вклад вносят медленные электроны, например в электропроводность. В этом случае существует значение энергии, при которой изменяется топология изоэнергетических поверхностей, в результате чего плотность электронных состояний имеет корневую особенность - особенность Ван Хова (в этом случае поверхность содержит точку, в которой скорость электронов обращается в нуль).

В случае цилиндра при наличии продольного магнитного поля B на кривой коэффициента поглощения существует только одна точка резонанса, связанная с электронными переходами между соседними уровнями $n \to n(n+1$ - радиальное квантовое число). Переходы с изменением магнитного квантового числа запрещены. Резонансная частота определяется частотой конфайн-

мента $\omega_0 \sim 10^{13}\,\text{с}^{-1}$ и циклотронной частотой ω_c (в работе [8] приведено соотношение $\omega_c/\omega_0 \sim 0{,}1$). В случае квантовой проволочки ситуация, хотя изначально сложнее, но масштабы величин ω_0, ω_c остаются прежними. В этом случае в дипольном приближении возможны только переходы, обусловленные изменением обоих квантовых чисел *n и m*. Кривая коэффициента поглощения имеет серию пиков, имеющих дублетную структуру, причем пики, составляющие дублет, располагаются на расстоянии ω_c друг от друга. Дублеты располагаются периодично с периодом Ω, причем высота пиков резко уменьшается с увеличением частоты ω. Для дублета с минимальной частотой имеет место соотношение $\omega = \Omega + \omega_c/2$, в котором $\Omega \sim 10^{13}\,\text{с}^{-1}$, $\omega_c/\Omega \sim 0{,}1$. При $\tau \approx 10^{-12}$ с условие сильного магнитного поля достигается п $\omega_0 \sim 10^{13}\,\text{с}^{-1}$. В нашем случае $\omega \sim 10^{10} - 10^{11}\,\text{с}^{-1}$. При *t* - 20 °С и обычно используемых значениях магнитной индукции $B \sim 1$ Тл ($\omega\tau \le 1$) относительное изменение коэффициента поглощения для большинства металлов весьма мало.

В работе [11] было показано, что в воздушной среде с удлиненными наночастицами с объемной долей $c_0 \sim 10^{-3}$ возможен механизм усиления и самофокусировки (в волновом канале и пространственном резонаторе) СВЧ-излучения. Накачка нелинейной среды может быть произведена с помощью нестационарного электрического поля. В [11] наночастицы аппроксимировались гантелью с невесомым стержнем, обладающим конечным электрическим сопротивлением и коэффициентом упругости. В данной работе в отличие от [11] предлагается рассмотреть реальные наночастицы - нанотрубки.

Перспективными материалами для рассмотренной в работе [11] задаче являются одно- и многослойные нанотрубки (с детальным обзором работ в этой области можно ознакомиться в [12-14]). Возможность изготавливать нанотрубки большой протяженности по сравнению с их поперечными размерами позволит получить величину предварительной накачки энергии при значительно меньших значениях энергии нестационарных полей. Кроме того (например, в соответствии с приведенными в [15] результатами), модуль Юнга (или коэффициент упругости) однослойных и многослойных углеродных нанотрубок порядка ~ 1 ТПа, что в несколько раз больше модуля Юнга стали. Такие большие значения модуля Юнга приводят применительно к задаче, рассмотренной в [11], к величине резонансного колебания наночастицы порядка $\omega \sim 10^{11} - 10^{12}\,\text{с}^{-1}$ (длина волны генерируемого излучения $\lambda \sim 0{,}1$-1 см), что позволяет рассмотреть сигналы в коротковолновой части СВЧ-излучения.

В данной работе предлагается для СВЧ-излучения длиной волны $\lambda \sim 1$ см на основе полученной системы материальных уравнений способ усиления в активной среде. Накачка среды производится воздействием нестационарного электрического поля на распыленные в воздухе удлиненные нанотрубки. Получено аналитическое выражение коэффициента усиления электромагнитного излучения. В работе оценены при объемной доле нанотрубок $c_0 \approx 10^{-3}$ и атмосферном давлении в воздухе необходимое значение нестационарного электрического поля для накачки среды (за счет использования наноимпульсного источника напряжения большой мощности - плотность энергии ~ 200 Дж/м) и коэффициент усиления слабого сигнала ($\Gamma_0 = 0{,}055$ м$^{-1}$). Рассмотрен один из возможных механизмов усиления СВЧ-излучения в пространственном резонаторе.

Вывод системы материальных уравнений. Пусть имеется неограниченная область, состоящая из вытянутых наночастиц (нанотрубок) концентрации *n*. Пусть через такую область распространяется электромагнитное излучение. Электрическое поле обозначим как $\vec{E}(t,\vec{r})$. Рассмотрим наночастицы в форме вытянутых цилиндров, у которых радиусы *R* значительно меньше длины цилиндров $L/R \gg 1$ (одно- и многослойные нанотрубки). В этом случае индуцированный на поверхности длинного цилиндра заряд, отнесенный к единице длины, запишется [16, с. 35] в виде

$$\tilde{\tau}(x) = \frac{x \cdot G(t)}{2\mathrm{X}\left(1 + \frac{1}{2\mathrm{X}} \ln\left(1 - 4\frac{x^2}{L^2}\right)\right)}, \qquad (1)$$

где $-L/2 \le x \le L/2$, $\mathrm{X} = -1 + \ln(L/R)$, R и L – соответственно радиус и длина цилиндра, $G(t)$ – плотность энергии нестационарного электрического поля.

Для линейной поляризации получим [16, с. 35]

$$P_0(t) = n \int_{-L/2}^{L/2} x\tilde{\tau}(x)dx \approx G(t)V \frac{1}{4\pi n_x}, \quad \frac{1}{n_x} = \frac{A(\mathrm{X})}{2\mathrm{X}} \frac{L^2}{R^2}, \tag{2}$$

где n_x – коэффициент деполяризации [6, с. 43], $V = \pi R^2 L$, $A(\mathrm{X})$ – безразмерная величина,

$$A(\mathrm{X}) = \int_0^1 \frac{\xi^2 d\xi}{1 + \frac{1}{2\mathrm{X}} \ln(1-\xi^2)}. \tag{3}$$

С учетом (2) для «инверсии населенностей» [11, 17] получим

$$N(t) = \frac{1}{2} nG(t)P_0(t) = \frac{c_0 |G(t)|^2}{8\pi n_x}, \tag{4}$$

где $c_0 = nV$, n – концентрация наночастиц.

Наличие индуцированного заряда $\tilde{\tau}(x)$ позволяет записать уравнение колебаний для величины продольного смещения цилиндра в виде

$$u_{tt} = \frac{\tilde{W}}{\rho} u_{xx} + \frac{1}{\pi R^2 \rho} \tilde{\tau}(x)E(t), \tag{5}$$

где $\tilde{W} = \tilde{E}(1-\sigma)/\left[(1+\sigma)(1-2\sigma)\right]$ – коэффициент упругости, $\tilde{E}$ – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона, ρ – плотность материала наночастиц, $E(t)$ – напряженность электрического поля, $u_{tt} = \partial^2 u/\partial t^2$, $u_{xx} = \partial^2 u/\partial x^2$.

Для получения формального решения неоднородного уравнения гиперболического типа (5) воспользуемся общим вариантом метода Фурье [18, с. 468], несколько видоизменив его применительно к нашей задаче. Решение разложим в ряд Фурье по собственным функциям и выделим единственную резонансную гармонику $u \sim \sin(\pi x/L)$ (акустическая ветвь). В результате из (5) получим [18, с. 468]

$$u_{tt} + \tilde{\Omega}^2 u = \frac{1}{\pi R^2 \rho} \frac{G(t)L}{2\mathrm{X}} B(\mathrm{X})E(t)\sin(\pi x/L), \tag{6}$$

где $\tilde{\Omega}^2 = \pi^2 \tilde{W}/(\rho L^2)$; $G(t)$ – медленно меняющаяся по сравнению с $E(t)$ функция. При выводе (6) в правой части (5) после разложения в ряд Фурье выделена интересующая нас составляющая

$$\tilde{\tau}(x) = \frac{GL}{2\mathrm{X}} B(\mathrm{X})\sin(\pi x/L), \qquad B(\mathrm{X}) = \int_0^1 \frac{\xi \sin(\pi\xi/2)d\xi}{1 + \frac{1}{2\mathrm{X}} \ln(1-\xi^2)}. \tag{7}$$

Далее по аналогии со случаем гантелек [17] введем нелинейную поляризацию для наночастиц в форме вытянутых цилиндров

$$P_1 = \int_{-L/2}^{L/2} n\tilde{\tau}(x)u(x)dx - \int_{-L/2}^{L/2} n\tilde{\tau}_0(x)u_0(x)dx, \tag{8}$$

где $u_0(x)$ по аналогии с $x^{(0)}$ в [17] характеризует дополнительную деформацию за счет упругой и электрической сил предварительно распределенного заряда $\tau_0(x)$ на поверхности цилиндра (определяет величину начальной накачки) при наличии $E(t)$:

$$\tilde{\Omega}^2 u_0(x) = \frac{1}{\pi R^2 \rho} \tilde{\tau}_0(x)E(t). \tag{9}$$

В (9) полагалось $u_0 \sim \sin(\pi x/L)$. Умножим (6) на $n\tilde{\tau}(x)$, где плотность заряда $\tilde{\tau}(x)$ определена в (7), и проинтегрируем по переменной x. С учетом (7), (8) и (9) получим приближенное уравнение для нелинейной поляризации

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}+\tilde{\Omega}^2 P_1=\frac{n|G(t)|^2 L^3}{8\pi R^2 \rho \mathrm{X}^2}B^2(\mathrm{X})E(t)-\frac{n|G(t=0)|^2 L^3}{8\pi R^2 \rho \mathrm{X}^2}B^2(\mathrm{X})E(t). \qquad (10)$$

В случае диссипативных процессов уравнение (10) с учетом (4) окончательно запишется в виде

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2}+\frac{2}{T_2}\frac{\partial P_1}{\partial t}+\tilde{\Omega}^2 P_1=\Lambda(N-N_0)E, \qquad (11)$$

где $\Lambda=2LB^2/(m\mathrm{X}A)$, $m=\pi R^2 L\rho$, $N=N(t)$, $N_0=N(t=0)$. В случае нанотрубок величина m больше массы нанотрубки. Уравнение (11) аналогично одному из двух материальных уравнений, описывающих процесс усиления лазерного излучения [19].

Теперь вычислим в (11) диссипативное слагаемое $\sim 1/T_2$ (T_2- аналог времени поперечной релаксации). Рассматриваемые в работе частоты соответствуют гиперзвуку. В воздухе гиперзвук не может распространяться. Поэтому для определения диссипативного слагаемого в (11) воспользуемся кинетическим подходом. При соударении с торцем совершающего гармонические колебания цилиндра поток импульса падающих на поверхность торца молекул равен $\tilde{\rho}f(\upsilon_x)(\upsilon_x+u_t)^2 d\upsilon_x$, где $f(\upsilon_x)-$ функция распределения молекул по скоростям, $\tilde{\rho}=m_0\tilde{n}-$ плотность воздуха, m_0- масса молекул воздуха, $\tilde{n}-$ концентрация молекул воздуха, $u_t=du/dt$, $u_t\ll\langle\upsilon_x\rangle$. При отражении молекул поток импульса равен $\tilde{\rho}f(\upsilon_x)(\upsilon_x-u_t)^2 d\upsilon_x$. За счет разности потоков импульсов дополнительное давление внутри цилиндра около торца будет равно $\Delta p_1=4\tilde{\rho}\langle\upsilon_x\rangle u_t|_{x=L/2}$, где $\langle\upsilon_x\rangle-$ среднее значение x-компонента вектора скорости молекул. Скачок давления в точках $x_0\to -L/2$, $x_1\to L/2$ за счет давления Δp_1 приводит к дополнительной силе

$$F(x)=-\pi R^2 dp_1/dx=\pi R^2\Delta p_1\{\delta(x-x_0)-\delta(x-x_1)\},$$

где $p_1(x)=\Delta p_1\{1-\Theta(x-x_0)+\Theta(x-x_1)\}$, $\delta(x)-$дельта-функция Дирака, $\Theta(x)-$ функция Хевисайда, $p_1(x)-$ функция давления. Наличие силы $F(x)$ приведет к наличию в правой части (5) дополнительного слагаемого $(\Delta p_1/\rho)\{\delta(x-x_0)-\delta(x-x_1)\}$, что, в свою очередь, приведет к появлению в правой части (6) дополнительного слагаемого

$$-\frac{\tilde{\rho}\langle\upsilon_x\rangle}{\rho L}u_t|_{x=L/2}\sin\left(\pi\frac{x}{L}\right).$$

Поскольку в силу введенных обозначений $u_t|_{x=L/2}\sin(\pi x/L)=u_t(x)$, то для T_2 из (11) получим, что $T_2=\rho L/(8\tilde{\rho}\langle\upsilon_x\rangle)$.

Теперь оценим время T_1 (T_1- аналог времени продольной релаксации) во втором материальном уравнении, которое может быть получено по аналогии с [17] из закона сохранения энергии:

$$\frac{\partial N}{\partial t}+\frac{1}{T_1}(N-N_0)=-E\frac{\partial P_1}{\partial t}, \qquad (12)$$

где в (12) предполагается, что будет иметь место соотношение $N-N_0<0$. Если $E\cdot\partial P_1/\partial t>0$, то поле будет совершать положительную работу, и энергия поля будет уменьшаться. Поэтому для увеличения энергии поля необходимо выполнение условия $E\cdot\partial P_1/\partial t<0$ в (12). Поскольку при $N-N_0<0$ должно выполняться условие $\partial N/\partial t>0$, то исходя из закона сохранения энергии, получим уравнение (12). При отсутствии поля $E(t)=0$ «потеря» энергии наночастиц, содержащихся в единице объема, за счет диссипативных процессов $Q=\int\limits_{-L/2}^{L/2} n\pi R^2 jE_0 dz\approx c_0|E_0|^2/\rho_0$, где $j=E_0/\rho_0-$ плотность тока, ρ_0- удельное сопротивление. В соответствие с законом сохранения энергии $dN/dt=-Q$ получим:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{T_1}(N - N_0), \quad T_1 = \frac{\rho_0}{8\pi n_x} = \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{2n_x}. \tag{13}$$

При $L/R = 200$ величина $\mathrm{X} \approx 4{,}3$. Величина A из (3) при $\mathrm{X} \gg 1$ вычисляется аналитически (см. [16, с. 35]) в соответствии с приближенной формулой

$$A \approx \frac{1}{3}\left[1 + \frac{1}{\mathrm{X}}\left(\frac{4}{3} - \ln 2\right)\right]. \tag{14}$$

При $\mathrm{X} \gg 1$ можно считать $A = 1/3$, т. е. в этом случае в (3) можно пренебречь величиной $\sim \ln(1-\xi^2)$. При $\mathrm{X} \approx 4{,}3$ величина A в соответствии с приближенной формулой (14) будет $\approx 0{,}38$, т.е. наличие в (3) логарифма незначительно меняет величину A по сравнению с этой величиной при $\mathrm{X} \gg 1$.

Из (13) с учетом (2) получим, что $T_1 \approx 884\,\varepsilon_0 \rho_0$. В качестве материала, из которого изготовлена нанотрубка, рассмотрим материалы с удельными сопротивлениями кремния и германия. В этом случае для удельного электрического сопротивления кремния и германия $\rho_0^{\mathrm{Si}} = 2{,}3 \cdot 10^3$ Ом·м, $\rho_0^{\mathrm{Ge}} = 0{,}5$ Ом·м соответственно. Следовательно, для времени накачки энергии для материалов с удельным сопротивлением кремния и германия получим $T_1^{\mathrm{Si}} \approx 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ с, $T_1^{\mathrm{Ge}} \approx 3{,}9 \cdot 10^{-9}$ с соответственно. Из вышеприведенных оценок видно, что время накачки и релаксации для германия составляет величину порядка нескольких десятков периодов колебаний излучения, т.е. материал с удельным сопротивлением германия можно использовать при накачке нестационарным электрическим полем длительностью $\Delta t \geq T_1^{\mathrm{Ge}}$. Это означает, что можно было бы воспользоваться импульсными генераторами большой мощности (нестационарные электрические поля) [20–22]. Время накачки и релаксации для кремния на пять порядков больше периода колебаний излучения, и это вещество можно использовать при накачке среды нестационарным полем длительностью $\Delta t \geq T_1^{\mathrm{Si}}$.

Теперь, исходя из системы материальных уравнений (11), (12) и уравнения для усиливаемого поля излучения [17]

$$\Delta \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{c^2 \partial t^2} + 4\pi \frac{\partial^2 \vec{P}_1}{c^2 \partial t^2}, \tag{15}$$

оценим для резонатора величину коэффициента усиления СВЧ-излучения для среды с удлиненными нанотрубками при $\tilde{\Omega} = \omega$. В приближении медленно меняющейся амплитуды $E = \tilde{E}\exp(-i\omega t)$, $P_1 = \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t)$ уравнения (11) и (15) запишутся в виде

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{1}{2\tau_1}\tilde{E} = i2\pi\omega\tilde{P}_1, \quad \frac{\partial \tilde{P}_1}{\partial t} + \frac{1}{T_2}\tilde{P}_1 = i\frac{\Lambda}{2\omega}(N - N_0)\tilde{E}, \tag{16}$$

где $\tau_1 \ll T_2$. В результате численного решения задачи установлено, что на начальном промежутке времени $N \approx N_0$. В этом случае система уравнений (16) допускает аналитическое решение. Полагая в уравнениях (16) $N = N_0$ и исключая переменную $\tilde{P}_1$, приходим к дифференциальному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами

$$\frac{d^2\tilde{E}}{dt^2} + \left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{2\tau_1}\right)\frac{d\tilde{E}}{dt} + \left(\frac{1}{2T_2\tau_1} - \frac{\Lambda N_0}{4}\right)\tilde{E} = 0 \tag{17}$$

и начальными данными $\tilde{E}_0(0) = \sqrt{2W(0)/\varepsilon_0}$, $W(0) = 1{,}0$ Дж/м^3, $\dfrac{d\tilde{E}(0)}{dt} = -\dfrac{1}{2\tau_1}\tilde{E}(0) + i\dfrac{\omega}{2}\tilde{P}_1(0)$.

При $N = 0$, $N_0 = \mathrm{const}$ из уравнения (17) (или из (16)) при $\tilde{E} \sim \exp\left(\dfrac{\Gamma}{2}t\right)$, $\tau_1 \ll T_2$, $\tilde{P}_1 \sim \exp\left(\dfrac{\Gamma}{2}t\right)$ получим

$$\Gamma = -\frac{1}{T_2} \pm \left[\left(\frac{1}{T_2} \right)^2 + \Lambda N_0 \right]^{1/2}. \qquad (18)$$

Отсюда при $(1/T_2)^2 \ll \Lambda N_0$ коэффициент усиления $\Gamma \approx (\Lambda N_0)^{1/2}$. Пусть $R = 5 \cdot 10^{-9}$ м, $L = 200R = 10^{-7}$ м, $\tilde{\rho} = 1{,}29$ кг/м^3, $\langle \upsilon_x \rangle \approx [RT/\mu]^{1/2} \approx 370$ м/с. Положим $\tilde{W} = E \approx 10^{12}$ Дж/м^3. Плотность кремния $\rho_{Si} = 2{,}3 \cdot 10^3$ кг/м^3. Из уравнения (6) получим, что $\tilde{\Omega} \approx 5{,}7 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ (длина волны излучения равна $\lambda = 2\pi c/\tilde{\Omega} \approx 3{,}3$ см), $T_2 \approx 1{,}6 \cdot 10^{-7}$ с $(1/T_2 \approx 6{,}4 \cdot 10^6$ с$^{-1})$. В соответствии с формулой (2) получим, что $1/n_x \approx 1660$. При значениях стационарного электрического поля $G = 7 \cdot 10^6$ м/с $(G^2/8 \cdot \pi = 200$ Дж/м$^3)$ в воздухе из (4) получим $N_0 \approx 357$ Дж/м^3. Такое значение N_0 при длительностях импульса $\Delta t \geq 5 \cdot 10^{-9}$ с можно достичь за счет увеличения давления в газовой среде. Полагая в (7) $B \approx A = 0{,}38$, из приведенных выше оценок с учетом уравнений (16) получим, что коэффициент усиления в резонаторе $\Gamma \approx 1{,}9 \cdot 10^7$ с$^{-1}$.

Аналитическое решение выражается функциями гиперболического синуса и косинуса и имеет достаточно громоздкий вид, поэтому приводить его не будем. На рис. 1 для функции $W(t)$ представлены аналитическое решение (штриховая линия) и результат численного интегрирования (сплошная линия) полной системы уравнений (12), (16). Полученное аналитическое решение подтверждает справедливость вышеприведенных предположений и оценок коэффициента усиления в резонаторе Г.

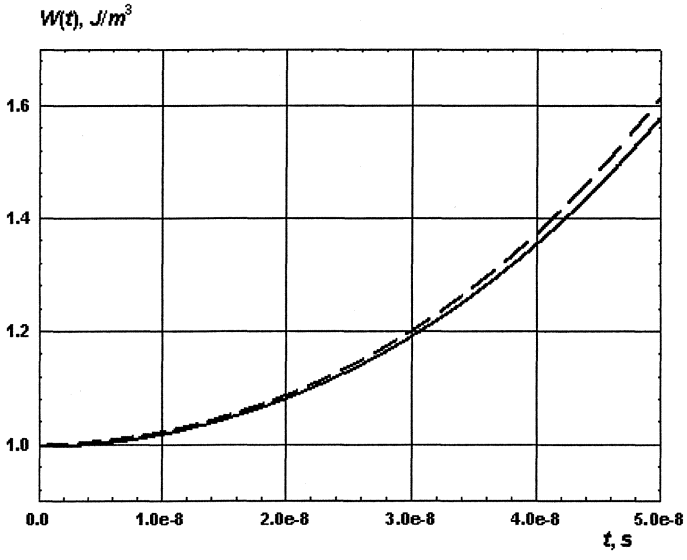

Рис. 1. Численное и аналитическое решения

Из рис. 2 следует, что на начальном промежутке времени поляризация имеет линейную зависимость по переменной t, а из рис. 1 следует, что зависимость функции $W(z)$ близка к параболической. Вследствие такой зависимости значение $W(t)/W(t=0) = 1{,}5$ достигается только при $t \approx 4{,}6 \cdot 10^{-8}$ с.

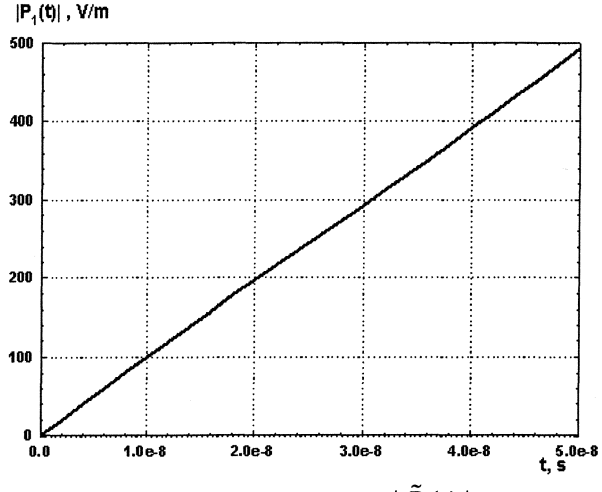

Рис. 2. Численное решение $|\tilde{P}_1(t)|$

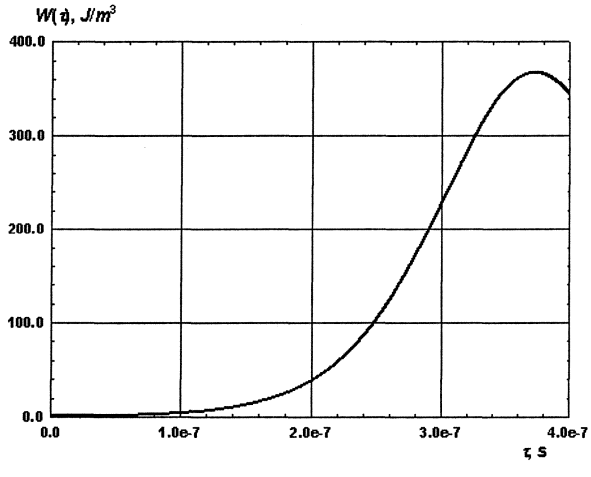

Рис. 3. Численное решение $W(\tau)$

Уравнения (16) позволяют также рассмотреть в приближении медленно меняющейся огибающей поля процесс распространения излучения в широком волновом канале [17]. В этом случае в формуле (16) временную переменную t нужно заменить на $\tau = z/c_s$, где c_s - скорость света. Приведенные на рис. 1 результаты применительно к волноводному каналу будут означать, что значение $W(t)/W(0) = 1,5$ будет достигаться при z 13 м.

На промежутке $0 \le \tau \le 4 \cdot 10^{-7}$ с (рис. 3) максимальный коэффициент усиления Γ_0 в волноводном канале определится из соотношения $\Gamma_0 c_s / \Gamma \approx 0,87$. Здесь $\Gamma_0 = 0,055$ м$^{-1}$, параметр Γ определен выше, см. (18).

Таким образом, из результатов работы следует, что экспериментально можно подтвердить предсказанный в работе эффект усиления СВЧ-излучения с помощью распыленных в воздухе удлиненных нанотрубок при длине волновода порядка ~ 30 м, объемной доле нанотрубок $c_0 = 10^{-3}$ и длине волны излучения $\lambda \approx 3$ см.

Авторы благодарят В.Г. Шпака, М.И. Яландина за помощь в подборе параметров квазистационарного поля и В.Г. Елецкого за консультацию по нанотрубкам.

Литература

1. Shalaev, V.M. Electromagnetic properties of smallparticle composites / V.M. Shalaev // Phys. Rep.-1996.-T.272.-P.61.

2. Карпов, СВ. Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов / СВ. Карпов, В.В. Слабко. - Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. - 265 с.

3. Фортов, В.Е. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир» / В.Е. Фортов, А.П. Нефедов, О.С. Ваулина и др. // ЖЭТФ. - 1998. - Т. 114. - Вып. 6(12). - С. 2004-2021.

4. Нефедов, А.П. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц / А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов // УФН. - 1998. - Т. 176, № 11. - С. 1215-1226.

5. Раутиан, С.Г. Нелинейная спектроскопия насыщения вырожденного электронного газа в сферических частицах металла / С.Г. Раутиан // ЖЭТФ. - 1997. - Т. 112. - С. 836.

6. Садыков, Н.Р. О возможности создания нестационарного волноводного канала на основе удлиненных наночастиц / В.А. Зацепин, Н.Р. Садыков, М.О. Садыкова и др. // Оптика атмосферы и океана. - 2007. - Т. 20, № 4. - С. 378-379.

7. Садыков, Н.Р. О возможности создания нестационарного волноводного канала на основе удлиненных наночастиц / В.А. Зацепин, В.П. Смыслов, Н.Р. Садыков и др. // Оптика атмосферы и океана. - 2004. - Т. 17, № 2-3. - С. 168-170.

8. Галкин, Н.Г. Внутризонное поглощение электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом конфайнмента / Н.Г. Галкин, В.А.Маргулис, А.В. Шорохов//ФТТ.-2001.-Т. 43.-Вып. 3.-С. 511-519.

9. Галкин, Н.Г. Электродинамическая восприимчивость квантовой нанотрубки в параллельном магнитном поле / Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов // ФТТ. - 2002. - Т.44. - Вып. 3. - С. 466-467.

10. Каганов, М.И. Электронная теория металлов и геометрия / М.И. Каганов, И.М. Лифшиц // УФН. - 1979. - Т. 129. - Вып. 3. - С. 487-529.

11. Садыков, Н.Р. Усиление и самофокусировка СВЧ-излучения с помощью квазистационарного электрического поля в среде с удлиненными наночастицами / Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин // Письма в ЖТФ. - 2009. - Т. 35. - Вып. 21. - С. 42.

12. Елецкий, А.В. Фуллерены и структуры углерода / А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов // УФН.-1995.-Т. 165, №9.-С. 977.

13. Елецкий, А.В. Механические свойства углеродных наноструктур и материалов на их основе / А.В. Елецкий // УФН.- 2007. - Т. 177, № 3.- С. 233-274.

14. Елецкий, А.В. Транспортные свойства углеродных нанотрубок / А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов // УФН.- 2009. - Т. 179, № з. - С. 225-242.

15. Лозовик, Ю.А. Свойства и нанотехнологические применения нанотрубок / Ю.А. Лозовик, А.М. Попов // УФН. - 2007. - Т. 177, № 7. - С. 786-799.

16. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. - М.: Наука, 1982.-Т. 8.-656 с.

17. Садыков, Н.Р. Математическое моделирование процесса взаимодействия излучения с дисперсными наночастицами / Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин // Оптика атмосферы и океана. - 2009. - Т. 22. - № 5. - С. 445; Садыков, Н.Р. Математическое моделирование процесса взаимодействия излучения с наночастицами / Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин // ЖТФ. - 2009. - Т. 79.В - Вып. 9.-С. 83.

18. Владимиров, В.С. Уравнения математической физики / В.С.Владимиров. - М.: Наука, 1981.-512 с.

19. Пантел, Р. Основы квантовой электроники / Р. Пантел, Г. Путхов. - М.: Мир, 1972. - 384 с.

20. Месяц, Г.А. Пикосекундная электроника больших мощностей / Г.А. Месяц, М.И. Яландин // УФН. - 2005. - Т. 175, № 3. - С. 225.

21. Месяц, Г.А. Законы подобия в импульсных газовых разрядах /Г.А. Месяц // УФН. - 2006. - Т. 176, №10.-С. 1069.

22. Яландин, М.И. Мощные малогабаритные импульсно-периодические генераторы еубнаносекундного диапазона (обзор) / М.И. Яландин, В.Г. Шпак // Приборы и техника эксперимента. - 2001.-№3.-С. 5.

Поступила в редакцию 16 октября 2009 г.

COMPUTER MODELING OF ELECTROMAGNETIC RADIATION INTERACTION WITH NANOTUBES

It is offered for microwave radiations way of the reinforcement in active medium. Pumping the medium is produced using non-stationary electric field on sprayed midair nanotubes. Analytical importance of radiation reinforcements factor is received. Under Co ~ 10^{-3} three-dimentional share of nanotubes to account of the use the pulsed source of the voltage to big power (energy density -200 J/m^3) weak signal gain factor Γ_0 = 0,055 m^{-1}. One of the possible mechanism of the reinforcement microwave radiations is considered in spatial resonator.

Keywords: microwave radiation, nanopat'tides, electric field.

Sadykov Nail Rahmatullovich - Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Snezhinsk state academy of physics and technology, Snezhinsk.

Садыков Наиль Рахматуллович - доктор физико-математических наук, профессор, Снежинская государственная физико-техническая академия, г. Снежинск.

Scorkin Nikolai Andreevich - Dr. Sc. (Engineering), Professor, Snezhinsk state academy of physics and technology, Snezhinsk.

Скоркин Николай Андреевич - доктор технических наук, профессор, Снежинская государственная физико-техническая академия, г. Снежинск.

e-mail: n.a.scorkin@rambler.ru