

И.Ф. ДОМНИН, д-р техн. наук, доц., зав. каф. радиоэлектроники, НТУ “ХПИ”

Л.А. ПОСПЕЛОВ, д-р техн. наук, проф., НТУ “ХПИ”

А.Е. АНДРЕЕВ, ст. преподаватель, НТУ “ХПИ”

Я.Н. ЧЕПУРНОЙ, н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

В.В. ЛИЗОГУБ, канд. техн. наук, доц., НТУ “ХПИ”

Е.П. ГУРТОВАЯ, ст. преподаватель, НТУ “ХПИ”

С.И. РЫМАРЬ, аспирант, НТУ “ХПИ”

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ МОДИФИКАЦИИ СВОЙСТВ ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД УГЛЕВОДОРОДОВ

Розглянута можливість аналізу високочастотних полів антен у ближній зоні при зміні параметрів навантаження на основі удосконаленого методу Кінгу при рішенні рівнянь Максвелла. Аналіз розподілу функції об'ємного тепловиділення у дисипативному середовищі дозволяє сформулювати принципи положення для розробки пристроїв розігріву вуглеводнів в електропровідних ємностях різного призначення. Наводяться результати моделювання розподілу таких полів при застосуванні антен спеціальної конфігурації та властивостей.

The possibility of analyzing high-frequency field of antennas in the near zone when changing the parameters of the load on the basis of an improved method for King to solve the equations of Maxwell. The analysis of the distribution function of the volume of heat in a dissipative medium has allowed to formulate the fundamental provisions of the development of devices for heating hydrocarbons in the electrically conductive containers for different purposes. Result of modeling the distributions of such fields in the applications of a special antenna configuration and properties.

Постановка задачи. Изучение параметров материальных сред, определяющих характеристики распространения электромагнитных волн в сильно диссипативных средах, имеет большое значение во многих областях применения электромагнитных технологий, так как эти параметры полностью описывают взаимодействие поля со средой на макроскопическом уровне. Такие эффекты, как нагрев материальных сред и диссипация энергии в них, являются функциями напряженности поля и проблема исследования распределения неионизирующего излучения имеет важное прикладное применение в таких отраслях промышленности, как силовая энергетика (сушка сорбентов), сельское хозяйство (сушка продукции), строительство (сушка древесины), нефтяная промышленность (очистка нефтедобывающих скважин и цистерн при транспортировке углеводородов). Для решения поставленной задачи необходимо разработать целый класс электродинамических систем, которые возбуждают поля в среде углеводородов, причем эти системы должны обеспечивать введение электромагнитного излучения без отражения и без создания недопустимого уровня паразитного излучения. Общеизвестная основная область применения антенн относится к использованию их в системах передачи

электромагнитной энергии на достаточно большие расстояния. Использование антенн высокочастотного диапазона с целью модификации свойств таких диссипативных сред, как углеводороды, наталкивались на противоречие, заключающееся в больших габаритах излучающих устройств при существенно меньших размерах нагреваемых объектов. Вследствие этого, разработчикам приходилось увеличивать рабочую частоту в сторону СВЧ, что приводит к существенному уменьшению величины скин-слоя относительно размеров объема изменяемой среды. Таким образом, видимое противоречие при стандартной методике решения этой задачи наталкивалось на практически непреодолимые трудности. Эту задачу необходимо решать комплексно: на основе новой физико-математической модели псевдо-статического уравнения электромагнитного поля, которая дает возможность получить распределения поля в диссипативных средах, необходимо провести исследование распределение электромагнитных и тепловых полей в конкретных видах углеводородов и на его основании разработать принципы построения целого класса устройств, обеспечивающих решение поставленной задачи.

Анализ литературы. В [1] дан достаточно полный анализ применения линейных антенн в материальных средах. Проведенный теоретический анализ и экспериментальные исследования распределения полей антенн, работающих в поглощающих средах, убедительно показывает, что такие антенны обладают специфическими особенностями. При этом некоторые положения классической теории работы антенн в не диссипативных средах требуют корректировки, когда поглощением энергии в среде, окружающей антенну, пренебречь нельзя. Примером применения положений классической теории расчета полей таких антенн с целью улучшения их характеристик являются патенты [2, 3]. Огромное внимание практических исследователей направлено на модификацию свойств таких диссипативных сред, как углеводороды, в силу того, что в современных условиях вопросы экологии и энергосбережения приобретают остронасущный характер. Под модификацией свойств диссипативной среды авторы подразумевают целую группу следующих мероприятий. Во-первых, изменение химического состава углеводородов, представляющих собой сложную смесь окисленных углеводородов (смола, асфальтенов, парафина), солей, воды, различных химических реагентов, использующихся в процессе добычи товарной нефти. При хранении и транспортировке нефти происходит процесс испарения и дальнейшего окисления ее, формирование тяжелых остатков, состоящих из асфальто-смолистых веществ, не позволяющих свободную перекачку нефти при разгрузочно-погрузочных работах [4, 5]. Во-вторых, удаление асфальто-парафиновых или кристаллогидратных пробок при транспортировке углеводородов по нефтепроводах [6]. И, в-третьих, нагрев или поддержание технологических температур углеводородов в емкостях различной конфигурации, например, в цистернах. Как показано в [7],

различные фракции нефти имеют различное содержание воды, в результате чего имеется ярко выраженная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь различных нефтепродуктов от частоты электромагнитного поля.

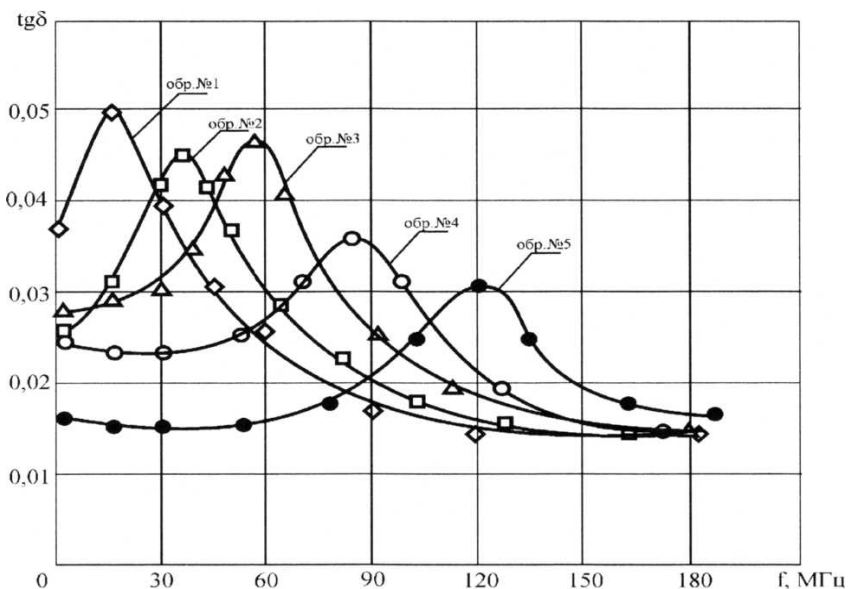


Рис. 1. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь для образцов нефтешлама от частоты ЭМП с различным содержанием воды в образцах: №1 – 72 %; №2 – 42 %; №3 – 28 %; №4 – 16 %; №5 – 3 %

Отсюда следует, что диссипация энергии электромагнитного поля в сильной степени зависит от химических свойств углеводородов, что позволяет эффективно использовать этот факт для тепловой модификации таких сред.

Цель работы. Целью настоящей статьи является поиск теоретических основ тепловой модификации характеристик таких сред, как например, углеводороды, показать эффективность новых методов исследования объемного распределения электромагнитных и тепловых полей в этих диссипативных средах и разработать принципы построения устройств, решающих задачу разогрева различных фракций углеводородов.

Особенностью разрабатываемой технологии является воздействие на модифицируемую среду неионизирующим электромагнитным полем во всех частотных диапазонах, начиная со статического и заканчивая сверхвысокочастотным (СВЧ). Такое взаимодействие сводится к поляризации и поляризационному поглощению поля в среде. Поглощающаяся часть воздействия определяется величиной проводимости,

зависящей от электрофизических свойств среды и рабочей частоты, как показано, например, на рис. 1. Анализ показывает, что ориентация разрабатываемых методов на диапазон СВЧ, традиционно используемых в технологиях разогрева углеводородов, может быть не оправдан в связи со сложным характером зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты. Как показано в работах [1, 7], диссипация в диэлектриках проявляется вследствие поляризации, и наблюдается в различных частотных диапазонах. Важно отметить, что этот эффект достаточно чётко выражен в метровом диапазоне длин волн. Коротковолновый (ВЧ) диапазон является особенно перспективным для эффективного равномерного разогрева углеводородов в емкостях. Это обусловлено тем, что глубина скин-слоя электромагнитного поля (расстояние, на котором амплитуда напряжённости поля плоской волны уменьшается в e раз) в этих средах соответствует размерам используемых на практике ёмкостей (порядка десяти метров).

Электродинамическая теория для сильно диссипативных сред. Известно, что при высокочастотном нагреве нефтепродуктов комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (1)$$

где ε' и ε'' действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, в сильной степени зависит от соотношения мнимой и действительной части.

Поэтому в волновом уравнении для пространственного распределения напряженности E гармонического ($E \sim e^{-i\omega t}$) электромагнитного поля, записанного в виде:

$$\Delta \vec{E} + (\varepsilon' + i\varepsilon'') \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0 \quad (2)$$

необходимо сохранять и действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости. Так как решение уравнения (2) в общем случае комплексно, то есть

$$\vec{E} = \vec{E}' + i\vec{E}'' \quad (3)$$

то целесообразно найти уравнения отдельно для величин E' и E'' . Они имеют такой вид:

$$(\Delta + \varepsilon')^2 \vec{E}' = \varepsilon''^2 \vec{E}' \quad (4)$$

$$\vec{E}'' = -\frac{1}{\varepsilon''}(\bar{\Delta} + \varepsilon')\vec{E}' \quad , \quad (5)$$

$$\bar{\Delta} \equiv \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \Delta$$

где введено обозначение:

Если первое слагаемое в (4) может быть больше второго, то это позволит пренебречь слагаемыми пропорциональными величине ε' в уравнениях (4) и (5). Это означает, что в приближении (1) уравнение (2) можно записать в виде:

$$\bar{\Delta}\vec{E}' + \varepsilon''^2\vec{E}' = 0 \quad , \quad (6)$$

а уравнение (4) и соотношение (5) будут иметь вид:

$$\bar{\Delta}^2\vec{E}' = \varepsilon''^2\vec{E}' \quad , \quad (7)$$

$$\vec{E}'' = -\frac{1}{\varepsilon''}\bar{\Delta}\vec{E}' \quad . \quad (8)$$

Соотношения (7) и (8) составляют исходные уравнения в псевдостатическом приближении [8]. В векторном виде уравнения псевдостатического приближения оказываются удобными для решения задач электродинамики, когда предельные условия заданы для напряженности поля. Это относится к задачам исследования излучения электромагнитных волн антеннами разного типа.

Если рассматривается задача излучения электромагнитного излучения однородно заряженным электродом, когда задан потенциал на идеально проводящих электродах, тогда удобнее использовать уравнение, в котором искомым является не напряженность электрического поля, а его потенциал. Это уравнение можно получить таким способом.

Пренебрежение слагаемыми, содержащими ε' в уравнениях (2) и (4), физически означает, как и в известном квазистатическом приближении, пренебрежение фазовыми эффектами при анализе распространения электромагнитных волн. Из этого следует утверждение, что в выражении для поля через его потенциалы (скалярный φ и векторный \vec{A}):

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \quad , \quad (9)$$

другим слагаемым необходимо пренебречь, поскольку он существенно меньше первого. Следовательно, в псевдостатическом приближении справедливое соотношение:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi, \quad (10)$$

как и в квазистатическом приближении. Тогда исходное уравнение псевдостатического приближения можно записать в скалярной форме:

$$\overline{\Delta}\varphi + \varepsilon''\varphi = 0. \quad (11)$$

Для действительной и мнимой части потенциала:

$$\varphi = \varphi' + i\varphi'' \quad (12)$$

будут справедливые следующие соотношения:

$$\overline{\Delta}^2 \varphi' = \varepsilon''^2 \varphi', \quad (13)$$

$$\vec{\nabla}\varphi'' = -\frac{1}{\varepsilon''}\overline{\Delta}\varphi', \quad (14)$$

которые являются скалярной разновидностью основного уравнения псевдостатического приближения.

Первый случай можно проиллюстрировать на примере задачи возбуждения в диссипативной среде электромагнитного поля высокочастотным зазором микрополосковой антенны, которая содержит открытый плоский прямоугольный резонатор площадью $a \times 2a$ заполненной диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_0 . Пусть в центре зазора шириной h приложено высокочастотное напряжение величины V_0 . Считаем, что зазор занимает часть площади, следующими условиями:

$$|z| \leq a, |x| \leq h/2, h \ll a, \quad (15)$$

а поле возбуждается в объеме $y \gg 0$, заполненном диссипативной средой с диэлектрической проницаемостью, которая соответствует условию (1).

Граничное условие для тангенциальной составляющей напряженности электрического поля при значении координаты $y = 0$ приближённо можно записать в виде:

$$E_x|_{y=0} = \left(\frac{V_0}{h}\right) \cos k_0 z, \quad (16)$$

где

$$k_0 \equiv \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (17)$$

В цилиндрических координатах напряженность электрического поля для области $\rho \geq 0$ будет иметь только одну азимутальную составляющую:

$$E_\psi = E(z, \rho), \quad (18)$$

не зависимо от угла ψ . При этом уравнение (7) принимает вид:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E'_\psi = \varepsilon''^2 E'_\psi, \quad (19)$$

где

$$\bar{z} \equiv z \frac{\omega}{c}. \quad (20)$$

Граничным условием для поля E_ψ будет соотношение (16), переписанное в виде:

$$E_\psi \Big|_{\rho=\frac{h}{2}} = \frac{V_0}{h} \cos k_0 z. \quad (21)$$

Можно показать, что решением этой задачи будет функция:

$$E_\psi(z, \rho) = E_0 \frac{K_0(\kappa \rho)}{K_0\left(\kappa \frac{h}{2}\right)} \cos k_0 z, \quad (22)$$

где используются обозначения:

$$E_0 \equiv V_0/h; \quad (23)$$

$$\kappa = (-\varepsilon_0 + \varepsilon'')^{1/2} c/\omega. \quad (24)$$

$K_0(\kappa \rho)$ – функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка чисто мнимого аргумента.

Если считать критерием скорости спада электрического поля расстояние ρ_0 , на котором амплитуда напряженности поля уменьшается в e раз, тогда получим:

$$\rho_0 = \frac{c}{\omega} \frac{\alpha_0}{\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon''}}, \quad (25)$$

где α_0 получаем из уравнения:

$$\frac{K_0(\alpha_0)}{K_0\left(\kappa \frac{h}{2}\right)} = \frac{1}{e}. \quad (26)$$

С учетом того, что из условия резонанса в резонаторе:

$$k_0 a = \frac{\pi}{2}, \quad (27)$$

соотношение (25) можно переписать в виде:

$$\rho_0 = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0}}} a. \quad (28)$$

Отсюда получается, что при условии $\varepsilon_0 \gg \varepsilon''$, величина ρ_0 принимает значение:

$$\rho_{0\max} = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} a \quad (29)$$

и не зависит от свойств среды, то есть, является параметром, характеризующим только аппаратное рассеивание поля. В обратном случае, когда $\varepsilon_0 \ll \varepsilon''$, величина ρ_0 определяет глубину скин-слоя и равняется следующей величине:

$$\rho_0 = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{\sqrt{\varepsilon''}} a. \quad (30)$$

Как второе применение основного уравнения псевдостатического приближения можно рассмотреть задачу описания электромагнитного поля, возбуждаемого электродом в виде эллипсоида вращения. Пусть радиус эллипсоида равняется a . Учитывая, что на поверхность идеально проводящего эллипсоида приложен потенциал $V = V_0 e^{-i\omega t}$ от внешнего

источника напряжения. Перейдём далее от декартовых координат (x, y, z) к эллипсоидным координатам (σ, ζ, ξ) .

При этом соотношение $\sigma(x, y, z) = \text{const}$ определяет систему расширяющихся эллипсов, а уравнение

$$\sigma(x, y, z) = 0 \quad (31)$$

поверхность электрода, $\zeta(x, y, z) = \text{const}$ и $\xi(x, y, z) = \text{const}$ определяют поверхности взаимно ортогональных и ортогональных к поверхностям эллипсоидов параболических и гиперболических конусов. Учитывая аксиальную симметрию электрода, можно провести разделение переменных в исходном уравнении (11) и получить уравнение:

$$\sigma(x, y, z) = 0, \quad (31)$$

$$\Delta_{\sigma}^2 \varphi' = \varepsilon'' \varphi', \quad (32)$$

а также соотношение:

$$\sigma(x, y, z) = 0 \quad (31)$$

$$\varphi'' = -\frac{1}{\varepsilon''} \Delta_{\sigma} \varphi', \quad (33)$$

в котором использовано следующее обозначение:

$$\Delta_{\sigma} \equiv \frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left\{ \left(\sigma^2 \pm 1 \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\left(\sigma^2 \pm 1 \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \right] \right] \right\} \varphi \quad (34)$$

Знаки \pm относятся в соответствии к сильно сжатому и сильно вытянутому вдоль аксиальной оси симметрии эллипсоидов вращения.

При $\sigma \rightarrow 0$ псевдостатическое распределение потенциала переходит в решение φ_0 квазистатической задачи:

$$\Delta \varphi_0 = 0 \quad (35)$$

Используя это, можно найти предельные условия для функции φ . В обозначениях:

$$\begin{cases} \psi \equiv \phi/V_0 \\ \mu \equiv \sigma/a^2 \\ \alpha \equiv c/a \end{cases} \quad (36)$$

они имеют вид:

$$\begin{cases} \psi|_{\psi=0} = 1 \\ \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \Big|_{\mu=0} = -\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial \mu^2} \Big|_{\mu=0} = \frac{1}{2} \frac{1+\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha^5}} \\ \frac{\partial^3 \psi}{\partial \mu^3} \Big|_{\mu=0} = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\alpha^3}(3+4\sqrt{\alpha}) - 2(1+\sqrt{\alpha})^3}{\sqrt{\alpha^7}} \end{cases} \quad (37)$$

Уравнения (32) при граничных условиях (37) были решены численно для фиксированного набора значений параметра α и δ . Из анализа полученных результатов можно утверждать, что с ростом потерь эквипотенциали электрического поля приближаются к эллипсоидальному электроду, а при уменьшении потерь их зависимости приближаются к известным зависимостям, полученным для квазистатического приближения.

Проведенный анализ ведет к комплексным значениям распределений (в пространстве) потенциала $\Phi(\vec{r}, t)$, где \vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения с началом в одной из точек на поверхности электрода. Поэтому с учетом гармоничной временной зависимости поля получим:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi'(\vec{r})e^{-i\omega t} + i\Phi''(\vec{r})e^{-i\omega t}. \quad (38)$$

Отсюда получим, что

$$\text{Re}\Phi(\vec{r}, t) = |\Phi| \cos(\chi(\vec{r}) - \omega t), \quad (39)$$

где

$$|\Phi| \equiv \sqrt{\Phi'^2 + \Phi''^2}. \quad (40)$$

$$\chi \equiv \operatorname{arctg} \frac{\varphi''}{\varphi'} \quad (41)$$

Из анализа этого соотношения можно сделать вывод о том, что влияние диссипации приводит не только к быстрому убыванию поля при отдалении точек наблюдения от положения источника его возбуждения, но и приводит к быстрому изменению его фазы в пространстве, что определяется характером функции $\chi(\vec{r})$.

Рассмотренные теоретические результаты могут быть использованы для высокочастотной модификации диссипационных сред. Первые попытки практического применения разработки новых видов технических систем для эффективного нагрева углеводородов реализованы в следующих патентах: [9 – 12].

Основы теории полосковой антенны, погруженной в среду.

В задачах гипертермии, как и при нагреве различных сильно диссипативных сред, например, таких как нефтепродукты, исходным конструктивным элементом для получения тепловых полей является высокочастотная антенна [13], например, полосковая антенна (ПА), анализируемая в настоящей работе. Геометрия ПА [14] характеризуется, в случае простейшей геометрии, высокочастотным зазором, расположенном в плоскости: $z = 0$; $-h/2 \leq y \leq h/2$; $-a \leq x \leq a$ и излучающими лепестками, расположенными в плоскости: $z = 0$; $-h/2 \leq y \leq h/2$; $-a \leq x \leq a$ (при их прямоугольной форме).

К высокочастотному зазору примыкает резонатор, рассчитанный на возбуждение собственных колебаний на заданной частоте ω . Поле в высокочастотном зазоре считаем заданным следующими функциями:

$$E_y = E_0 \cos_0 kx, \quad E_x = 0,$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0} / \sqrt{2}c$, c – скорость света в пустоте, ε_0 – диэлектрическая проницаемость керамики, накладываемой слоем толщиной h_0 в пространстве $0 \leq z \leq h_0$ на излучающие лепестки (и над высокочастотным зазором) для уменьшения их резонансных размеров

Известно, что вектор напряженности $\vec{E}(\vec{r})$ монохроматического поля связан с векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r})$ соотношением:

$$\vec{E} = \gamma \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{A}) = \gamma \partial / \partial \vec{r} \times (\partial / \partial \vec{r} \times \vec{A}(\vec{r})), \quad (42)$$

где \vec{r} – радиус-вектор произвольной точки в пространстве, $\gamma = -i / \varepsilon_0 \omega$; $i = \sqrt{-1}$.

Векторный потенциал \vec{A} в керамической накладке можно выразить через поверхностный ток, текущий по излучающим лепесткам ПА, с помощью теоремы Грина:

$$\vec{A}(r) = \frac{1}{c} \iint \vec{j}(\vec{r}_0) G(R) d\vec{r}_0, \quad (43)$$

где $G(R) = e^{ik_0 R} / 4\pi R$ – функция Грина для пространства занятого диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , $R = (r_2 - r_0^2)^{1/2}$ – расстояние от точки \vec{r}_0 на поверхности лепестка до произвольной точки \vec{r} в керамике.

Применим далее разложение вектора напряженности электрического поля и функции Грина в ряд Фурье по пространственным гармоникам:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \iiint \vec{E}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k}; \quad (44)$$

$$\vec{G}(r) = \frac{1}{2\pi} \iiint G(\vec{k}) \cdot e^{-i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}_0)} \cdot d\vec{k} \quad (45)$$

и подставим эти выражения в соотношение (42), в которое перед этим подставим выражение (43).

После проведения соответствующих выкладок с учётом преобразования Фурье, обратного разложениям (44) и (45), получим соотношение:

$$E(\vec{k}) = \gamma \cdot (\vec{k} \times (\vec{k} \times (j(\vec{k}))) \cdot G(\vec{k}) e^{-ik_z z}, \quad (46)$$

где
$$\vec{j}(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \iint d\vec{r}_0 \vec{j}(\vec{r}_0) e^{i\vec{k}\vec{r}_0}.$$

Волновое уравнение для напряженности электрического поля ведёт к дисперсионному соотношению, которое для пространства, занятого керамикой, имеет вид: $k^2 = k_0^2$. С учётом соотношения $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, получим значение величины k_z :

$$k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 \quad (47)$$

Раскладывая напряженность электрического поля и функцию Грина в ряд Фурье на плоскости идеально проводящих лепестков, получим выражение:

$$(\vec{k} \times \vec{j}(\vec{k})) = (\vec{k} \times \vec{E}_0) / \gamma G_0(\vec{k}), \quad (48)$$

где $\vec{E}_0(\vec{k})$ – образ Фурье от распределения напряжённости поля в плоскости $z = 0$, $G_0(R)$ – образ Фурье от функции Грина для точек, лежащих в этой же плоскости. Распределение же $\vec{E}_0(\vec{k})$ можно считать известным, поскольку оно может быть найдено как образ Фурье от функций, заданных соотношениями для $\vec{E}_0(\vec{r})$. Подставляя далее соотношение (48) в соотношение (46), получим выражение для спектра пространственных гармоник искомого вектора напряжённости электрического поля:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k})) e^{-ik_z z} / \gamma G_0(\vec{k}) \quad (49)$$

Подстановка этого выражения $\vec{E}(\vec{k})$ в соотношение (3) делает известным и величину вектора $\vec{E}(\vec{r})$:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi k_0^4} \iiint d\vec{k} (\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k}))) \frac{G(\vec{k})}{G_0(\vec{k})} e^{-i\vec{k}\vec{r}}.$$

Итак, задача поиска распределения поля сведена к табулированию заданных выражений путём численного счёта соответствующих кратных интегралов Фурье от известных функций.

В области диссипативной среды ($z \geq h_0$) диэлектрическая проницаемость имеет комплексный характер и для частот излучения, представляющих интерес для нагрева углеводородов можно получить следующие формулы для длины волны λ и глубины скин-слоя δ плоской электромагнитной волны:

$$\lambda = \sqrt{2c / \omega \epsilon''};$$

$$\delta / \lambda = 1 / 2\pi \ll 1.$$

На их основе можно сделать вывод о том, что фаза плоской волны излучения на расстоянии порядка глубины скин-слоя не успевает существенно измениться. А это означает, что в выражении

$$\vec{E} = -\nabla \varphi - 1/c \partial \vec{A} / \partial t$$

вторым слагаемым можно пренебречь, поскольку он существенно меньше первого. Следовательно, в этом (псевдостатическом) приближении справедливо соотношение: $\vec{E} = -\nabla \varphi$, как и в квазистатическом приближении. Тогда для скалярного потенциала: $\varphi = \varphi' + i\varphi''$, будет справедливо следующее уравнение: $\Delta \varphi + i\epsilon'' \varphi = 0$. Соответственно, для

действительной и мнимой части потенциала следуют следующие соотношения:

$$\Delta^2 \varphi' = \varepsilon''^2 \varphi'; \quad (50)$$

$$\varphi'' = -\Delta \varphi' / \varepsilon'' . \quad (51)$$

Заметим, кроме того, что граничные условия для напряжённости электромагнитного поля $\vec{E} = \vec{E}' + i\vec{E}''$ при переходе из керамики (не диссипативная среда) в сильно диссипативную среду (углеводород) будет иметь вид:

$$\varepsilon_0 \vec{E}_{1n} = (\varepsilon' + \varepsilon'') \vec{E}'_{2n}, \quad (52)$$

где индекс n отмечает, что соответствующая величина представляет нормальную к границе раздела сред составляющую вектора напряжённости поля. При выполнении этого условия электромагнитная волна станет удовлетворять уравнениям (50) и (51), что приведёт к требованию выполнения следующего дисперсионного соотношения:

$$k_z = i\bar{k} \cos \phi + \bar{k} \sin \phi, \quad (53)$$

где $\bar{k}^2 = \sqrt{k_\tau^4 + \varepsilon''^2}$, $\phi = \arctg(\varepsilon'' / k_\tau^2)$. Индекс τ обозначает тангенциальную по отношению к границе раздела сред составляющую вектора \bar{k} .

Таким образом, задача сведена к нахождению спектра поперечных гармоник в керамике и диссипативной среде, а также к нахождению волнового числа, характеризующего распространение излучения в рассматриваемых средах. Таким образом, решена принципиальная часть задачи, а именно, найдено общее выражение искомого поля в виде квадратуры от известных функций.

Анализ моделирования поля полосковой антенны. Антенна представляет собой высокочастотный резонатор, заполненный электрически высокопрочной керамикой, и полоскового вибратора, состоящего из двух излучающих лепестков и общим с резонатором высокочастотным зазором. Диэлектрическая проницаемость керамики, заполняющей резонатор и покрывающей полосковый вибратор, выбирается из условий обеспечения электрического резонанса в них. Диаметр лепестков составляет 0,1 м, толщина диэлектрика 0,006 м, ширина высокочастотного зазора 0,001 м. Обсуждены результаты расчета параметров упомянутой выше антенны. Показано, что величина резонансной частоты составляет значение порядка 50 МГц. На рис. 2 приведена зависимость амплитуды напряжённости поля от

частоты, полученная как результат моделирования указанного излучателя в среде CST Microwavestudio. Как видно из рис. 2, на частоте 49,05 МГц наблюдается ярко выраженный резонанс напряжения. На рис. 3 – 6 приведены результаты моделирования в трехмерном пространстве напряженности поля в виде изолиний напряженности электрического поля выбранной антенны в плоскостях X , Y , Z , при различных значениях (например, изолинии в X плоскости представлены для значений $-51,38$ и $96,98$ (см, рис. 3 и рис. 6, соответственно)). Эти результаты подтверждают эффективность использованного теоретического аппарата и создают предпосылки для дальнейших исследований в этом перспективном научно-техническом направлении.

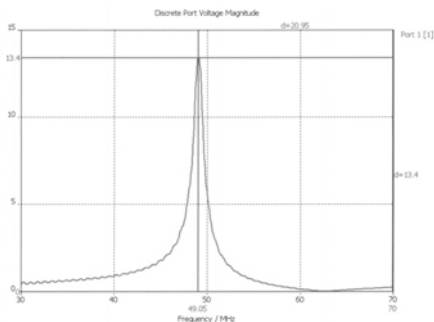


Рис. 2. Зависимость амплитуды напряжения в резонаторе излучателя от частоты

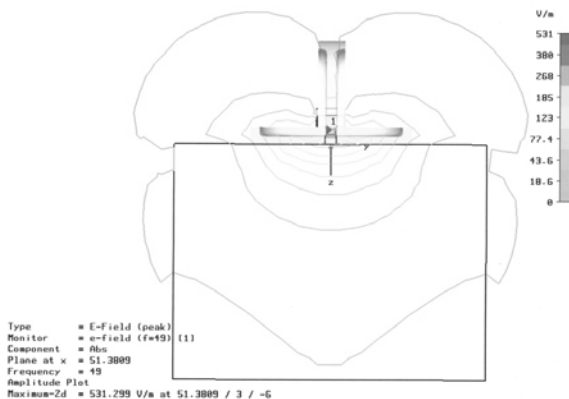


Рис. 3. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля на частоте 49 МГц плоскостью y - z ($x = 51,38$)

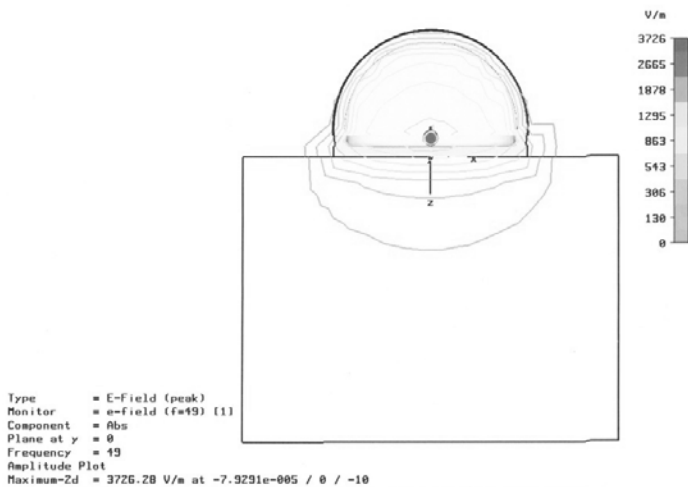


Рис. 4. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью $x-z$ ($y = 0$)

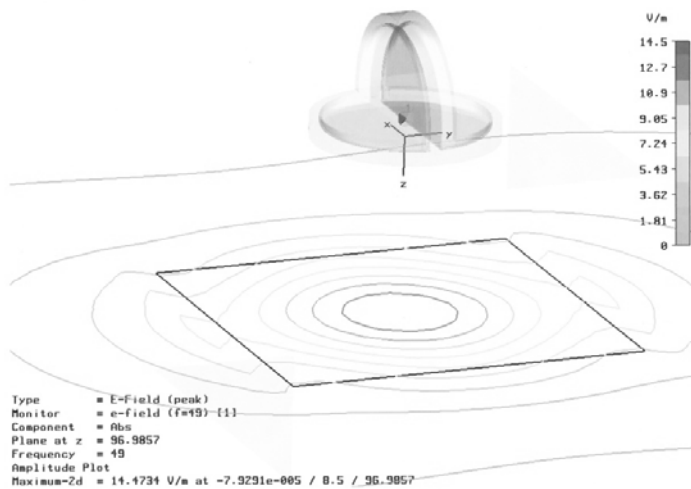


Рис. 5. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью $x-y$

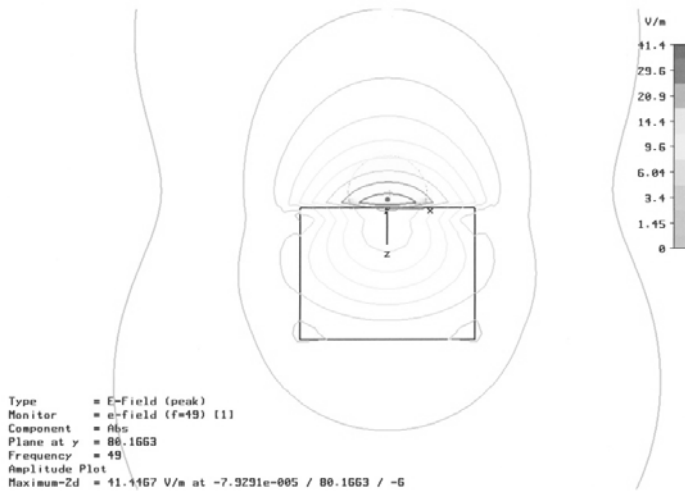


Рис. 6. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью x - z ($y = 80$)

Выводы. Изложены результаты построения новых основ теории распространения электромагнитных волн в сильно диссипативных средах.

Показано, что для этого случая теория приводит к новым уравнениям для напряжённости электрического поля, имеющим вид уравнений в частных производных четвёртого порядка, в которых содержится зависимость поля как от диэлектрической проницаемости, так и от проводимости среды. В тоже время, в этих уравнениях не сохраняется зависимость от фазы поля. Разработанное приближение и новые уравнения получили новое название – «псевдостатическое». На тестовых примерах показана эффективность применения этого приближения для решения конкретных задач электродинамики формирования полей излучающими системами в сильно диссипативных средах. Есть все основания считать, что изложенный математический аппарат будет эффективным для нагрева таких сред, как мазут и другие нефтепродукты, для высокочастотного диапазона электромагнитных волн.

Приведена также теория полосковых высокочастотных антенн, нагруженных электрически высокопрочными диэлектриками. При этом получено решение для электромагнитного поля, возбуждаемого полосковой антенной, в виде квадратур от известных функций. С помощью численного счёта рассмотрен тестовый пример в виде конкретной полосковой антенны, в котором получены и проанализированы распределения напряжённости поля, возбуждаемого этой антенной.

Изложенные и проанализированные выше теоретические исследования могут рассматриваться в качестве научной основы построения новых видов антенных систем для тепловой модификации диссипативных сред углеводородов в ВЧ диапазоне и построения излучающих систем типа полосковой антенны, позволяющих создавать компактные устройства в высокочастотном диапазоне электромагнитных волн. Эффективность предложенного метода теории подтверждается модельными расчетами распределения электрических полей и рядом новых технических решений, защищенных Патентами Украины.

Список литературы: 1. *Кинг Р., Смит Г.* Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984. 2. Патент РФ RU № 2120160. Галецкий Ф.П. и др. Антенна. – 1998. – Бюл. №1. 3. А.С. SU №1788540 Тарасов Н.П. и др. Микрополосковая антенна. – 1993. – Бюл. №2. 4. *Сысоев С.М., Кислицын А.А.* Моделирование теплопереноса в нефтесодержащем пласте под воздействием СВЧ электромагнитного излучения // Вестник Тюменского государственного университета. – 2009. – №6. – С. 119. 5. *Ковалева Л.А., Миннигалимов Р.З., Зинатуллин Р.Р.* Об эффективности утилизации нефтяных шламов высокочастотным электромагнитным полем // Нефтегазовое дело. – 2008. 6. *Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю.* Разрушение асфальто-парафиновых отложений в нефтяных трубопроводах движущимся источником высокочастотного электромагнитного излучения // Журнал технической физики. – 2001. – 71, вып. 9. – С. 1. 7. *Ковалева Л.А., Галимбеков А.Д.* Влияние высокочастотного электромагнитного поля на физико-химические процессы в многокомпонентных средах // Вестник ОГУ. – 2004. – №1. – С. 144. 8. *Драницев Ф.Ю., Поспелов Л.А.* Псевдостатическое приближение в электродинамической ВЧ-гипертермии // Радиотехника. Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. – 2007. – Вып. 149. – С. 140. 9. *Поспелов Л.А.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22780. ПРИСТРІЙ ДЛЯ НАГРІВУ В'ЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 10. *Поспелов Л.А.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22784. СПОСІБ НАГРІВУ В'ЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 11. *Поспелов Л.А., Драницев Ф.Ю.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22784. СПОСІБ НАГРІВУ В'ЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 12. *Поспелов Л.А., Драницев Ф.Ю.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22842. ПРИСТРІЙ НАГРІВУ В'ЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 13. *EddJ. F., Davalos R.V.* Mathematical Modeling of Irreversible Electroporation for Treatment Plannig // Tehnology in Canser and Treatment. – 2007. – 6, N. 4. 14. *Bahl I.J., Bhartia P.* Microstrip Antenna. – Dedham, MA: ArtechHause, 1980.

Поступила в редколлегию 07.06.2010