УДК 621.374

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

Косулина Н. Г.[1], Черенков А. Д.[1], Сингатулин Р. С.[2]

[1]Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства имени Петра Василенко,
[2]Белгородский государственный технологический университет

Для исследования процессов взаимодействия электромагнитного поля с биологическими объектами были проведены теоретические исследования на основе системы интегральных уравнений Максвелла. Теоретически исследования проведены для биообъектов, размеры которых меньше длины волны облучающего поля.

Постановка проблемы. Исследование механизма влияния информационных излучений на физико-химические процессы в биообъектах невозможно без точной информации о распределении этих полей внутри биообъектов [1, 2].

Так как экспериментальное исследование распределения этих полей провести невозможно то встает вопрос о решении этой задачи теоретическим методом. Анализ последних достижений и публикаций. Из анализа литературных источников следует, что известные строгие и приближенные методы связаны с серьезными трудностями математического анализа [3, 4]. Дифракционные задачи подобного типа исследованы в различных публикациях [5]. Однако в этих работах не учитываются электрофизические свойства и структурная организация биообъектов. Решение данной задачи можно упростить для биологических тел, размеры которых малы по сравнению с длинной облучающей волны. В этом случае поля внутри вне биологического объекта можно разложить по малом у параметра, *a/λ*, где *a* – линейный размер биообъекта, *λ* – длина рассеиваемой волны.

Цель статьи – теоретическое определение параметров электромагнитного поля внутри биологических объектов.

Основные материалы исследования. Будем исследовать дифракцию электромагнитных волн на основе интегральных уравнений, эквивалентных уравнений Максвелла [7].

$$\vec{E}(\mathrm{r}) = \vec{E}_0(\mathrm{r}) + \frac{1}{4\pi}(\mathrm{grad}\, div + k^2)\times ;$$
$$\int\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\vec{E}(\mathrm{r}')\,\mathrm{f}\left(\left|\mathrm{r}-\right|\mathrm{r}'\right)d\,\mathrm{r}'.$$
$$\vec{H}(\mathrm{r}) = \vec{H}_0(\mathrm{r}) + \frac{\mathrm{i}\omega\omega_0}{4\pi}rot\int\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\times, \qquad (1)$$
$$\vec{E}(\mathrm{r}')\,\mathrm{f}\left(\left|\mathrm{r}-\mathrm{r}'\right|\right)d\,\mathrm{r}'.$$

где $$\mathrm{f}\left(\left|\mathrm{r}-\mathrm{r}'\right|\right) = \frac{e^{-ik}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|}, \qquad (2)$$

$\vec{E}_0(\mathrm{r})$ и $\vec{H}_0(\mathrm{r})$ – электрические и магнитные поля соответственно, которые были бы в точке $\vec{r}$ при отсутствии биологического рассеивателя, *V* – объем облучаемого тела.

Определение решения интегральных уравнений (1), дающее внутренние поля, можно значительно упростить, если учесть, что рассматриваются биологические объекты, линейные размеры которых малы по сравнению с длиной падающей волны. В этом случае выражения для полей внутри рассеивателя, а также в ближайшей зоне можно разложить по степеням малого параметра, *a/λ*. Это можно сделать и с $\mathrm{f}\left(\left|\mathrm{r}-\mathrm{r}'\right|\right)$. Так как зависимость электрического и магнитного поля от $\vec{r}$ связана с множителем $e^{-ik}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|$, то воспользовавшись степным рядом для этой функции:

$$e^{-ik}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right| = 1 - ik\left|\vec{r}-\vec{r}'\right| + \frac{(ik\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|)^2}{2!} - \ldots,$$

получим:

$$\vec{E}(\mathrm{r}) = \vec{E}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{E}^{(1)}(\mathrm{r}) + ,$$
$$+ (ik)^2\vec{E}^{(2)}(\vec{r}) + \ldots$$
$$\vec{H}(\mathrm{r}) = \vec{H}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{H}^{(1)}(\mathrm{r}) + . \qquad (3)$$
$$+ (ik)^2\vec{H}^{(2)}(\vec{r}) + \ldots$$

Кроме того,

$$f\left(\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|\right) = \frac{1}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|} - ik - \frac{k^2}{2}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right| + \ldots \qquad (4)$$

Подставим (7) и (8) (1):

$$\vec{E}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{E}^{(1)}(\mathrm{r}) + (ik)^2\vec{E}^{(2)}(\vec{r}) + \ldots =$$
$$\vec{E}_0{}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{E}_0{}^{(1)}(\mathrm{r}) + (ik)^2\vec{E}_0{}^{(2)}(\mathrm{r}) + \ldots$$
$$+\frac{1}{4\pi}(grad\; div + k^2)\int_V\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\times$$
$$\times\left[\vec{E}_0{}^{(0)}(\mathrm{r}') + (ik)\vec{E}^{(1)}(\mathrm{r}) + (ik)^2\vec{E}^{(2)}(\mathrm{r}) + \ldots\right]$$
$$\left[\frac{1}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|} - ik - \frac{k^2}{2}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right| + \ldots\right]d\vec{r}', \qquad (5)$$

$$\vec{H}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{H}^{(1)}(\mathrm{r}) + (ik)^2\vec{H}^{(2)}(\vec{r}) + \ldots$$
$$= \vec{H}_0{}^{(0)}(\mathrm{r}) + (ik)\vec{E}_0{}^{(1)}(\mathrm{r}) +$$
$$(ik)^2 H_0{}^{(2)}(\mathrm{r}) + \ldots + \frac{\mathrm{i}\omega\omega_c}{4\pi}\mathrm{rot}\int_V\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}-1\right)\times$$
$$\left[\vec{E}_0{}^{(0)}(\mathrm{r}') + (ik)\vec{E}^{(1)}(\mathrm{r}) + (ik)^2\vec{E}^{(2)}(\mathrm{r}') + \ldots\right]\times$$
$$\left[\frac{1}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|} - ik - \frac{k^2}{2}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right| + \ldots\right]d\vec{r}', \qquad (6)$$

Приравнивая слева и справа слагаемые с одинаковыми степенями (*ik*), получим систему уравнений для нулевого приложения. Так для нулевого приближения (случай квазистики) имеем:

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) = \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) + \frac{1}{4\pi} grad\ div \int_V \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right) \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}';$$
$$\vec{H}^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) = \vec{H}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}). \quad (7)$$

Используя теперь известные соотношения для дифференциальных операторов, а также то, что они действуют на переменную $\vec{r}'$, преобразуем (7):

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) = \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) + \frac{1}{4\pi} \times \int_V \left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right) \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}') \,\mathrm{grad}\right] grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}';$$
$$\vec{H}^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) = \vec{H}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \quad (8)$$

В качестве наиболее характерной формы для тел, удовлетворяющих требованию, $a/\lambda \leq 1$, можно считать эллипсоид. В этом случае для решения интегральных уравнений (14) целесообразно ввести вспомогательную функцию *W*, ньютоновым потенциалом однородного эллипсоида [4].

$$\vec{W}(\vec{\mathrm{r}}) = \int_V grad \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot \quad (9)$$

Действительно, уравнение (8) принимает вид:

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) - \frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right) \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) \,\mathrm{grad}\right] \times \mathrm{grad} W = \vec{E}_0^{(0)}(\vec{\mathrm{r}}) \quad (10)$$

или

$$\sum_{m=1}^{a} E_m^{(0)} \times \left[\delta_{nm} - \frac{1}{4\pi} \sum_{\mathrm{p}=1}^{\mathrm{a}} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \delta_{mp}\right) \frac{\partial^2 W}{\partial X_p \partial X_n}\right] = E_{0n}^{(0)} \quad (11)$$

где *m*, *n*, *p* – номер координаты;

$\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера, который равен нулю, если $\mathrm{a} \neq \beta$, и равен единице, если $\mathrm{a} = \beta$

Итак, в том случае, когда ньютоновский потенциал есть квадратичная функция координат, то нулевое приближение для электромагнитного поля внутри биологического объекта будет иметь тот же характер, что и внешнее поле. Если внешнее поле однородно, то и внутреннее также однородно.

Выводы. Полученные выражения для внутренних электромагнитных полей в би объектах, с учетом их электрофизических параметров могут быть использованы для исследования свойств биообъектов, облучаемых информационными электромагнитными излучениями.

Список использованных источников

1. Черенков А. Д. Применение низкоэнергетических ЭМП для управляющего воздействия на биофизические процессы в биологических объектах / А. Д. Черенков, О. Г. Аврунин // Общегосударственный научно-производственный журнал. Энергосбережение. Энергетика. Энергоаудит. – 2014. – С. 62 – 66.

2. Черенков А. Д. Определение оптимальных биотропных параметров электромагнитного поля для семян с помощью компьютерной обработки ГРВ-граммы / А. Д. Черенков, О. Г. Авруни. Н. Г., Н. Г. Косулина // Вісник Харківського Національного технічного університету сільського господарства ім. П. Василенка "Проблеми енергозабезпечення та енергозбереження в АПК України". – 2013. – Вип. 141. – С. 102 – 105.

3. Cherenkov A. D. Theoretical analysis of Electromagnetic Field Electric Tension Distribution in the Seeds of Cereals / A. D. Cherenkov., N. G. Kosulina and A. V. Saprika // Research journal of Pharmaceutical, Biological and Chemical Sciences. –November-December. – 2015. – RJPCS 6 (6). – P. 1686 – 1694.

4. N. Kosulina. Determining parameters of electromagnetic radiation for energoinformational disinfection of wool in pretreatment / N. Kosulina, A. Cherenkov, E. Pirotti, S. Moroz, M. Chorna // Східно-Європейський журнал передових технологій. – 2017. – № 2/5 (86). – P. 52 – 59.

Анотація

АНАЛІЗ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ПРИ ОПРОМІНЕННІ БІОЛОГІЧНИХ РЕЧОВИН

Косуліна Н. Г., Черенков О. Д., Сінгатулін Р. С.

Для дослідження процесів взаємодії електромагнітного поля з біологічними об’єктами були проведені теоретичні дослідження на основі системи інтегральних рівнянь Максвелла. Теоретичні дослідження проведені для біооб’єктів, розміри яких менш довжини хвилі опроміненого поля.

Abstract

ANALYSIS OF DISTRIBUTION OF ELECTROMAGNETIC PAUL AT IRRADIATION OF BIOLOGICAL SUBSTANCES

N. Kosulina, A. Cherenkov, R. Singatulin

For research of processes of cooperation of the electromagnetic field with biological objects theoretical studies on the basis of the system of integral Maxwell’s equations were undertaken. Theoretical studies are undertaken a for bioobjects which size is less than wavelength of the exposing to rays field.