УДК.621.372.(619:616.7)

МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СВЧ ДИАПАЗОНА В СЕРЕДИНЕ ПОВРЕЖДЕННОЙ КОНЕЧНОСТИ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ ЖИВОТНЫХ

Орел А. Н., Орел И. А., Евтушенко А. А.

Таврический государственный агротехнологический университет (г. Мелитополь)

Работа посвящена аналитическому исследованию взаимодействия очень высокой частоты электромагнитного поля с тканями животного с целью осуществления оптимального поля, определения параметров сложного лечения костных заболеваний животных.

Постановка проблемы. Одной из актуальных задач, которая стоит перед аграрным комплексом Украины на современном этапе, есть повышение продуктивности в животноводстве с сохранением и увеличением поголовья сельскохозяйственных животных, которое зависит от своевременного лечения их травматизма. Разработка немедикаментозных способов восстановления костной ткани животных на основе использования низкоэнергетических электромагнитных излучений (ЭМИ) сверхвысокой частоты (СВЧ) позволит не только сохранить, но и увеличить поголовье животных с улучшением их продуктивности. Достоинством электромагнитного воздействия является то, что оно может быть во много раз эффективнее медикаментозных способов восстановления костной ткани животных и, кроме того, не оказывает отрицательного воздействия на организм человека через продукты питания от вылеченных животных. Поэтому разработка эффективных немедикаментозных способов восстановления костной ткани конечностей животных является актуальной задачей.

Анализ последних исследований и публикаций. Данные многочисленных параметров ЭМИ можно добиться благоприятного влияния на ход лечения при многих болезнях, с которыми данный вид организмов может бороться. Воздействие ЭМИ усиливает и ускоряет борьбу с заболеванием, мобилизуя для этого собственные возможности организма в той мере, в которой возраст и различные факторы. Доказано, что сигналы, подобные ЭМИ, вырабатываются и используются в определенных целях самим организмом, а внешне облучение лишь имитирующих их.

Цель статьи. Усовершенствование математической модели, описывающей взаимодействие электромагнитного излучения с тканями конечности животного, в которой конечность животного, рассматривается как многослойный цилиндр с различными биофизическими характеристиками слоев.

Основные материалы исследования. Очевидно, что конечности сельскохозяйственных животных можно представить в виде многослойных структур, состоящих из кожного покрова, мягких тканей и собственной кости. Однако при определении структуры электромагнитного поля внутри реального биологического объекта возникает трудность, связанная с точным математическим описанием его формы. Поэтому для описания структуры рассматриваемых полей сами биологические объекты представляют в виде простых геометрических фигур. В частности, конечности сельскохозяйственных животных можно представить в виде многослойного циліндра [6]. Вдоль оси цилиндра его электромагнитные свойства не меняются, а по радиусу он представляет собой слоистую структуру с пятью слоями, соответствующими костному мозгу, кости, мышечной ткани, коже и шерстяному покрову. При этом, каждый из слоев обладает своими биофизическими характеристиками относительной диэлектрической проницаемостью εi, где i=1, 2, 3, 4, 5 [1]. Что касается магнитной проницаемости каждого слоя, то она везде равна магнитной проницаемости свободного пространства, то есть $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Пусть на рассматриваемый цилиндр падает плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, перпендикулярном его оси. При этом возможны два случая: - ось цилиндра параллельна электрическому вектору (E-поляризация); ось цилиндра параллельна магнитному вектору (H-поляризация). Произвольная ориентация векторов электрической $\dot{\vec{E}}$ и магнитной $\dot{\vec{H}}$ составляющей падающего электромагнитного излучения может быть получена как суперпозиция этих двух случаев. Точки над обозначениями векторов свидетельствуют о том, что их амплитуды – комплексные величины. Для решения задачи введем цилиндрическую систему координат, у которой ось OZ совпадает с осью цилиндра. Решение задачи заключается в нахождении электромагнитных полей внутри цилиндра. При этом переход от E-поляризации к H-поляризации может быть произведен посредством замены $\dot{\vec{E}} \to \dot{\vec{H}}$, $\varepsilon \to -\mu$. В соответствии с исходными условиями падающее поле при E-поляризации будет иметь вид [2, 3]:

$$\begin{aligned} &\dot{E}_{x\,пад} = \dot{E}_{y\,пад} = 0; \\ &\dot{E}_{z\,пад} = \dot{E}_0 e^{jk_0 x}; \\ &\dot{H}_{x\,пад} = \dot{H}_{z\,пад} = 0; \\ &\dot{H}_{y\,пад} = \dot{H}_0 e^{jk_0 x}. \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\dot{E}_0$ и $\dot{H}_0$ – комплексные амплитуды электрического и магнитного поля, соответственно;

$k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – волновое число в окружающей цилиндр среде;

$\omega = 2\pi f$ – круговая частота падающего излучения;

f – частота ЭМП.

Здесь и далее временной множитель $e^{j\omega t}$ опущен.

Строгое решение данной задачи сводится к решению уравнений Максвелла при заданных граничных условиях для составляющих электромагнитного поля на поверхности цилиндра с учетом условия излучения на бесконечности.

Присутствие цилиндра изменяет поле как по направлению распространения (ось OX), так и в перпендикулярном к нему направлении (ось OY). В направлении оси цилиндра с учетом его однородности поле не меняется, поэтому в уравнениях Максвелла частная производная по направлению оси равна нулю $\left(\frac{\partial}{\partial z}=0\right)$. В цилиндрической системе координат с учетом выше сказанного и уравнения Максвелла приобретают вид [2, 3].

$$\begin{cases} rot\dot{\vec{H}} = j\omega\varepsilon\dot{\vec{E}}; \\ rot\dot{\vec{E}} = -j\omega\mu\dot{\vec{H}}. \end{cases} \tag{2}$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \dot{E}_z}{\partial \varphi} + j\omega\mu r\dot{H}_r = 0; \\ \dfrac{\partial \dot{E}_z}{\partial r} - j\omega\mu\dot{H}_\varphi = 0; \\ \dfrac{1}{r}\left[\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\dot{H}_\varphi\right) - \dfrac{\partial \dot{H}_r}{\partial \varphi}\right] - j\omega\varepsilon\dot{E}_z = 0. \end{cases} \tag{3}$$

Из (3) следует, что поскольку мышечная и костная ткань животного изотропна, то при наличии в падающем поле только продольной составляющей $\dot{E}_z$ в рассеянном поле будет также присутствовать только продольная составляющая электрического поля.

В случае однородного диэлектрического цилиндра все пространство, в котором существует электромагнитное поле, необходимо разбить на две области: внешнюю и внутреннюю по отношению к цилиндру. Во внешней области, которая характеризуется ε_0 и μ_0, существует падающее поле $\dot{E}_{z\,пад}$ и отраженное – $E_{z\ отр}$. Во внутренней области цилиндра, характеризующейся проницаемостями ε и μ_0, существует только рассеянное внутрь поле $\dot{E}_z$. При этом $\dot{E}_{z\,пад}$ определяется из (1), а $E_{z\ отр}$ и $\dot{E}_z$ должны удовлетворять системе (3).

Из сказанного следует, что на границе между внешней и внутренней областью, то есть на поверхности цилиндра, поле должно удовлетворять соотношениям:

$$\begin{aligned} \dot{E}_z\Big|_{r=R} &= \dot{E}_{z\ пад}\Big|_{r=R} + \dot{E}_{z\ отр}\Big|_{r=R}; \\ \dot{H}_\varphi\Big|_{r=R} &= \dot{H}_{\varphi пад}\Big|_{r=R} + \dot{H}_{\varphi отр}\Big|_{r=R}. \end{aligned} \tag{4}$$

Для решения системы (3) выразим $\dot{H}_r$ и $\dot{H}_\varphi$ из первого и второго уравнения и подставим в третье уравнение. Это дает:

$$\frac{\partial^2 \dot{E}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \dot{E}_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \dot{E}_z}{\partial \varphi^2} + k^2\dot{E}_z = 0, \tag{5}$$

где $\dot{E}_z$ - соответствует или рассеянному внутрь или отраженному полю;

k - определяется ε_0, μ_0 или ε, μ_0, в зависимости от области, в которой решается уравнение (5).

Дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных (2.5) решается методом разделения переменных [4]. С этой целью обозначим

$$\dot{E}_z = P(r)\cdot\Phi(\varphi); \tag{6}$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m^2\Phi = 0; \tag{7}$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + \left(k^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)R = 0, \tag{8}$$

где m – некоторое число.

Кроме того, поскольку $\dot{E}_{z\,пад}$ в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\dot{E}_{z\ пад} = \dot{E}_0 e^{jk_0x} = \dot{E}_0 e^{jk_0 r\cos\varphi}. \tag{9}$$

Приходим к выводу, что в задаче о рассеянии электромагнитного поля на однородном диэлектрическом цилиндре приходится иметь дело с тремя видами волн:

падающей

$$\dot{E}_{z\ пад} = \dot{E}_0 e^{jk_0 r\cos\varphi}, \tag{10}$$

отраженной

$$\dot{E}_{z\ отр} = \sum_{m=0}^{\infty}\dot{C}_m H_m^{(2)}\left(k_0 r\right)\cos\left(m\varphi\right), \tag{11}$$

и прошедшей внутрь цилиндра

$$\dot{E}_z = \sum_{m=0}^{\infty}\dot{B}_m J_m\left(kr\right)\cos\left(m\varphi\right). \tag{12}$$

Таким образом, внутри цилиндра будет существовать поле, которое определяется выражением (12), а вне цилиндра

$$\dot{E}_{z\,пад} + \dot{E}_{z\ отр} = \dot{E}_0 e^{jk_0 r\cos\varphi} + \sum_{m=0}^{\infty}\dot{C}_m H_m^{(2)}\left(k_0 r\right)\cos\left(m\varphi\right). \tag{13}$$

Величины неизвестных коэффициентов $\dot{B}_m$ и $\dot{C}_m$ определяются из граничных условий (4). Первое граничное условие из (4) получаем, приравнивая (12) и (13) при условии, что $r = R$:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \dot{B}_m J_m(kR)\cos(m\varphi) = \dot{E}_0 e^{jk_0 R\cos\varphi} + \sum_{m=0}^{\infty} \dot{C}_m H_m^{(2)}(k_0 R)\cos(m\varphi), \quad (14)$$

$$\dot{B}_0 J_0(kR) = \dot{E}_0 J_0(k_0 R) + \dot{C}_0 H_0^{(2)}(k_0 R), \quad (15)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \dot{B}_m J_m(kR)\cos(m\varphi) =$$
$$= 2\dot{E}_0 \sum_{m=1}^{\infty} (J)^m J_m(k_0 R)\cos(m\varphi) + \sum_{m=1}^{\infty} \dot{C}_m H_m^{(2)}(k_0 R)\cos(m\varphi) \cdot \quad (16)$$

Для второго граничного условия необходимо выразить H_φ через $\dot{E}_z$. С этой целью используем второе уравнение (3):

$$\dot{H}_{\varphi\ пад} = -j\frac{\dot{E}_0 k_0}{\omega\mu_0}\left[-J_1(k_0 r) + 2\sum_{m=1}^{\infty}(j)^m \left[J_m(k_0 r)\right]' \cos(m\varphi)\right], \quad (17)$$

отраженное поле

$$\dot{H}_{\varphi\ отр} = -j\frac{k_0}{\omega\mu_0}\sum_{m=0}^{\infty}\dot{C}_m\left[H_m^{(2)}(k_0 r)\right]'\cos(m\varphi), \quad (18)$$

и прошедшее внутрь цилиндра поле

$$\dot{H}_\varphi = -j\frac{k_0}{\omega\mu_0}\sum_{m=0}^{\infty}\dot{B}_m\left[J_m(kr)\right]'\cos(m\varphi), \quad (19)$$

$$k\sum_{m=1}^{\infty}\dot{B}_m\left[J_m(kR)\right]'\cos(m\varphi) = -\dot{E}_0 k_0 J_1(k_0 R) +$$
$$+2\dot{E}_0 k_0\sum_{m=1}^{\infty}(j)^m\left[J_m(k_0 R)\right]'\cos(m\varphi) + k_0\sum_{m=0}^{\infty}\dot{C}_m\left[H_m^{(2)}(k_0 R)\right]'\cos(m\varphi), \quad (20)$$

$$k\dot{B}_0 J_1(kR) = \dot{E}_0 k_0 J_1(k_0 R) + k_0\dot{C}_0 H_1^{(2)}(k_0 R), \quad (21)$$

$$k\sum_{m=1}^{\infty}\dot{B}_m\left[J_m(kR)\right]'\cos(m\varphi) = 2\dot{E}_0 k_0\sum_{m=1}^{\infty}(j)^m\left[J_m(k_0 R)\right]'\cos(m\varphi) +$$
$$+k_0\sum_{m=0}^{\infty}\dot{C}_m\left[H_m^{(2)}(k_0 R)\right]'\cos(m\varphi) \cdot \quad (22)$$

Для вычисления коэффициентов $\dot{B}_m$, $\dot{C}_m$ вначале преобразуем уравнения (16), (22), воспользовавшись ортогональностью функций $\cos(m\varphi)$ и $\cos(n\varphi)$, где $m, n \in Z$ [3]. С этой целью умножим обе части указанных уравнений на $\cos(n\varphi)$ и проинтегрируем их по переменной φ в пределах от $-\pi$ до $+\pi$. Полученные интегралы будут равны нулю для всех $m \neq n$, а при $m = n$ дадут π. Благодаря данному свойству уравнения (16), (22) преобразуются к виду:

$$\dot{B}_m = 2\dot{E}_0 (j)^m k_0 \frac{\left[J_m(k_0 R)\right]' H_m^{(2)}(k_0 R) - J_m(k_0 R)\left[H_m^{(2)}(k_0 R)\right]'}{k\left[J_m(kR)\right]' H_m^{(2)}(k_0 R) - k_0 J_m(kR)\left[H_m^{(2)}(k_0 R)\right]'}, \quad (23)$$

$$\dot{C}_m = 2\dot{E}_0 (j)^m \frac{k_0 J_m(kR)\left[J_m(k_0 R)\right]' - kJ_m(k_0 R)\left[J_m(kR)\right]'}{k\left[J_m(kR)\right]' H_m^{(2)}(k_0 R) - k_0 J_m(kR)\left[H_m^{(2)}(k_0 R)\right]'} \cdot \quad (24)$$

В результате определения коэффициентов $\dot{B}_m$ и $\dot{C}_m$ величины электромагнитных полей, отраженных от однородного диэлектрического цилиндра и прошедших внутрь него, однозначно определены.

Выводы. Таким образом, в том случае, когда облучаемый объект имеет цилиндрическую или близкую к ней форму подбирая частоту, можно избирательно воздействовать на определенные точки, если это необходимо, или наоборот, уменьшать степень риска их повреждения, сдвигая пучности электромагнитного поля в сторону.

Список использованных источников

1. Березовский В. А. Биофизические характеристики тканей человека: справочн. / В. А. Березовский, Н. Н. Колотилов. - Киев: Наука думка, 1990. – 223 с.
2. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма / Дж. Стрэттон. – М.: ОГИЗ, 1948. – 539 с.
3. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский. – М.: Наука, 1978. – 543 с.
4. Тихонов А. Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, Л. А. Самарский. - М.: Наука, 1966. – 742 с.
5. Янке Е. Специальные функции / Е. Янке, Ф. Эмди, Ф. Леш. – М.: Наука, 1964. – 344 с.

Анотація

МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ СВЧ ДІАПАЗОНУ В СЕРЕДИНІ ПОШКОДЖЕНОЇ КІНЦІВКИ СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКИХ ТВАРИН

Орел О. М., Орел І. О., Евтушенко О. О.

Робота присвячена аналітичному дослідженню взаємодії дуже високої частоти електромагнітного поля з тканинами тварини з метою здійснення оптимального поля, визначення параметрів складного лікування кісткових захворювань тварин.

MODEL OF MICROWAVE FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELD IN THE INJURED LIMB OF LIVESTOCK ANIMALS

A. Orel, I. Orel, A. Evtushenco

Analytical work is devoted to research of interaction very high frequency electromagnetic fields from tissues to implement the optimal field settings determine the complex treatment of bone diseases of animals.