

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.9>

УДК: 537.86

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ПАССИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

Г.Ф. Заргано¹, Т.С. Харланова², А.В. Харланов²¹Южный федеральный университет
344090, Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5²Волгоградский государственный технический университет
400005, Волгоград, просп. им. Ленина, 28

Статья поступила в редакцию 30 мая 2024 г.

Аннотация. Рассматриваются потери электромагнитной энергии в открытых волноводах и резонаторах. Рассчитаны температуры нагрева пассивных элементов в зависимости от их теплофизических параметров. Поглощенная материалом цилиндрического открытого волновода электромагнитная энергия приводит к его нагреву. В установившемся режиме температура не изменяется за счет потока тепла через боковую поверхность волновода. Температура волновода преимущественно падала по мере прохождения волны, но при некоторых теплофизических параметрах максимальный нагрев наблюдался не в начале волновода. При интенсивностях порядка милливатт на квадратный сантиметр температура не поднималась выше 1 К. При рассмотрении теплового нагрева резонатора рассчитывалась добротность, связанная с мнимой составляющей относительной диэлектрической проницаемости среды. При увеличении этой проницаемости увеличивалась и температура нагрева. Показана линейность зависимости температуры открытых волноводов и резонаторов от интенсивности электромагнитной

волны. Материалы статьи могут быть полезны в радиофизических и биомедицинских исследованиях.

Ключевые слова: открытый волновод, открытый резонатор, нагрев, добротность, электромагнитные колебания.

Автор для переписки: Харланов Александр Владимирович, harlanov_av@mail.ru

Введение

Развитие современных разделов физики связано с исследованиями нехарактерных областей. Так, например, радиофизика рассматривает волновые процессы не только в искусственных объектах, используемых в различных технических устройствах, но и процессы, протекающие в естественных образованиях и средах [1-7]. Наиболее распространенными в природе объектами являются волноводы и резонаторы. Практически любые неоднородности сред, имеющие границы, можно рассматривать в качестве таковых. Волноводами могут являться слоистые среды, артерии и капилляры, резонаторами – любой физически обособленный объект, например, клетка или орган. Отличительной особенностью большинства естественных пассивных элементов является их существенная проводимость [8-11]. Высокая проводимость может присутствовать и в искусственных объектах, например, в устройствах для измерения параметров сред. Очевидно, что при поглощении электромагнитных волн будет наблюдаться нагрев, который будет влиять на электрические параметры среды [12-14]. Поэтому важной задачей при электродинамических исследованиях сред с поглощением является оценка их температуры нагрева. В статье в качестве волноводов рассматриваются кровеносные сосуды, а в качестве резонаторов – биологические клетки. Качественные результаты будут справедливы и для других объектов схожей геометрии.

1. Постановка задачи и методика исследования

Рассмотрим открытый диэлектрический волновод с комплексной диэлектрической проницаемостью. Затухание электромагнитной волны, распространяющейся в нем, связано с его нагревом. Оценим температуру, до которой нагреется цилиндрический волновод радиусом R .

Пусть начало волновода находится в точке $z = 0$ (рис. 1).

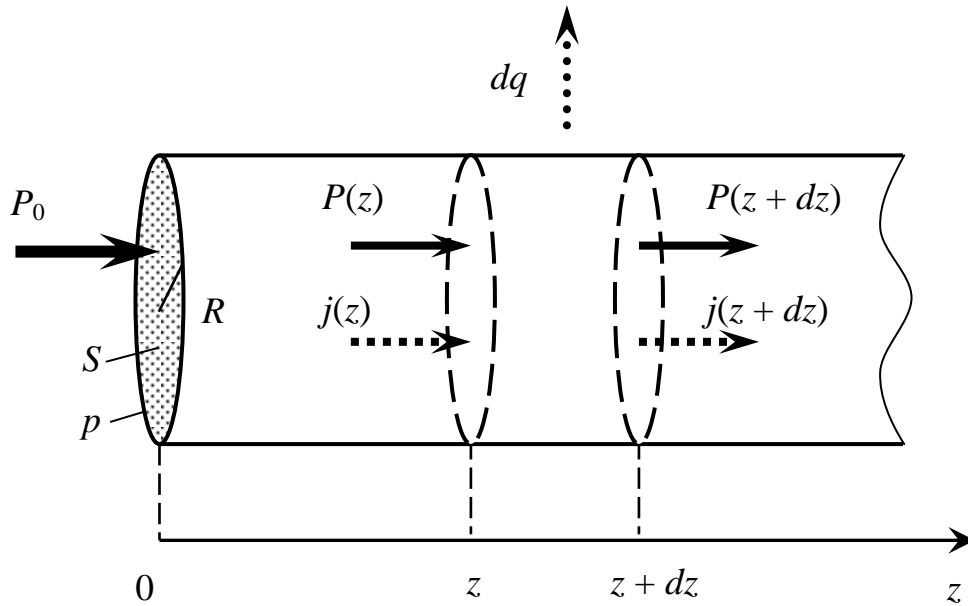


Рис. 1. Цилиндрический волновод.

В волноводе возбуждается электромагнитная волна. Обозначим интенсивность волны в начале координат P_0 . При увеличении координаты интенсивность падает по экспоненциальному закону $P = P_0 e^{-2\alpha z}$, где коэффициент α можно найти из уравнения [15,16]:

$$\alpha = \frac{P_\partial}{2P} = \frac{\omega \varepsilon_a \operatorname{tg} \delta \int_S \left[|E_z|^2 + |E_r|^2 \right] dS}{2 \operatorname{Re} \int_S \left[E, H^* \right] dS}, \quad (1)$$

где P – среднее значение мощности в волноводе, P_∂ – мощность тепловых потерь в диэлектрике, отнесенная к единице длины волновода, ε_a – действительная часть диэлектрической проницаемости материала волновода, ω – частота волны,

$tg\delta$ – тангенс диэлектрических потерь, интегрирование ведется по поперечному сечению волновода S .

Через объем волновода $Sdz = \pi R^2 dz$ проходит поток тепловой энергии вдоль оси z $j(z)S$, поток тепловой энергии через боковую поверхность dq , и поток электромагнитной энергии $P(z)S$. В состоянии равновесия эти потоки компенсируют друг друга:

$$[P(z) + j(z)]S = [P(z + dz) + j(z + dz)]S + dq. \quad (2)$$

Поток через боковую поверхность описывается уравнением Ньютона [17]:

$$dq = \gamma(T - T_0)pdz, \quad (3)$$

где γ – коэффициент теплопередачи, T – температура волновода, T_0 – температура среды, окружающей волновод, $p = 2\pi R$ – периметр поперечного сечения волновода.

Используя уравнение Фурье выражение (2) можно переписать в виде:

$$\frac{d^2T}{dz^2} - a^2T = -\frac{2\alpha}{\lambda}P_0e^{-2\alpha z} - a^2T_0, \quad (4)$$

где $a = \sqrt{2\gamma/\lambda R}$, λ – теплопроводность волновода.

Решение этого уравнения будет иметь вид [18]:

$$T = T_0 + Ae^{az} + Be^{-az} - bP_0e^{-2\alpha z}, \quad (5)$$

где:

$$b = \frac{2\alpha}{\lambda(4\alpha^2 - a^2)}. \quad (6)$$

Здесь величины A и B определяются температурами на концах волновода. Очевидно, что константа A будет равна нулю.

Единственным источником тепла является поглощенная электромагнитная волна, поэтому вся энергия $P_0 S$, попадающая в волновод, покидает его в виде тепла через границы:

$$P_0 S = \int_0^{\infty} \gamma(T - T_0) p dz + \gamma(T_1 - T_0) S, \quad (7)$$

где T_1 – температура начала волновода, а второе слагаемое описывает поток энергии через торец волновода. Уравнение (7) определяет константу B :

$$B = P_0 \frac{(b\gamma + R\alpha + R\alpha b\gamma)a}{\alpha\gamma(2 + aR)}. \quad (8)$$

Теперь рассмотрим электромагнитные колебания в сферическом диэлектрическом резонаторе.

Решая уравнения Максвелла в сферической системе координат (r, θ, ϕ) для магнитных колебаний H_{nml} во внутренней области и во внешней среде, можно записать [19]:

$$E_{rq} = 0, \quad (9)$$

$$E_{\theta q} = -iA_q \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_q \varepsilon_0}} \frac{k_q m}{r \sin \theta} f_q(k_q r) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi) e^{i\omega t},$$

$$E_{\phi q} = iA_q \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_q \varepsilon_0}} \frac{k_q}{r} f_q(k_q r) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \sin(m\phi) e^{i\omega t},$$

$$H_{rq} = A_q \frac{n(n+1)}{r^2} f_q(k_q r) P_n^m(\cos \theta) \sin(m\phi) e^{i\omega t},$$

$$H_{\theta q} = \frac{A_q}{r} \frac{d(f_q(k_q r))}{dr} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \sin(m\phi) e^{i\omega t}, \quad (10)$$

$$H_{\phi q} = \frac{A_q m}{r \sin \theta} \frac{d(f_q(k_q r))}{dr} P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi) e^{i\omega t},$$

где $q = 1, 2$ – индексы, указывающие область: 1 – внутренняя область,

2 – внешнее пространство, $k_1 = k\sqrt{\varepsilon}$ – волновое число в материале резонатора, $k_2 = k$ – волновое число в свободном пространстве, ε – диэлектрическая проницаемость материала резонатора, $\omega = kc$ – частота колебаний, c – скорость света в вакууме, $f_1(k_1r) = j_n(k_1r) = \sqrt{\pi k_1 r / 2} J_{n+1/2}(k_1r)$ – сферическая функция Бесселя первого рода, $f_2(k_2r) = h_n^{(2)}(k_2r) = \sqrt{\pi k_2 r / 2} H_{n+1/2}^{(2)}(k_2r)$ – сферические функции Ганкеля второго рода, $J_{n+1/2}(k_1r)$, $H_{n+1/2}^{(2)}(k_2r)$ – цилиндрические функции, $P_n^m(\cos\theta)$ – присоединенный полином Лежандра, n и m – степень и порядок функции, A_q – константы, определяющие амплитуду поля. Аналогичные выражения можно получить и для электрических колебаний E_{nml} открытого резонатора при соответствующей замене E и H местами.

Используя условия непрерывности полей на границе раздела сред, можно получить следующее выражение (для координаты $r = \rho$):

$$\frac{h_n^{(2)}(k_2r)}{j_n(k_1r)} \frac{d[j_n(k_1r)]}{dr} = \frac{d[h_n^{(2)}(k_2r)]}{dr}. \quad (11)$$

В общем случае относительная диэлектрическая проницаемость среды является комплексной величиной $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$, где мнимая часть отвечает за проводящие свойства среды. Решением комплексного уравнения (11) ω тоже будет комплексным: действительная часть решения $X = \text{Re}[\omega]$ определяет частоту колебаний, мнимая часть $Y = \text{Im}[\omega]$ характеризует степень затухания амплитуды колебаний во времени. Добротность резонатора определяется выражением [19]:

$$Q = \frac{X}{2Y}. \quad (12)$$

Добротность имеет две составляющие – добротность, обусловленная потерями энергии на излучение Q_r и добротность, обусловленная потерями энергии на нагрев Q_T :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_T}. \quad (13)$$

Добротность Q_r можно найти, положив $\varepsilon'' = 0$, а нужную нам добротность Q_T выразить из уравнения (13). С другой стороны эта добротность определяется выражением:

$$Q_T = \frac{\omega W}{N}, \quad (14)$$

где N – мощность тепловых потерь, ω – частота электромагнитных колебаний резонатора, а энергия W , запасенная в резонаторе определяется формулой:

$$W = \frac{1}{4} \int_V (\varepsilon \varepsilon_0 E E^* + \mu \mu_0 H H^*) dV. \quad (15)$$

В состоянии равновесия мощность тепловых потерь будет равна потоку тепловой энергии через границу резонатора:

$$N = \gamma \Delta T 4\pi \rho^2, \quad (16)$$

где γ – коэффициент теплопередачи, $\Delta T = T - T_0$ – разность температур резонатора и окружающей среды, ρ – радиус резонатора.

Используя формулы (14)-(16), можно найти температуру нагрева резонатора:

$$\Delta T = \frac{\omega(Q_r - Q)}{16\pi\gamma Q_r Q \rho^2} \int_V (\varepsilon \varepsilon_0 E E^* + \mu \mu_0 H H^*) dV. \quad (17)$$

Пусть колебания резонатора поддерживаются падающей плоской волной.

Тогда поля в резонаторе можно найти, используя теорию Ми [20]:

$$E = \sum_n \frac{i^n E_0 (2n+1)}{n(n+1)} [a_n M_{o1n}(k_1 r) - i b_n N_{e1n}(k_1 r)],$$

$$H = \sum_n \frac{i^{n+2} E_0 (2n+1) k_1}{n(n+1) \omega \mu_0} [b_n M_{e1n}(k_1 r) + i a_n N_{o1n}(k_1 r)],$$
(18)

где коэффициенты равны:

$$a_n = \frac{[h_n^{(1)}(k_2 \rho)]' j_n(k_2 \rho) - [j_n(k_2 \rho)]' h_n^{(1)}(k_2 \rho)}{[h_n^{(1)}(k_2 \rho)]' j_n(k_1 \rho) / \sqrt{\varepsilon} - [j_n(k_1 \rho)]' h_n^{(1)}(k_2 \rho)},$$

$$b_n = \frac{[h_n^{(1)}(k_2 \rho)]' j_n(k_2 \rho) - [j_n(k_2 \rho)]' h_n^{(1)}(k_2 \rho)}{[h_n^{(1)}(k_2 \rho)]' j_n(k_1 \rho) \sqrt{\varepsilon} - [j_n(k_1 \rho)]' h_n^{(1)}(k_2 \rho) / \sqrt{\varepsilon}},$$
(19)

а производная берется по всему аргументу. Здесь M_{e1n}, N_{o1n} – векторные сферические гармоники, E_0 – амплитуда напряженности электрического поля падающей плоской электромагнитной волны.

2. Анализ результатов расчетов

Для численного моделирования использовались параметры кровеносных сосудов. Расчеты проводились для колебаний типа E_{01} на частоте 20 ГГц. Радиус сосуда $R = 1$ мм, коэффициент α имеет значение от десятков до тысяч обратных метров [21], коэффициент теплопроводности $\lambda = 0,6$ Вт/(м·К), коэффициент теплопередачи γ для границы вода – воздух имеет значение $\gamma = 10..100$ Вт/(м²·К) [22,23], частота собственных мод электромагнитных волн, распространяющихся в волноводе имеет порядок десятков гигагерц. Формула Ньютона (2) хорошо работает только при небольших разностях температур. Как показали расчеты, это требование выполняется. На рис. 2 изображены зависимости нагрева сосуда при разных параметрах сред. Расчеты

проводились для интенсивности электромагнитной волны в начале координат $P_0 = 10 \text{ мВт/см}^2$.

На рис. 2 использованы следующие параметры: коэффициенты затухания $\alpha = 100 \text{ м}^{-1}$ (кривые 1, 2), $\alpha = 1000 \text{ м}^{-1}$ (кривая 3), коэффициенты теплопередачи $\gamma = 30 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ (кривая 1), $\gamma = 100 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ (кривые 2, 3).

Видно, что чем дальше распространяется волна, тем меньше нагревается волновод. Но при некоторых параметрах максимум нагрева будет наблюдаться не в начале волновода, а на каком-то расстоянии от него. Максимум можно найти, исследовав функцию (5) на экстремум. Максимум нагрева наблюдается в координатах $z_0 = 6,57 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ (кривая 1), $z_0 = 1,22 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ (кривая 2), $z_0 = 9,34 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ (кривая 3), что достаточно близко к началу координат.

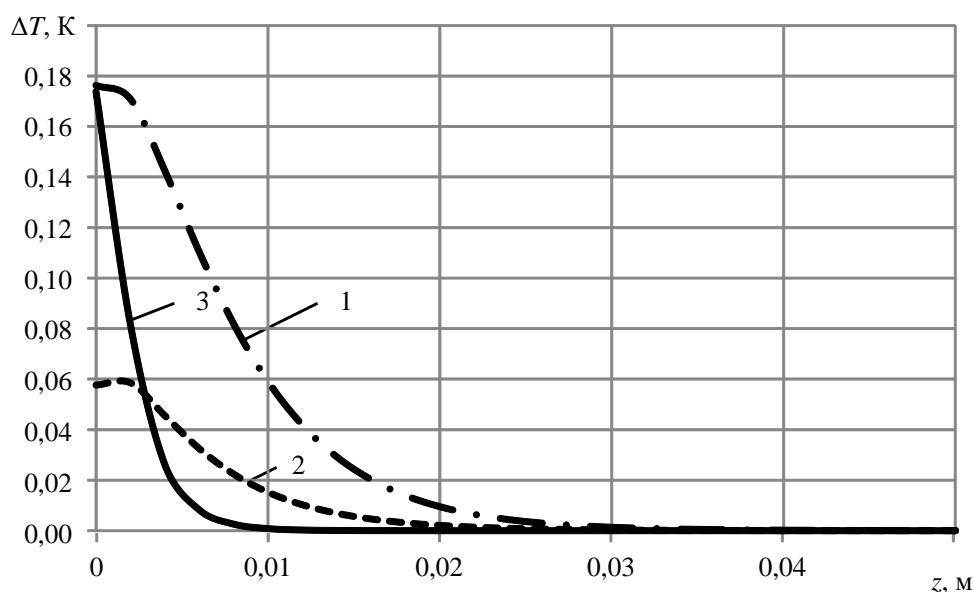


Рис. 2. Распределение температуры вдоль стержня.

Также видно, что с увеличением коэффициента теплопередачи уменьшается и температура нагрева волновода. Так для графика 1 и коэффициента теплопередачи $\gamma = 30 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ максимальный нагрев равен $\Delta T = 1,76 \cdot 10^{-1} \text{ К}$; при тех же параметрах, но $\gamma = 10 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ – $\Delta T = 4,37 \cdot 10^{-1} \text{ К}$, $\gamma = 100 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ – $\Delta T = 5,85 \cdot 10^{-2} \text{ К}$, $\gamma = 300 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ – $\Delta T = 1,85 \cdot 10^{-2} \text{ К}$. При заданной интенсивности электромагнитной волны температура

увеличивается на величину порядка десятых долей Кельвина. Такой нагрев на этой мощности в гигагерцовом диапазоне частот характерен для биологических объектов [24,25].

Очевидно, что при увеличении интенсивности волны будет увеличиваться и температура нагрева волновода. Соответствующий результат представлен на рис. 3. На представленном графике коэффициент затухания принимает значение $\alpha = 100 \text{ м}^{-1}$. Прямая 1 представляет зависимость для коэффициента $\gamma = 30 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, прямая 2 представляет зависимость для коэффициента $\gamma = 500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Видно, что получается прямая зависимость. Так как уравнение Ньютона выполняется приближенно, то при большой разности температур (т. е. при большой интенсивности, поглощаемой в волноводе) прямая зависимость может нарушаться.

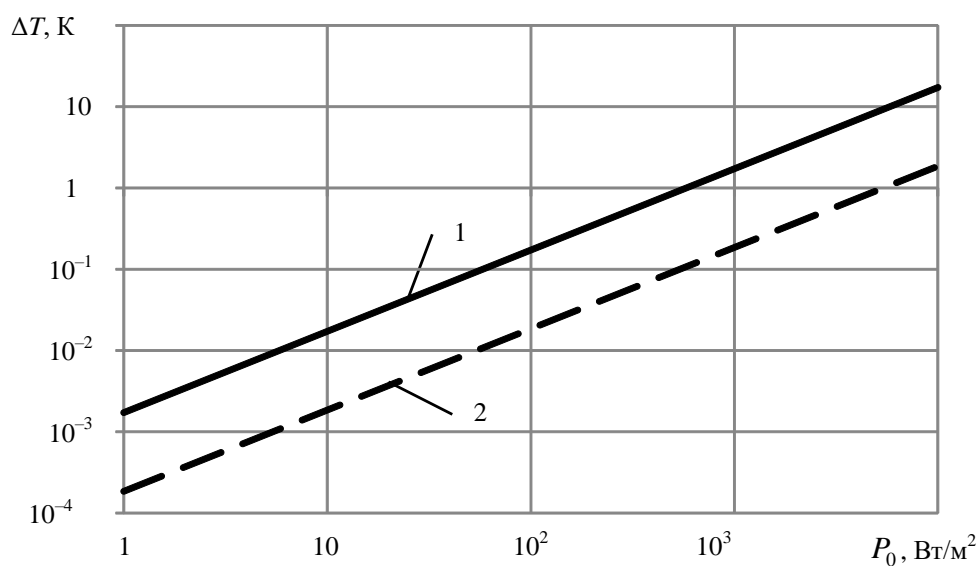


Рис. 3. Зависимость температуры нагрева волновода от интенсивности волны.

В качестве объекта изучения при нагреве диэлектрического резонатора выберем биологическую клетку, так как подобное приложение радиофизических методов имеет практическое приложение в биологии и медицине. Также для клеток хорошо изучены их электрические свойства [11,26-28]. Будем обозначать комплексную относительную диэлектрическую проницаемость в виде $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$. Действительная часть относительной диэлектрической проницаемости воды и биологических жидкостей в терагерцовом диапазоне имеет порядок единиц,

а мнимая её часть десятых долей единиц. Радиус клетки имеет порядок $\rho = 10$ мкм.

Для расчета нагрева открытого резонатора (рис. 4) действительная часть относительной диэлектрической проницаемости среды взята равной 5. При таких параметрах резонатора собственная частота резонатора лежит в терагерцовом диапазоне [29]. Пусть падающая волна имеет частоту, равную одной из собственных частот резонатора. Тогда будут возбуждаться близкие гармоники, поэтому ограничим ряд (18) 10 слагаемыми. Коэффициент теплопередачи взят равным $\gamma = 50$ Вт/(м²·К), интенсивность волны, возбуждающей электромагнитные колебания резонатора взята равной $I = 10$ мВт/см² ($E_0 = 275$ В/м). График 1 на рис. 4 получен для частоты волны $\Omega = 4,11 \cdot 10^{13}$ рад/с, что соответствует колебанию H_{101} , график 2 – для колебания H_{102} ($\Omega = 8,97 \cdot 10^{13}$ рад/с), график 3 – для колебания H_{103} ($\Omega = 1,42 \cdot 10^{14}$ рад/с). Видно, что при увеличении мнимой составляющей диэлектрической проницаемости материала резонатора увеличивается и температура нагрева. Также больший нагрев наблюдается для более высокочастотных колебаний.

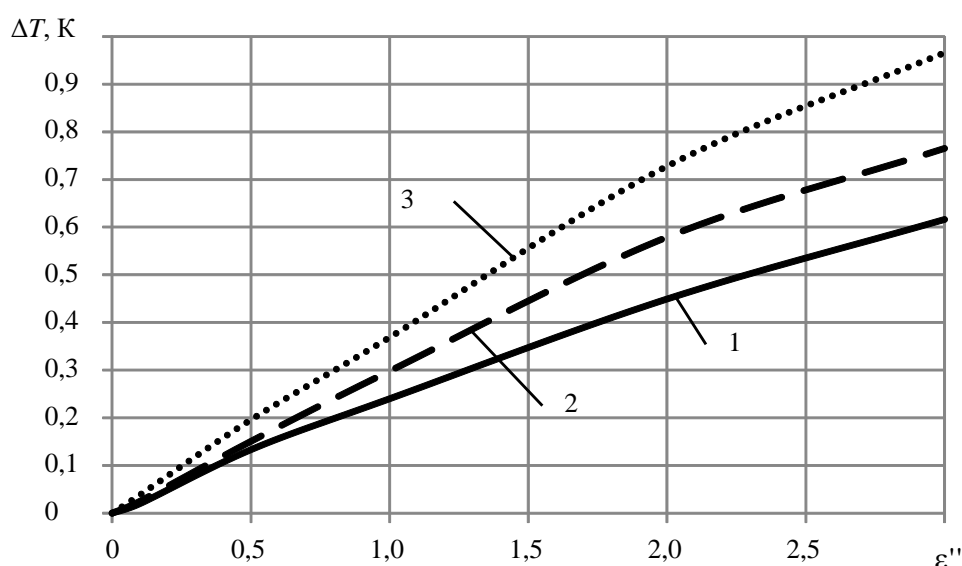


Рис. 4. Зависимость температуры нагрева резонатора от мнимой части относительной диэлектрической проницаемости.

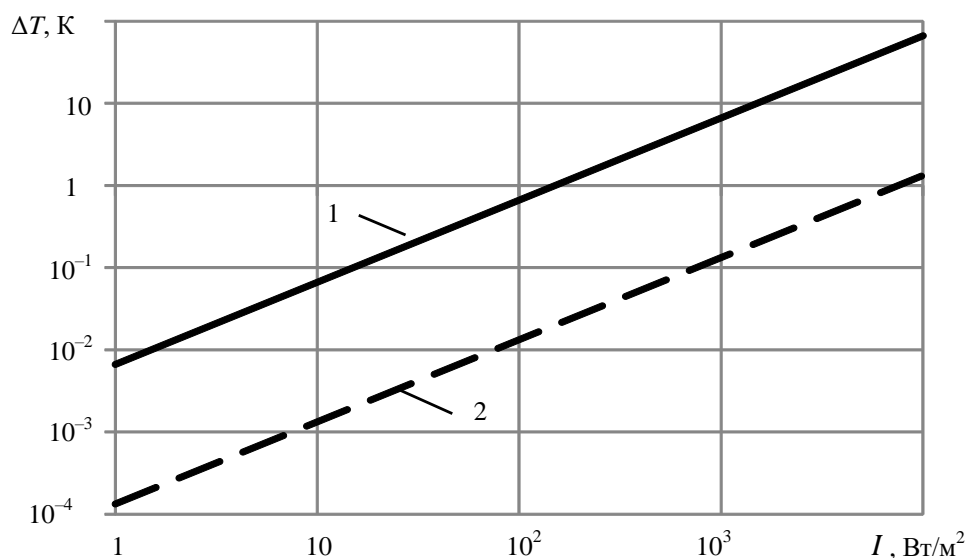


Рис. 5. Зависимость температуры нагрева резонатора от интенсивности волны.

Зависимость температуры нагрева резонатора от интенсивности возбуждающей электромагнитной волны так же, как и для волновода носит линейный характер (рис. 5). При этом линейность тоже должна наблюдаться только при небольшой разности температур. Прямая 1 представляет зависимость для коэффициента $\gamma = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, прямая 2 представляет зависимость для коэффициента $\gamma = 500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Также видно, что разброс температур нагрева для разных коэффициентов теплопередачи для резонатора больше, чем для волновода (рис.3 и рис. 5).

Заключение

Таким образом, в работе исследован вопрос нагрева пассивных элементов, имеющих комплексную диэлектрическую проницаемость, электромагнитной волной. При прохождении электромагнитной волны интенсивностью $10 \text{ мВт}/\text{см}^2$ волновод нагревается не более, чем на десятые доли Кельвина. При возбуждении электромагнитных колебаний открытого резонатора температура нагрева может достигать единицы Кельвина. Но даже небольшое изменение температуры может иметь широкий практический интерес [30,31]. Учет потерь энергии и нагрев пассивных элементов особенно важен при использовании волн высокой

интенсивности, так как нагрев может приводить к деформациям оборудования и выходу его из строя. Также нагрев пассивных элементов может быть полезным в биомедицинских приложениях.

Литература

1. Островский Л.А. Электромагнитные волны в неоднородной нелинейной среде с малыми потерями // Изв. вузов. Радиофизика. – 1961. – Т. 4. – №. 5. – С. 955 – 963
2. Гуревич Г.Л., Отмахов Ю.А., Розенблюм Е.А. О распространении электромагнитных пучков в гиротропных средах // Изв. вузов. Радиофизика. – 1965. – Т. 8. – № 4. – С. 725 – 737
3. Kravtsov Y.A. Propagation of electromagnetic waves through a turbulent atmosphere // Reports on Progress in Physics. – 1992. – Т. 55. – №. 1. – С. 39. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/55/1/002>
4. Li C. et al. Principles and Applications of RF/microwave in Healthcare and Biosensing. – Academic Press, 2016. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-802903-9.0000>
5. Краснов В.М., Кулешов Ю.В., Готюр И.А., Дробжева Я.В. Влияние осциллирующего поляризованного тока на поглощение ОНЧ-радиоволн, распространяющихся вдоль линии геомагнитного поля. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.10.5>
6. Вдовин В.А., Гуляев Ю.В., Закладной Г.А., Масленников О.Ю., Черепенин В.А. Нетепловое воздействие мощных микроволновых электромагнитных импульсов на насекомых-вредителей зерна // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 8. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.8.12>
7. Заргано Г.Ф., Харланов А.В. Резонансное возбуждение акустических колебаний сферических тонких пленок электромагнитными волнами // Радиотехника и электроника. – 2023. – Т. 68. – № 10. – С. 965 – 972. <https://doi.org/10.31857/S0033849423080168>

8. Wilmink G.J. et al. Development of a compact terahertz time-domain spectrometer for the measurement of the optical properties of biological tissues //Journal of biomedical optics. – 2011. – Т. 16. – №. 4. – С. 047006-047006-10. <https://doi.org/10.1117/1.3570648>
9. Wieliczka D.M., Weng S., Querry M.R. Wedge shaped cell for highly absorbent liquids: infrared optical constants of water //Applied optics. – 1989. – Т. 28. – №. 9. – С. 1714-1719. <https://doi.org/10.1364/AO.28.001714>
10. Alekseev S.I., Ziskin M.C. Distortion of millimeter-wave absorption in biological media due to presence of thermocouples and other objects //IEEE transactions on biomedical engineering. – 2001. – Т. 48. – №. 9. – С. 1013-1019. <https://doi.org/10.1109/10.942591>
11. Cifra M. Electrodynamic eigenmodes in cellular morphology //Biosystems. – 2012. – Т. 109. – №. 3. – С. 356-366. <https://doi.org/10.1016/j.biosystems.2012.06.003>
12. Fayos Fernández J. et al. Temperature-dependent complex permittivity of several electromagnetic susceptors at 2.45 GHz. Delft.: AMPERE Newsletter Editor. – 2018.
13. Berdel K. et al. Temperature dependence of the permittivity and loss tangent of high-permittivity materials at terahertz frequencies // IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2005. – V. 53. – №. 4. – P. 1266-1271. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2005.845752>
14. Глазунов П.С., Салецкий А.М., Вдовин В.А. Формирование фронта ударной волны при распространении наносекундных видеоимпульсов в слабопроводящих средах с температурной зависимостью диэлектрической проницаемости. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.10.2>
15. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. М.: «Высшая школа», 1980. – С. 399.
16. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: «Связь», 1973. – С. 480.
17. Мучник Г.Ф., Рубашов И.Б. Методы теории теплообмена [ч. 1]- Теплопроводность. М.: Высшая школа. – 1970. – С. 288.

18. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. – 1984. – С. 832.
19. Ильченко М.Е. и др. Диэлектрические резонаторы / Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь. – 1989. – С. 328.
20. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Annalen der Physik*. – 1908. – V. 330. – Issue 3. – С. 377 – 624.
21. Харланов А.В., Харланова Т.С. Затухание электромагнитных волн и колебаний в естественных пассивных элементах // *Электромагнитные волны и электронные системы*. – 2022. – Т. 27, № 5. – С. 5–12. – <https://doi.org/10.18127/j5604128-202205-01>
22. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука. – 1972. – С. 720
23. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергоиздат. – 1981. С – 416.
24. Бецкий О.В., Голант М.Б., Девятков Н.Д. Миллиметровые волны в биологии. М.: Знание. – 1988. – С. 64.
25. Бецкий О.В., Путвинский А.В. Биологические эффекты миллиметрового излучения низкой интенсивности // *Изв. вузов МВ и ССО СССР. Радиоэлектроника*. – 1986. – Т. 29. – №. 4. – С. 4-11.
26. Рубин А.Б. Биофизика. Т.1, 2. Биофизика клеточных процессов. М.: Высш. шк. – 1987. – С. 303.
27. Betskii O.V., Lebedeva N.N. Low-intensity millimeter waves in biology and medicine // *Bioelectromagnetic Medicine*. – CRC Press, 2004. – С. 720-737.
28. Golant M.D. Acousto-electric waves in cell membranes of living organisms-a key problem for the understanding of mm-waves interaction with living organism // *Biological aspects of low intensity millimeter waves*. – 1994. – С. 229-249.
29. Заргано Г.Ф., Харланов А.В. Собственные колебания и добротность сферической тонкой пленки // *Физические основы приборостроения*. – 2022. – Т. 11, № 3(45). – С. 4-13. – <https://doi.org/10.25210/jfop-2203-004013>

30. Foster K.R., Finch E.D. Microwave hearing: evidence for thermoacoustic auditory stimulation by pulsed microwaves //Science. – 1974. – Т. 185. – №. 4147. – С. 256-258. <https://doi.org/10.1126/science.185.4147.256>
31. Lin J.C. The microwave auditory effect //Auditory Effects of Microwave Radiation. – 2021. – С. 127-173. <https://doi.org/10.1109/JERM.2021.3062826>.

Для цитирования:

Заргано Г.Ф., Харланова Т.С., Харланов А.В. Потери энергии в пассивных элементах с комплексной диэлектрической проницаемостью. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.3.9>