

Хмельник С. И.

Непротиворечивое решение
уравнений Максвелла

Редакция 1 – 06.03.2016

Редакция 2 – 16.03.2016

Редакция 3, исправленная и дополненная – 03.04.2016

Редакция 4, дополненная – 18.06.2016

Редакция 5, дополненная – 29.08.2016

Редакция 6, дополненная – 03.10.2016

Израиль

2016

Solomon I. Khmelnik

**Inconsistency Solution
of Maxwell's Equations**
(in Russian)

Copyright © 2016 by Solomon I. Khmelnik

СОЛОМОН ИЦКОВИЧ ХМЕЛЬНИК

All right reserved. No portion of this book may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, without written permission of the author.

Published by "MiC" - Mathematics in Computer Comp.

BOX 15302, Bene-Ayish, Israel, 60860

Fax: ++972-3-9471301

Printed in United States of America, Lulu Inc.,

ID 18555552

ISBN 978-1-329-96074-9



Israel 2016

Аннотация

Предлагается новое решение уравнений Максвелла для вакуума, для провода с постоянным и переменным током, для конденсатора, для сферы и т.д. Предварительно отмечается, что доказательство единственности известного решения основано на законе сохранения энергии, который не соблюдается (для мгновенных значений) в известном решении. Предлагаемое решение

- не противоречит закону сохранения энергии в каждый момент времени, т.е. устанавливает постоянство плотности потока электромагнитной энергии во времени,
- выявляет сдвиг фаз между электрическими и магнитными напряженностями,
- объясняет существование потока энергии вдоль провода, равного потребляемой мощности.

Рассматриваются технические приложения полученного решения. Приводится подробное доказательство для заинтересованного читателя.

Оглавление

Предисловие \ 4

Глава 1. Второе решение уравнений Максвелла для вакуума \ 12

Глава 2. Решение уравнений Максвелла для диэлектрической цепи переменного тока. \ 31

Глава 3. Решение уравнений Максвелла для магнитной цепи переменного тока. \ 42

Глава 4. Решение уравнений Максвелла для низкоомного провода переменного тока \ 50

Глава 5. Решение уравнений Максвелла для провода постоянного тока. \ 69

Глава 6. Излучение и передача энергии по одному проводу \ 91

Глава 7. Решение уравнений Максвелла для конденсатора в цепи постоянного тока. Природа потенциальной энергии конденсатора. \ 99

Глава 7а. Решение уравнений Максвелла для окрестности торца магнита \ 109

Глава 8. Решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора \ 114

Глава 9. Природа земного магнетизма \ 137

Глава 10. Решение уравнений Максвелла для шаровой молнии \ 141

Общие выводы \ 155

Литература \ 159-163

Предисловие

Оглавление

1. Вступление
 2. О потоке энергии в проводе
 3. Требования к непротиворечивому решению уравнений Максвелла
 4. Варианты уравнений Максвелла
- Приложение 1
Приложение 2
Приложение 3

1. Вступление

"До настоящего времени не было обнаружено ни одного эффекта, который потребовал бы видоизменения уравнений Максвелла" [36]. Тем не менее, в последнее время критика справедливости уравнений Максвелла слышится со всех сторон. Посмотрим на рис. 1, где изображена волна, являющаяся известным решением уравнений Максвелла. Уверенность критиков уравнений Максвелла создается, прежде всего, нарушением закона сохранения энергии в такой волне. И, действительно, *"плотность потока электромагнитной энергии (модуль вектора Умова-Пойнтинга) «пульсирует» по гармоническому закону. Не нарушается ли здесь закон сохранения энергии?"* [1]. Безусловно, нарушается, **если** электромагнитная волна удовлетворяет **известному решению** уравнений Максвелла. Но ведь другого решения нет: *"Доказательство единственности решения в общих чертах сводится к следующему. Если имеется два различных решения, то их разность вследствие линейности системы тоже является решением, но при нулевых зарядах и токах и нулевых начальных и граничных условиях. Отсюда, пользуясь выражением для энергии электромагнитного поля и законом сохранения энергии заключаем, что разность решений тождественно равна нулю, т. е. решения одинаковы. Тем самым единственность решения уравнений Максвелла доказана"* [2]. Таким образом, единственность решения доказывается на основе применения того закона, который нарушается в этом решении.

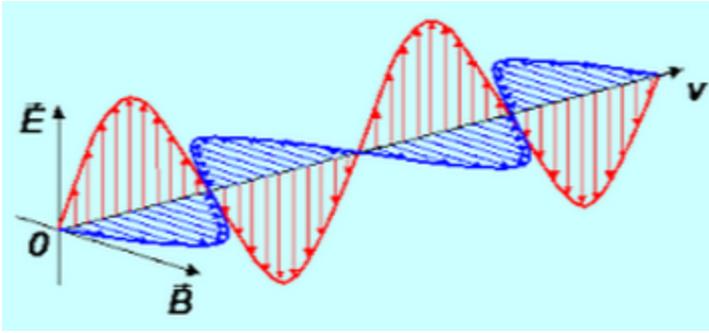


Рис. 1.

Другим результатом, следующим из существующего решения, является синфазность электрической и магнитной компонент напряженностей в электромагнитной волне. Это хорошо видно на рис. 1. Но это противоречит представлению о непрерывном преобразовании электрической и магнитной компонент энергии в электромагнитной волне. В [1], например, этот факт относится к "порокам современной классической электродинамики".

Такие результаты, следующие из известного решения уравнений Максвелла, позволяют некоторым авторам усомниться в достоверности уравнений Максвелла. Подчеркнем, однако, что эти сомнительные результаты следуют **только из найденного решения**. Но это решение может быть иным (уравнения в частных производных имеют, как правило, несколько решений).

Ниже выводится другое решение уравнений Максвелла, в котором плотность потока электромагнитной энергии остается постоянной во времени, а электрическая и магнитная компоненты напряженностей в электромагнитной волне сдвинуты по фазе.

Рассмотрим еще электромагнитную волну в проводе. Если полагать, что провод имеет пренебрежимо малое сопротивление, то уравнения Максвелла для этой волны буквально совпадают с уравнениями Максвелла для волны в вакууме. Однако в электротехнике не используется известное решение. Используется только решение, связывающее напряженность кругового магнитного поля с током в проводе (будем для краткости в дальнейшем называть его электротехническим решением). Это решение тоже удовлетворяет уравнениям Максвелла. Однако, во-первых, оно является другим решением тех же уравнений (что опровергает теорему о единственности известного решения). А, во-вторых, - и это главное, - электротехническое решение не объясняет известный экспериментальный факт.

Речь идет о скин-эффекте. Решение, объясняющее скин-эффект, должно содержать нелинейную зависимость плотности тока (идущего вдоль провода) от радиуса. Такая зависимость в соответствии с уравнениями Максвелла должна сочетаться с существованием радиальных и круговых электрических и магнитных напряженностей, нелинейно зависящих от радиуса. Этого нет в электротехническом решении. Скин-эффект объясняется на основе уравнений Максвелла, но из электротехнического решения он **не** следует. Это и позволяет утверждать, что электротехническое решение не объясняет экспериментальный факт.

Наконец, существующее решение противоречит существованию т.н. закрученного света [65].

2. О потоке энергии в проводе

Рассмотрим еще поток энергии в проводе. Существующее представление о передаче энергии по проводу состоит в том, что энергия каким-то образом распространяется вне провода [13]: *"... наша «сумасшедшая» теория говорит, что электроны получают свою энергию, растрачиваемую ими на создание теплоты извне, от потока энергии внешнего поля внутрь провода. Интуиция нам подсказывает, что электрон пополняет свою энергию за счет «давления», которое толкает его вдоль провода, так что энергия как будто должна течь вниз (или вверх) по проводу. А вот теория утверждает, что на самом деле на электрон действует электрическое поле, создаваемое очень далекими зарядами, и электроны теряют свою энергию, расходуемую на тепло именно из этих полей. Энергия отдаленных зарядов каким-то образом растекается по большой области пространства и затем втекает внутрь провода."*

Такая теория противоречит и закону сохранения энергии. Действительно, поток энергии, путешествуя в пространстве, должен терять часть энергии. Однако это никак не обнаруживается ни экспериментально, ни теоретически. Но, главное, эта теория противоречит следующему эксперименту. Пусть по центральному проводу коаксиального кабеля течет постоянный ток. Этот провод изолирован от внешнего потока энергии. Откуда же появляется поток энергии, компенсирующий тепловые потери в проводе? Но, кроме потерь в проводе, этот поток из-вне должен проникнуть в нагрузку, например, в обмотки электромоторов, закрытые стальными кожухами статора. Этот вопрос существующая теория не обсуждает.

Итак, существующая теория утверждает, что входящий (перпендикулярно проводу) электромагнитный поток позволяет току преодолевать сопротивление движению и совершает работу, которая превращается в тепло. Этот известный вывод вуалирует естественный

вопрос: как ток может привлекать поток, если ток появляется благодаря потоку? Естественно предположить, что поток создает некоторую э.д.с., которая "движет ток". При этом поток энергии электромагнитной волны присутствует в самой волне и для этого не используется пространство, внешнее по отношению к волне.

Решение уравнений Максвелла должно моделировать такую структуру электромагнитной волны, в которой присутствует поток электромагнитной энергии.

Интуиция, о которой говорит Фейнман, нас **не** обманывает. Автор доказывает это ниже, **не** выходя за рамки уравнений Максвелла.

3. Требования к непротиворечивому решению уравнений Максвелла

Итак, решение уравнений Максвелла должно

- описывать волну в вакууме и волну в проводе,
- не противоречить закону сохранения энергии в каждый момент времени, т.е. устанавливать постоянство плотности потока электромагнитной энергии во времени,
- выявлять сдвиг фаз между электрическими и магнитными напряженностями,
- объяснять существование потока энергии вдоль провода, равного потребляемой мощности.

Ниже выводится такое решение уравнений Максвелла.

4. Варианты уравнений Максвелла

Далее выделяются различные частные случаи (варианты) системы уравнений Максвелла, которые мы пронумеруем для удобства изложения.

Вариант 1.

Уравнения Максвелла в общем случае в системе СГС имеют вид [3]:

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} I = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (4)$$

$$I = \sigma E, \quad (5)$$

где

I, H, E - ток проводимости, магнитная и электрическая напряженности соответственно,
 ε, μ, σ - диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, проводимость материала провода.

Вариант 2.

Для вакуума надо принять $\varepsilon = 1, \mu = 1, \sigma = 0$. Тогда система уравнений (1-5) примет вид:

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (8)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0. \quad (9)$$

Решение этой системы рассмотрено в главе 1.

Вариант 3.

Рассмотрим вариант 1 в комплексном представлении:

$$\operatorname{rot}(E) + i\omega \frac{\mu}{c} H = 0, \quad (10)$$

$$\operatorname{rot}(H) - i\omega \frac{\varepsilon}{c} E - \frac{4\pi}{c} (\operatorname{real}(I) + i \cdot \operatorname{imag}(I)) = 0, \quad (11)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (12)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (13)$$

$$\operatorname{real}(I) = \sigma \cdot \operatorname{abs}(E). \quad (14)$$

Здесь важно отметить, что в (14) указывается не весь ток, а только его реальная часть, т.е. ток проводимости. Мнимая часть тока является током смещения и не зависит от электрических зарядов.

Решение этой системы рассмотрено в главе 4.

Вариант 4.

Для провода, в котором протекает синусоидальный ток I от внешнего источника, иногда можно исключить $\operatorname{real}(I)$ в уравнениях (11-14). Это возможно для низкоомного провода и для диэлектрического провода (подробнее см. в главе 2). При этом система (11-14) принимает вид:

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (15)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} I = 0, \quad (16)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (17)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0. \quad (18)$$

Здесь важно отметить, что ток I **не** является током проводимости, даже если он течет по проводнику.

Решение этой системы рассмотрено в **главе 2**.

Вариант 5.

Для провода постоянного тока система по варианту 1 упрощается благодаря отсутствию производных по времени и принимает вид:

$$\operatorname{rot}(E) = 0, \quad (21)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{4\pi}{c} I = 0, \quad (22)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (24)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (25)$$

$$I = \sigma E \quad (26)$$

ИЛИ

Вариант 6.

$$\operatorname{rot}(I) = 0, \quad (27)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{4\pi}{c} I = 0, \quad (28)$$

$$\operatorname{div}(I) = 0, \quad (29)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0. \quad (30)$$

Решение этой системы рассмотрено в **главе 3**

Мы будем искать монохроматическое решение указанных систем. Переход к полихроматическому решению может быть выполнен с помощью преобразования Фурье.

Мы будем использовать систему цилиндрических координат r, φ, z - см. приложение 1. Очевидно, если решение существует в цилиндрической системе координат, то оно существует и в любой иной системе координат.

Приложение 1. Цилиндрические координаты.

В цилиндрических координатах r, φ, z , как известно [4], скаляр-дивергенция вектора H , вектор-градиент скалярной функции $a(x, y, z)$, вектор-ротор вектора H имеют соответственно вид

$$\operatorname{div}(H) = \left(\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right), \quad (a)$$

$$\operatorname{grad}_r(a) = \frac{\partial a}{\partial r}, \quad \operatorname{grad}_\varphi(a) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial a}{\partial \varphi}, \quad \operatorname{grad}_z(a) = \frac{\partial a}{\partial z}, \quad (b)$$

$$\operatorname{rot}_r(H) = \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \right), \quad (c)$$

$$\operatorname{rot}_\varphi(H) = \left(\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (d)$$

$$\operatorname{rot}_z(H) = \left(\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} \right). \quad (e)$$

Приложение 1. Сферические координаты.

На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ) , а в табл. 1 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора E в этих координатах [4].

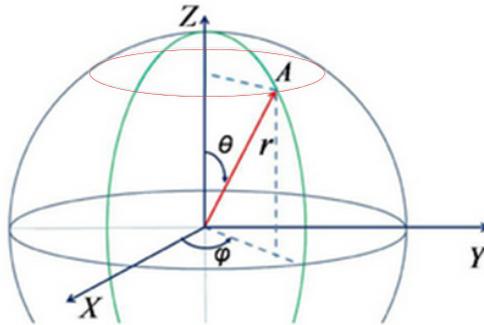


Рис. 1.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\operatorname{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$
2	$\operatorname{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}$

3	$\operatorname{rot}_{\varphi}(E)$	$\frac{E_{\theta}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta}}{\partial \rho} - \frac{\partial E_{\rho}}{\rho \partial \varphi}$
4	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{E_{\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho}}{\partial \rho} + \frac{E_{\theta}}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_{\theta}}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_{\varphi}}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$

Приложение 3. Некоторые соотношения в системах СГС и СИ.

Далее формулы приводятся в системе СГС, но некоторые примеры для наглядности даются в системе СИ. Поэтому в табл. 1 для удобства читателя указаны соотношения между некоторыми единицами измерения в этих системах.

Наименование единицы	СГС	СИ
Сила электрического тока	1 СГС	$3,33 \cdot 10^{-10}$ А
Электрическое напряжение	1 СГС	$3 \cdot 10^2$ В
Мощность, плотность потока энергии	1 СГС	10^{-7} Вт
Плотность потока энергии на единицу длины провода	1 СГС	10^{-5} Вт/м
Плотность электрического тока	1 СГС	$3,33 \cdot 10^{-6}$ А/м ² $3,33 \cdot 10^{-12}$ А/мм ²
Напряженность электрического поля	1 СГС	$3 \cdot 10^4$ В/м
Напряженность магнитного поля	1 СГС, Эрстед	80 А/м
Магнитная индукция	1 СГС, Гаусс	10^{-4} Т
Абсолютная диэлектрическая проницаемость	1 СГС	$8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Абсолютная магнитная проницаемость	1 СГС	$1,26 \cdot 10^{-8}$ Гн/м
Электрическая ёмкость	1 СГС	$1,1 \cdot 10^{-12}$ Ф
Индуктивность	1 СГС	10^{-9} Гн
Электрическое сопротивление	1 СГС	$9 \cdot 10^{11}$ Ом
Электрическая проводимость	1 СГС	$1,1 \cdot 10^{-12}$ см
Удельное электрическое сопротивление	1 СГС	$9 \cdot 10^9$ Ом·м
Удельная электрическая проводимость	1 СГС	$1,1 \cdot 10^{-10}$ см/м

Глава 1. Второе решение уравнений Максвелла для вакуума

Оглавление

1. Введение
 2. Решение уравнений Максвелла
 3. Напряженности
 4. Потоки энергии
 5. Импульс и момент импульса
 6. Обсуждение
- Приложение 1
Приложение 2

1. Введение

В главе "Предисловие" показана противоречивость известного решения уравнений Максвелла. Ниже предлагается новое решение уравнений Максвелла для вакуума [5].

2. Решение уравнений Максвелла

Рассмотрим решение системы уравнений Максвелла для вакуума, которая приведена в главе "Предисловие", как вариант 1, и имеет вид

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{div}(E) = 0,$$

$$\operatorname{div}(H) = 0.$$

В системе цилиндрических координат r , φ , z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = M_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = M_\varphi, \quad (3)$$

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = M_z, \quad (4)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (8)$$

$$J = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (9)$$

$$M = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (10)$$

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (11)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (12)$$

где α , χ , ω – некоторые константы. Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$J_r = j_r(r)co, \quad (13)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r)si, \quad (14)$$

$$J_z = j_z(r)si, \quad (15)$$

$$H_r = h_r(r)co, \quad (16)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r)si, \quad (17)$$

$$H_z = h_z(r)si, \quad (18)$$

$$E_r = e_r(r)si, \quad (19)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r)co, \quad (20)$$

$$E_z = e_z(r)co, \quad (21)$$

$$M_r = m_r(r)co, \quad (21)$$

$$M_{\varphi} = m_{\varphi}(r)si, \quad (22)$$

$$M_z = m_z(r)si, \quad (23)$$

где $j(r)$, $h(r)$, $e(r)$, $m(r)$ - некоторые функции координаты r .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-23) преобразуют систему уравнений (1-10) с тремя аргументами r , φ , z в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $j(r)$, $h(r)$, $e(r)$, $m(r)$.

В приложении 1 показано, что у такой системы **существует** решение, имеющее следующий вид (в приложении 1 см. (3.1, 39, 33, 34, 32) соответственно):

$$h_z(r) = 0, e_z(r) = 0. \quad (24)$$

$$e_r = e_{\varphi} = \frac{A}{2} r^{-(1-\alpha)}, \quad (25)$$

$$h_{\varphi}(r) = e_r(r). \quad (26)$$

$$h_r(r) = -e_{\varphi}(r), \quad (27)$$

$$\chi = \omega/c. \quad (28)$$

где $A, c, \alpha, \chi, \omega$ – константы.

Тем самым мы получили монохроматическое решение системы уравнений (1-10). Переход к полихроматическому решению может быть выполнен с помощью преобразования Фурье. Очевидно, если решение существует в цилиндрической системе координат, то оно существует и в любой иной системе координат.

Таким образом, мы получили общее решение уравнений Максвелла в вакууме.

3. Напряженности

Рассмотрим решение (2.25):

$$e_r = e_{\varphi} = 0.5A \cdot r^{\alpha-1}, \quad (1)$$

где $(A|2)$ – амплитуда напряженности. Из (1) следует:

$$(e_r^2 + e_{\varphi}^2) = A \cdot r^{2(\alpha-1)}. \quad (2)$$

На рис. 1 показаны, например, графики функций (1, 2) при $A = -1$, $\alpha = 0.8$.

На рис. 2 показаны векторы напряженностей, исходящие из точки $A(r, \varphi)$. Напомним, что проекции $h_{\varphi}(r) = e_r(r)$ и $h_r(r) = -e_{\varphi}(r)$ - см. (2.26, 2.27). Направления векторов $e_r(r)$ и $e_{\varphi}(r)$

выбраны так: $e_r(r) > 0$, $e_\varphi(r) < 0$. При этом векторы E , H всегда ортогональны. Сумма модулей этих векторов определяется из (2.17, 2.18, 2.20, 2.21, 2.26, 2.27) и равна

$$W = E^2 + H^2 = (e_r(r) \delta i)^2 + (e_\varphi(r) \delta i)^2 + (h_r(r) \epsilon o)^2 + (h_\varphi(r) \epsilon o)^2$$

или

$$W = (e_r(r))^2 + (e_\varphi(r))^2 \quad (3)$$

- см. также (10) и рис. 1. Таким образом, плотность энергии электромагнитной волны постоянна на всех точках окружности данного радиуса.

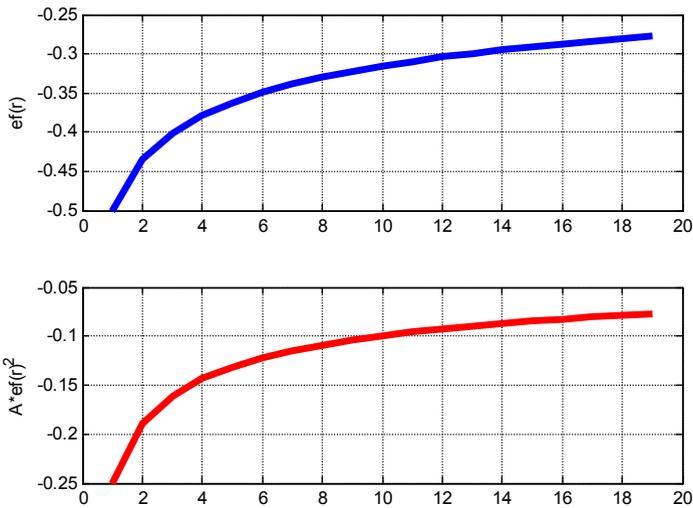


Fig.1. SecondSolMax.m

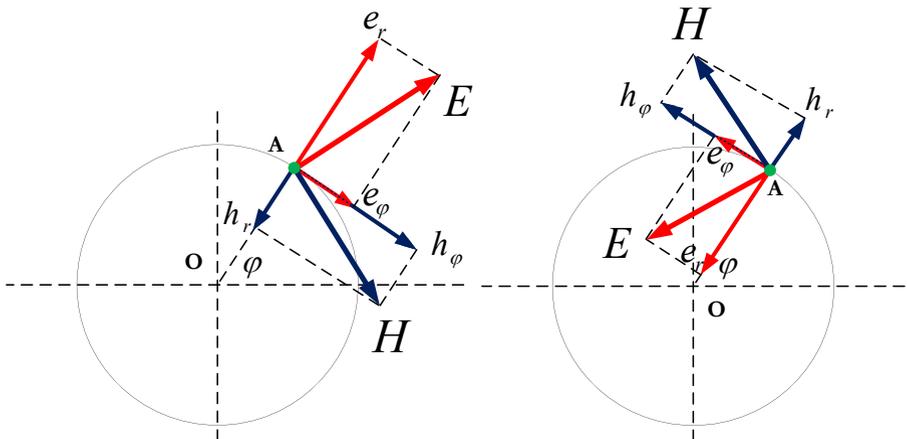


Рис. 2.

Рис. 3.

Решение существует и при измененных знаках функций (2.11, 2.21). Этому случаю соответствует рис. 3. Рис. 2 и рис. 3 иллюстрируют то, что возможны два вида циркулярной поляризации электромагнитной волны.

Для демонстрации сдвига фаз между компонентами волны рассмотрим функции (2.11, 2.12) и (2.16-2.21). Видно, что в каждой точке с координатами r, φ, z напряженности H, E сдвинуты по фазе на четверть периода.

Рассмотрим функции (2.11, 2.12) и (2.28) Тогда найдем

$$co = \cos\left(\alpha\varphi + \frac{\omega}{c}z + \omega t\right), \quad si = \sin\left(\alpha\varphi + \frac{\omega}{c}z + \omega t\right). \quad (4)$$

Рассмотрим точку, движущуюся по цилиндру постоянного радиуса r , у которой значение напряженности зависит от времени по формуле

$$H_{r.} = h_r(r)\cos(\omega t) \quad (5)$$

Сравнивая эту формулу с (2.16) и учитывая (4), замечаем, что формулы (5) и (2.16) совпадают, если в любой момент времени

$$\alpha\varphi + \frac{\omega}{c}z = 0 \quad (6)$$

или

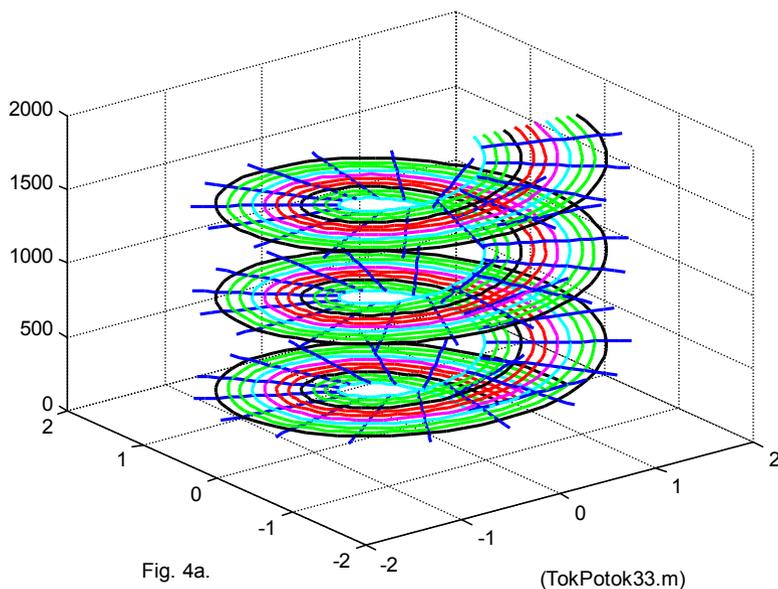
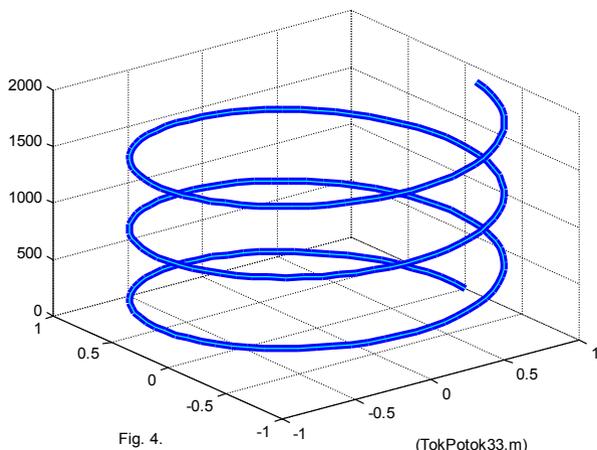
$$\varphi = -\frac{\omega}{\alpha \cdot c}z. \quad (7)$$

Траектория точки, описываемая формулами (4, 7, 2.28) является винтовой линией. Таким образом, уравнения линии, по которой точка движется так, что ее напряженность изменяется синусоидально во времени, является винтовой линией. Эти же рассуждения можно повторить для других напряженностей (2.17-2.21). Итак,

траектория точки, которая движется по цилиндру данного радиуса так, что значение любой напряженности в этой точке изменяется синусоидально во времени, является винтовой линией.

(A)

Например, на рис. 4 показана винтовая линия при $r = 1, c = 300000, \omega = 3000, \alpha = -3, \varphi = [0 \div 2\pi]$. На рис. 4а показаны винтовые линии при тех же условиях, но для различных значений радиуса при $r = [0.5, 0.6, \dots 1.0, 1.1]$. Прямыми линиями показаны геометрические места точек с равными φ .



Последний тезис **(A)** означает, что в точке T , движущейся по данной винтовой линии, векторы напряженностей (2.16-2.21) имеют следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cos(\omega t), \quad H_\varphi = h_\varphi(r) \sin(\omega t), \quad H_z = h_z(r) \sin(\omega t),$$

$$E_r = e_r(r) \sin(\omega t), \quad E_\varphi = e_\varphi(r) \cos(\omega t), \quad E_z = e_z(r) \cos(\omega t).$$

Выше было показано (см. (2.24-2.27), что $h_z(r) = 0$, $e_z(r) = 0$, $e_r(r) = e_\varphi(r) = e_{r\varphi}(r)$, $h_\varphi(r) = e_{r\varphi}(r)$, $h_r(r) = -e_{r\varphi}(r)$. Следовательно, в каждой точке имеются только векторы

$$H_{r\cdot} = -e_{r\varphi}(r)\cos(\omega t), \quad H_{\varphi\cdot} = e_{r\varphi}(r)\sin(\omega t),$$

$$E_{r\cdot} = e_{r\varphi}(r)\sin(\omega t), \quad E_{\varphi\cdot} = e_{r\varphi}(r)\cos(\omega t).$$

При этом суммарные векторы $H_{r\varphi} = H_r + H_\varphi$ и $E_{r\varphi} = E_r + E_\varphi$ находятся в плоскости r, φ и имеют модули $|H_{r\varphi}| = e_{r\varphi}(r)$, $|E_{r\varphi}| = e_{r\varphi}(r)$. На рис. 4б показаны все эти векторы. Видно, что при движении точки T по винтовой линии суммарные векторы $H_{r\varphi}$ и $E_{r\varphi}$ вращаются в плоскости r, φ . Их модули остаются постоянными и равными между собой. Эти векторы $H_{r\varphi}$ и $E_{r\varphi}$ всегда ортогональны.

Итак, в каждой точке T , движущейся по данной винтовой линии, векторы магнитной и электрической напряженностей

- существуют только в плоскости, перпендикулярной оси винтовой линии, т.е. существуют только две проекции этих векторов,
- изменяются синусоидально,
- сдвинуты по фазе на четверть периода.

Суммарные векторы

- вращаются в этой плоскости,
- имеют постоянные модули,
- ортогональны друг другу.

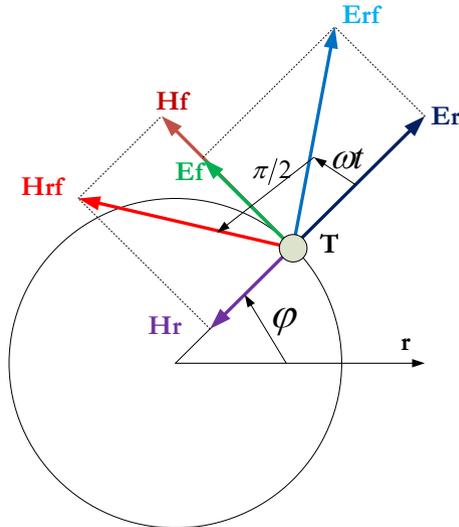


Рис. 4б.

4. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

$$S = \eta E \times H, \quad (1)$$

где

$$\eta = c/4\pi. \quad (2)$$

В системе СИ $\eta = 1$ и последняя формула (1) принимает вид:

$$S = E \times H, \quad (3)$$

В цилиндрических координатах r, φ, z плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_r, S_φ, S_z , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta(E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Из (2.12-2.17, 3.4) следует, что поток, проходящий через данное сечение волны в данный момент времени,

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \bar{S}_r \\ \bar{S}_\varphi \\ \bar{S}_z \end{bmatrix} = \eta \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} s_r &= (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \\ s_\varphi &= (e_z h_r - e_r h_z). \\ s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) \end{aligned} \quad (6)$$

В приложении 1 показано, что $h_z(r) = 0, e_z(r) = 0$. Следовательно, $s_r = 0, s_\varphi = 0$, т.е. поток энергии распространяется только вдоль оси OZ и равен

$$\bar{S} = \bar{S}_z = \eta \iint_{r,\varphi} [s_z \cdot si \cdot co] dr \cdot d\varphi. \quad (7)$$

Отсутствие потока энергии по радиусу означает, что область существования волны **НЕ расширяется**. Подтверждением этому является существование лазера.

Найдем s_z . Из (2.26, 2.27) получаем:

$$e_r h_\varphi = e_r^2, \quad (8)$$

$$e_{\varphi} h_r = -e_{\varphi}^2. \quad (9)$$

Из (7, 8, 9) получаем:

$$s_z = (e_r^2 + e_{\varphi}^2). \quad (10)$$

Таким образом,

$$\bar{S} = \eta \iint_{r, \varphi} [(e_r^2 + e_{\varphi}^2) \sin \theta \cdot r] dr \cdot d\varphi. \quad (11)$$

Отсюда, как показано в приложении 2, следует, что

$$\bar{S} = \frac{c}{16\alpha\pi} (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (e_r^2 + e_{\varphi}^2) dr. \quad (12)$$

Из (10, 12) находим:

$$\bar{S} = \frac{cA}{16\alpha\pi} (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (r^{2(\alpha-1)}) dr. \quad (12a)$$

Пусть R – радиус кругового фронта волны. Тогда

$$S_{\text{int}} = \int_{r=0}^R (r^{2(\alpha-1)}) dr = \frac{R^{2\alpha-1}}{(2\alpha-1)}, \quad (13)$$

$$S_{\text{alfa}} = \frac{1}{\alpha} (1 - \cos(4\alpha\pi)), \quad (14)$$

$$\bar{S} = \frac{cA}{16\pi} S_{\text{alfa}} S_{\text{int}}. \quad (15)$$

На рис. 5 показана функция $S_{\text{alfa}}(\alpha)$ (13), а на рис. 6 показана функция $S_{\text{int}}(\alpha)$. На рис. 6 верхняя и нижняя кривые относятся соответственно к $R = 200$ и $R = 100$. Из формулы (15), рис. 5 и рис 6 видно, что поток энергии является положительным, например, при $A = -1$, $\alpha = 0.8$.

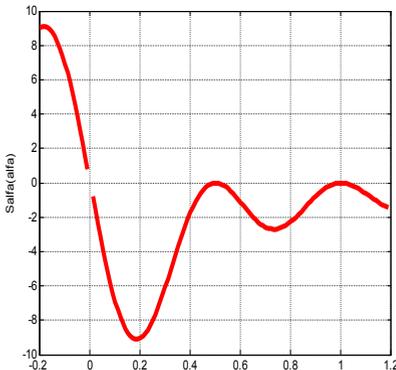


Fig.5. SecondSolMax.m

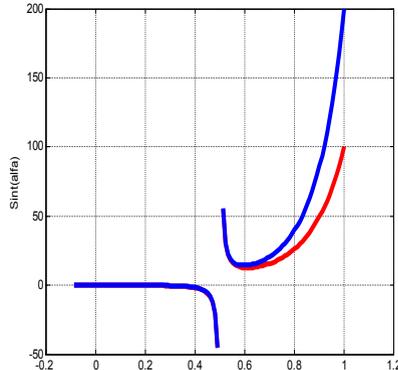


Fig.6. SecondSolMax.m

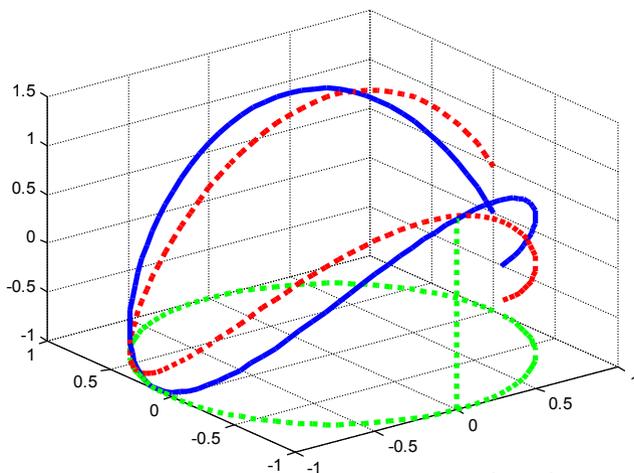


Fig.7. SecondSolMax.m

Поскольку поток энергии и энергия связаны соотношением $S = W \cdot c$, то из (15) можно найти энергию единицы длины волны:

$$\bar{W} = \frac{A}{16\pi} S_{alfa} S_{int}. \quad (17)$$

В приложении 2 показано также, что плотность потока энергии на окружности данного радиуса определяется функцией вида

$$\bar{S}_{rz} = (e_r^2 + e_\varphi^2) \sin(2\alpha\varphi + 4\omega z/c). \quad (18)$$

Отсюда и из (3.10) следует:

$$\bar{S}_{rz} = A \cdot r^{2(\alpha-1)} \sin(2\alpha\varphi + 4\omega z/c). \quad (19)$$

На рис. 7 показана эта функция при $A=1$, $\alpha=0.8$, $r=1$ и двух значениях второго слагаемого: 0 и 0.5 – см. сплошную и пунктирную линии соответственно.

Отсюда следует, что

- плотность потока неравномерно распределена по сечению потока – существует картина распределения плотности потока по сечению волны;
- эта картина вращается при перемещении по оси OZ;
- поток энергии (15), проходящий через площадь сечения, не зависит от t , φ , z ; главное, что эта величина не изменяется во времени, и это соответствует закону сохранения энергии.

5. Импульс и момент импульса

Известно, что поток энергии связан с другими характеристиками волны зависимостями следующего вида [21, 25, 63] (в системе СИ):

$$|f| = W. \quad (1)$$

$$S = W \cdot c, \quad (2)$$

$$p = W/c, \quad p = S/c^2, \quad (3)$$

$$f = p \cdot c, \quad f = S/c, \quad (4)$$

$$m = p \cdot r, \quad (5)$$

где

W - плотность энергии (скаляр), $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$,

S - плотность потока энергии (вектор), $\text{кг} \cdot \text{с}^{-3}$,

p - плотность импульса (вектор), $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$,

f - плотность потока импульса (вектор), $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$,

m - плотность момента импульса в данной точке вокруг оси, отстоящей от данной точки на расстояние r (вектор), $\text{кг} \cdot \text{с}^{-2}$,

V - объем электромагнитного поля (скаляр), м^3 .

Из вышеизложенного следует, что в электромагнитной волне существуют потоки энергии, направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси. Следовательно, в электромагнитной волне существуют также импульсы, направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси. Существуют также моменты импульса относительно любого радиуса, любой окружности и относительно оси.

Рассмотрим момент импульса относительно оси z . В соответствии с (3) найдем этот момент:

$$L_z = p_z r = S_z r / c. \quad (6)$$

Этот момент является орбитальным угловым моментом, который обнаруживается в т.н. закрученном свете. Далее приводится сокращенная цитата из [64]. *О том, что световая волна несет не только энергию и импульс, но еще и угловой момент, было известно столетие назад. Поначалу, конечно, угловой момент ассоциировался только с поляризацией света. ... Шло время. Были созданы лазеры, лазерным светом научились управлять, развивалась теория описания его электромагнитного поля. И в какой-то момент пришло осознание того, что эти два свойства - направленность светового пучка и его закрученность - вовсе не противоречат друг другу. ... Были предложены и конкретные схемы создания и детектирования закрученности. Три года спустя ... экспериментаторы убедились, что специальным образом приготовленная мода лазерного света,*

которую умели создавать и раньше, действительно отвечает закрученному свету. ... После этого начался лавинообразный поток исследований закрученного света. ... Параллельно с фундаментальными исследованиями начали развиваться и разнообразные применения закрученного света..."

Вместе с тем, следует заметить, что закрученность света не следует из существующего решения уравнений Максвелла. Однако, она естественным образом следует из предложенного решения – см. (6). На рис. 7а (взятом из [64]) "картинка с закрученным светом показывает не электрическое поле, а именно волновой фронт (на среднем фрагменте показан незакрученный свет, а на верхнем и нижнем фрагментах – свет, закрученный в ту или иную сторону). Он не плоский, тут фаза волны меняется не только при движении вдоль луча, но и при смещении в поперечной плоскости ... Поскольку поток энергии световой волны обычно направлен перпендикулярно волновому фронту, то получается, что в закрученном свете энергия и импульс волны не просто летят вперед, а как бы крутятся при этом вокруг оси движения." Именно это и получено выше – см. для сравнения рис. 3.4а.

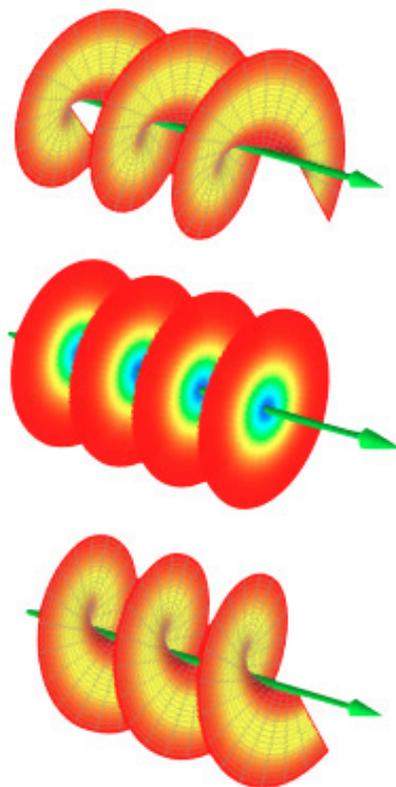


Рис. 7а.

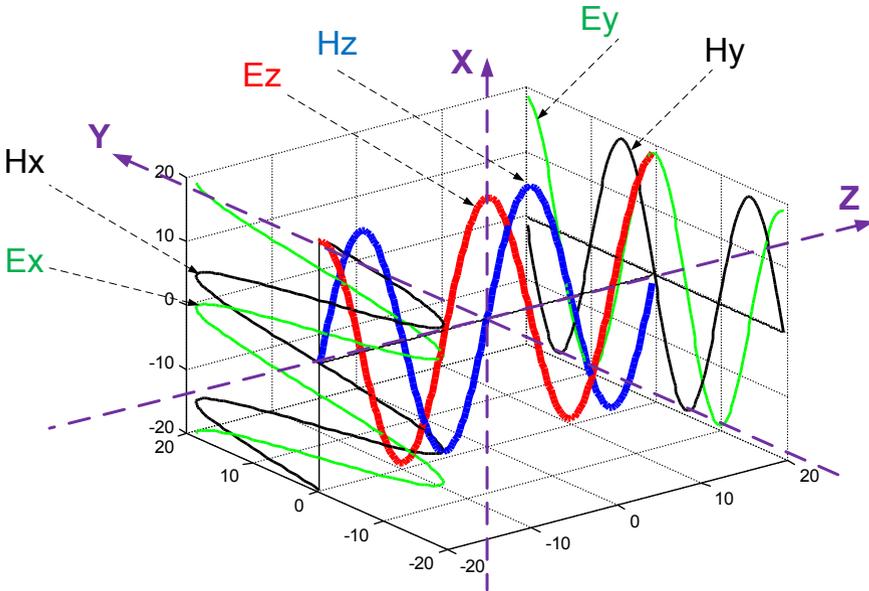


Рис. 8.

6. Обсуждение

На рис. 8 показаны напряженности в декартовых координатах. Полученное решение описывает волну. Основные отличия этого решения от известного решения состоят в следующем:

1. Мгновенный (а не средний по некоторому периоду) поток энергии **не** изменяется во времени, что соответствует закону сохранения энергии.
2. Поток энергии имеет положительное значение.
3. Поток энергии распространяется вдоль волны
4. Магнитная и электрическая напряженности на некоторой оси координат r , φ , z сдвинуты по фазе на четверть периода.
5. Решение для магнитных и электрических напряженностей является вещественным.
6. Решение существует при постоянной скорости распространения волны.
7. Область существования волны **не** расширяется, что подтверждается существованием лазера.
8. Векторы электрической и магнитной напряженностей ортогональны.

9. Возможны два вида циркулярной поляризации электромагнитной волны
10. Волна и ее энергия определены, если заданы параметры A, ω, R, α . При данных R, \bar{S} может быть найден параметр α .
11. Точка, движущаяся по цилиндру постоянного радиуса так, что значение любой напряженности в этой точке изменяется синусоидально во времени, является винтовой линией.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.1-2.10) в виде функций (2.13-2.23). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.1-2.10) с учетом (2.11, 2.12) в виде

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi = m_r(r), \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) = m_\varphi(r), \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = m_z(r), \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (6)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (7)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha - j_z(r) = 0, \quad (8)$$

$$j_r = \frac{\omega}{c} e_r, \quad j_\varphi = -\frac{\omega}{c} e_\varphi, \quad j_z = -\frac{\omega}{c} e_z, \quad (9)$$

$$m_r = \frac{\omega}{c} h_r, \quad m_\varphi = -\frac{\omega}{c} h_\varphi, \quad m_z = -\frac{\omega}{c} h_z, \quad (10)$$

Мы рассматриваем бегущую волну в вакууме. В этом случае $e_z(r) = 0$, поскольку нет внешнего источника энергии.

При этом в соответствии с (9) получим $j_z(r) = 0$. Тогда исходная система (1, 5-8) примет вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (17)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (19)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (20)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (21)$$

Подставим (9) в (17). Тогда получим:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (22)$$

Подставим (19, 20) в (22). Тогда получим:

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \frac{1}{r} \cdot h'_z(r) \alpha - h'_\varphi(r) \chi + (-h_r(r) \chi - h'_z(r)) \frac{\alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi - h'_\varphi(r) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0 \quad (23)$$

При этом для вычисления трех напряженностей получим три уравнения (19, 21, 23). Исключим $h'_\varphi(r)$ из (21, 23):

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \left(\frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) + h_r(r) \frac{\alpha}{r} \right) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0$$

или $\frac{-1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha = 0$ или $h_z(r) = 0$. Таким образом, при $e_z(r) = 0$

должно соблюдаться условие $h_z(r) = 0$. Отсюда следует

Лемма 1. При $e_z(r) = 0$ система уравнений (1, 5-9) совместима только в том случае, когда $h_z(r) = 0$.

При $e_z(r) = 0$ и $h_z(r) = 0$ уравнения (1, 5-9) принимают следующий вид - уравнения (1, 5, 8) упрощаются, а уравнения (6, 7) с учетом (9) заменяются нижеприведенными уравнениями (1.3, 1.4):

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{c\chi}{\omega} h_\varphi(r) = e_r(r), \quad (1.3)$$

$$-\frac{c\chi}{\omega} h_r(r) = e_\varphi(r), \quad (1.4)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (1.5)$$

Аналогично доказывается

Лемма 2. При $e_z(r) = 0$ система уравнений (1-5, 10) совместима только в том случае, когда $h_z(r) = 0$.

При этом аналогично формулам (24, 28) получаем формулы

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (2.1)$$

$$e_\varphi(r)\chi = -\frac{\omega}{c} h_r(r), \quad (2.2)$$

$$e_r(r)\chi = \frac{\omega}{c} h_\varphi(r), \quad (2.3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (2.4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0. \quad (2.5)$$

Из леммы 1 и леммы 2 следует

Лемма 3. Система уравнений (1-10) совместима только при $h_z(r) = 0$, $e_z(r) = 0$. (3.1)

Следовательно, исходная система уравнений (1-10) принимает вид уравнений, перечисленных в леммах 1 и 2. Объединим их для удобства читателя:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (24)$$

$$e_\varphi(r)\chi = -\frac{\omega}{c} h_r(r), \quad (25)$$

$$e_r(r)\chi = \frac{\omega}{c} h_\varphi(r), \quad (26)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (27)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (28)$$

$$h_\varphi(r)\chi = \frac{\omega}{c} e_r(r), \quad (29)$$

$$-h_r(r)\chi = \frac{\omega}{c} e_\varphi(r), \quad (30)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (31)$$

Умножим уравнения (26, 29). Тогда получим:

$$-e_r(r)h_\varphi(r)\chi^2 = -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 e_r(r)h_\varphi(r)$$

или

$$\chi = \omega/c. \quad (32)$$

Подставляя (32) в (26, 29), получаем:

$$h_\varphi(r) = e_r(r). \quad (33)$$

Таким образом, при условии (32) уравнения (26, 29) эквивалентны одному уравнению (33). Аналогичное соотношение следует из (25, 30):

$$h_r(r) = -e_\varphi(r), \quad (34)$$

Итак, система уравнений (24-31) эквивалентна системе уравнений (24, 27, 28, 31-34).

Далее выполняется решение уравнений (24, 27).

Предварительно рассмотрим уравнение вида

$$\frac{ay}{x} + y' = 0, \quad (a)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$y = x^{-a} \text{ или } y = 0. \quad (b)$$

Сложим уравнения (24) и (27):

$$(e_r + e_\varphi)' + \frac{(e_r + e_\varphi)}{r}(1 - \alpha) = 0, \quad (35)$$

Вычтем уравнение (27) из (24):

$$(e_r - e_\varphi)' + \frac{(e_r - e_\varphi)}{r}(1 + \alpha) = 0, \quad (36)$$

В соответствии с (a, b) из (35) находим:

$$(e_r + e_\varphi) = Ar^{-(1-\alpha)} \text{ или } (e_r + e_\varphi) = 0. \quad (37)$$

В соответствии с (a, b) из (36) находим:

$$(e_r - e_\varphi) = Cr^{-(1+\alpha)} \text{ или } (e_r - e_\varphi) = 0. \quad (38)$$

Складывая и вычитая уравнения (38) из (37), найдем 4 решения:

$$e_r = e_\varphi = \frac{A}{2} r^{-(1-\alpha)}, \quad (39)$$

$$e_r = -e_\varphi = \frac{C}{2} r^{-(1+\alpha)}, \quad (40)$$

$$\begin{cases} e_r(r) = \frac{1}{2} (Ar^{-(1-\alpha)} + Cr^{-(1+\alpha)}) \\ e_\varphi(r) = \frac{1}{2} (Ar^{-(1-\alpha)} - Cr^{-(1+\alpha)}) \end{cases} \quad (41)$$

$$e_r = e_\varphi = 0. \quad (42)$$

В дальнейшем мы рассмотрим решение (39). Таким образом, исходная система уравнений (1-10) имеет решение следующего вида:

$$h_z(r) = 0, \quad e_z(r) = 0. \quad (3.1)$$

$$\chi = \omega/c. \quad (32)$$

$$e_r = e_\varphi = \frac{A}{2} r^{-(1-\alpha)}, \quad (39)$$

$$h_\varphi(r) = e_r(r). \quad (33)$$

$$h_r(r) = -e_\varphi(r), \quad (34)$$

Приложение 2.

В (3.11) показано, что поток энергии, проходящий через сечение волны,

$$\bar{S} = \eta \iint_{r,\varphi} [(e_r^2 + e_\varphi^2) \sin \theta \cos \theta] r \cdot d\varphi. \quad (1)$$

Пусть скорость распространения волны постоянна и равна c . Тогда

$$z = ct. \quad (2)$$

Тогда из (2, 2.11, 2.12, 2.30) получаем:

$$\cos \theta = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t) = \cos(\alpha\varphi + (2\omega/c)z) \quad (3)$$

и, аналогично,

$$\sin \theta = \sin(\alpha\varphi + (2\omega/c)z). \quad (4)$$

Имея в виду (3, 4), перепишем (1) в виде:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \eta \iint_{r,\varphi} [(e_r^2 + e_\varphi^2) \sin(2(\alpha\varphi + (2\omega/c)z))] r \cdot d\varphi. \quad (5)$$

Таким образом, плотность потока энергии на окружности данного радиуса определяется функцией вида

$$\bar{S}_{rz} = (e_r^2 + e_\varphi^2) \sin(2\alpha\varphi + 4\omega z/c). \quad (5a)$$

При $z=0$ на оси OZ имеем:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \eta \iint_{r, \varphi} [(e_r^2 + e_\varphi^2) \sin(2\alpha\varphi)] dr d\varphi. \quad (6)$$

Далее из (6) находим:

$$\bar{S} = \frac{\eta}{2} \int_r \left((e_r^2 + e_\varphi^2) \left(\int_\varphi \sin(2\alpha\varphi) d\varphi \right) dr \right). \quad (7)$$

Имеем:

$$\int_\varphi \sin(2\alpha\varphi) d\varphi = \int_0^{2\pi} \sin(2\alpha\varphi) d\varphi = \frac{1}{2\alpha} (1 - \cos(4\pi\alpha)). \quad (8)$$

Из (7, 8) получаем:

$$\bar{S} = \frac{\eta}{4\alpha} (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r ((e_r^2 + e_\varphi^2) dr). \quad (9)$$

Подставляя сюда (3.2), окончательно получаем:

$$\bar{S} = \frac{c}{16\alpha\pi} (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r ((e_r^2 + e_\varphi^2) dr). \quad (10)$$

Очевидно, при любом выборе точки $z=0$ на оси OZ последнее соотношение сохраняется.

Глава 2. Решение уравнений Максвелла для диэлектрической цепи переменного тока

Оглавление

1. Введение
 2. Решение уравнений Максвелла
 3. Напряженности и потоки энергии
 4. Обсуждение
- Приложение 1
Приложение 2
Приложение 3

1. Введение

В главе 1 рассматривается электромагнитное поле в вакууме. Очевидным образом полученное там решение распространяется на непроводящую – диэлектрическую среду с определенными ε , μ – диэлектрической и магнитной проницаемостью. Следовательно, электромагнитное поле существует и в конденсаторе. Однако существенным отличием конденсатора является то, что его поле имеет ненулевую электрическую напряженность по одной из координат, создаваемую внешним источником. При рассмотрении электромагнитного поля в вакууме отсутствие внешнего источника постулировалось.

Точно также можно говорить о диэлектрической цепи переменного тока. Далее рассматривается система уравнений Максвелла для такой цепи. Показывается, что в такой цепи также возникает электромагнитная волна. Важным отличием этой волны от волны в вакууме является то, что в первой имеется продольная электрическая напряженность, создаваемая внешним источником энергии.

Здесь рассматриваются уравнения Максвелла в системе СГС следующего вида (как и в главе 1, но с отличными от единицы величинами ε , μ):

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (4)$$

где H, E - магнитная и электрическая напряженности соответственно.

2. Решение системы уравнений

Рассмотрим решение системы уравнений Максвелла (1.1-1.4) [37]. В системе цилиндрических координат r, φ, z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = v \frac{dH_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = v \frac{dH_\varphi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = v \frac{dH_z}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = q \frac{dE_r}{dt} \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = q \frac{dE_\varphi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = q \frac{dE_z}{dt} \quad (8)$$

где

$$v = -\mu/c, \quad (9)$$

$$q = \varepsilon/c, \quad (10)$$

- электрические напряженности $E_r, E_\varphi, E_z,$
- магнитные напряженности $H_r, H_\varphi, H_z.$

Глава 2. Решение для диэлектрической цепи переменного тока

Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности E_z .

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (11)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (12)$$

где α , χ , ω – некоторые константы. Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_r = h_r(r)co, \quad (13)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r)si, \quad (14)$$

$$H_z = h_z(r)si, \quad (15)$$

$$E_r = e_r(r)si, \quad (16)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r)co, \quad (17)$$

$$E_z = e_z(r)co, \quad (18)$$

где $h(r)$, $e(r)$ - некоторые функции координаты r .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-18) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами r , φ , z , t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r)$, $e(r)$.

Таблица 1.

	глава 1	глава 2
e_φ	$Ar^{\alpha-1}$	$A \cdot \text{kh}(\alpha, \chi, r)$
e_r	$Ar^{\alpha-1}$	$\frac{1}{\alpha} (e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r))$
e_z	0	$A \cdot r \cdot e_\varphi(r) \frac{q}{\alpha}$
h_r	$-e_\varphi(r)$	$A \frac{\varepsilon\omega}{c\chi} e_\varphi(r)$
h_φ	$-h_r(r)$	$-A \frac{\varepsilon\omega}{c\chi} e_r(r)$
h_z	0	0

Глава 2. Решение для диэлектрической цепи переменного тока

В приложении 1 показано, что такое решение существует. Это решение имеет следующий вид:

$$e_\varphi(r) = kh(\alpha, \chi, r), \tag{20}$$

$$e_r(r) = \frac{1}{\alpha} (e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r)), \tag{21}$$

$$e_z(r) = r \cdot e_\varphi(r) \frac{q}{\alpha}, \tag{22}$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi}, \tag{23}$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi}, \tag{24}$$

$$h_z(r) \equiv 0. \tag{25}$$

где $kh()$ – функция, определенная в приложении 2,

$$q = \left(\chi - \frac{\mu\varepsilon\omega^2}{c^2\chi} \right). \tag{26}$$

Сравним это решение и решение, полученное в главах 1 и 2 – см. табл. 1. Видно существенное отличие этих решений.

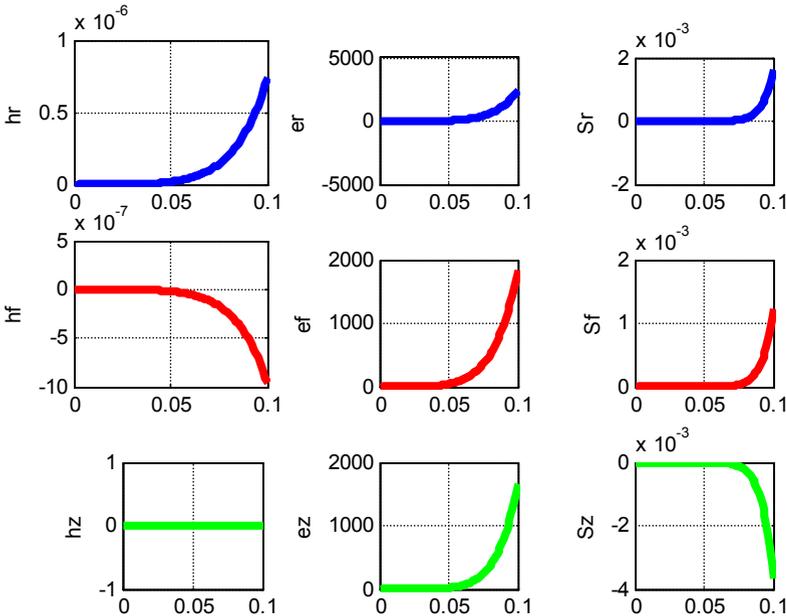


Fig.1. (SSB6(3).m)

3. Напряженности и потоки энергии

Также, как и в главе 1, плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \overline{S_r} \\ \overline{S_\varphi} \\ \overline{S_z} \end{bmatrix} = \eta \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} s_r &= (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \\ s_\varphi &= (e_z h_r - e_r h_z), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) \\ \eta &= c/4\pi. \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрим функции (2) и $e_r(r)$, $e_\varphi(r)$, $e_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. На рис. 1 показаны, например, графики этих функций при $A=1$, $\alpha=5.5$, $\mu=1$, $\varepsilon=2$, $\chi=50$, $\omega=300$.

4. Обсуждение

Дальнейшие выводы аналогичны тем, которые получены в главе 1. Итак, в диэлектрической цепи и, в частности, в конденсаторе, включенных в цепь синусоидального тока распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла. При этом напряженности, ток смещения и поток энергии распространяются в диэлектрике по винтовой траектории.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.1-2.8) в виде функций (2.13-2.18). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.1-2.8) с учетом (2.11, 2.12) в виде

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \quad (6)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0. \quad (8)$$

Соответствие между номерами формул в разделе 2 и здесь таково:

Раздел 2	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8
Прил. 1	1	5	6	7	8	6	7	8

Далее будет выполняться преобразование формул (1-8). При этом нумерация формул после преобразования будет сохраняться (так удобнее проследить последовательность преобразований) и только новые формулы будут принимать следующий номер.

Примем, что

$$h_z(r) = 0. \quad (9)$$

Из (6, 7) получаем:

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi} \quad (6)$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi} \quad (7)$$

Сравним (1, 8):

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0, \quad (8)$$

Из (6, 7) следует, что (1, 8) совпадают. Тогда (8) можно исключить. Далее сравним (4, 5):

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0. \quad (5)$$

Из (6, 7) следует, что (4, 5) совпадают. Тогда (5) можно исключить. Остаются уравнения:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (4)$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi}, \quad (6)$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi}. \quad (7)$$

Подставим (6,7) в (2, 3):

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi} = 0, \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi} = 0, \quad (3)$$

или

$$\frac{\alpha}{r} \cdot e_z(r) = e_\varphi(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (2)$$

$$e'_z(r) = e_r(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (3)$$

Остались следующие уравнения:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\alpha}{r} \cdot e_z(r) = e_\varphi(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (2)$$

$$e'_z(r) = e_r(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (4)$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi}, \quad (6)$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi}. \quad (7)$$

Обозначим:

$$q = \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (11)$$

Из (1, 2, 11) находим:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi r \cdot e_\varphi(r) q / \alpha = 0, \quad (12)$$

Из (4) находим:

$$e_r(r) = \frac{1}{\alpha} (e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r)) \quad (13)$$

$$e'_r(r) = \frac{1}{\alpha} (2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r)) \quad (14)$$

Из (12-14) находим:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) \right) + \frac{1}{\alpha} (2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r)) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \frac{q\chi}{\alpha} r \cdot e_\varphi(r) = 0 \quad (15)$$

Решение и анализ этого уравнения дано в приложении 2. Полученное там решение не имеет аналитического выражения. Назовем это решение функцией

$$e_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (16)$$

а ее производную – функцией

$$e'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r). \quad (17)$$

При известных функциях (16, 17) могут быть найдены остальные функции. Итак, для определения всех функций имеем уравнения:

$$h_z(r) \equiv 0, \quad (9)$$

$$e_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (16)$$

$$e'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r), \quad (17)$$

$$e_r(r) = \frac{1}{\alpha} (e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r)), \quad (13)$$

$$e'_r(r) = \frac{1}{\alpha} (2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r)), \quad (14)$$

$$e_z(r) = r \cdot e_\varphi(r) \frac{q}{\alpha}, \quad (2)$$

$$e'_z(r) = e_r(r) q, \quad (3)$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi}, \quad (6)$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi}. \quad (7)$$

Точность полученного решения анализируется в приложении 3.

Приложение 2.

Рассмотрим уравнение (15) из приложения 1:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) \right) + \frac{1}{\alpha} \left(2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r) \right) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \frac{q\chi}{\alpha} r \cdot e_\varphi(r) = 0. \quad (1)$$

Упрощая его, получаем:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) \right) + \left(2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r) \right) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha^2 - q\chi r \cdot e_\varphi(r) = 0 \\ & e_\varphi(r) \left(\frac{-\alpha^2 + 1}{r} - q\chi r \right) + 3e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r) = 0, \\ & e''_\varphi(r) = e_\varphi(r) \left(\frac{\alpha^2 - 1}{r^2} + q\chi \right) - \frac{3}{r} e'_\varphi(r). \end{aligned} \quad (2)$$

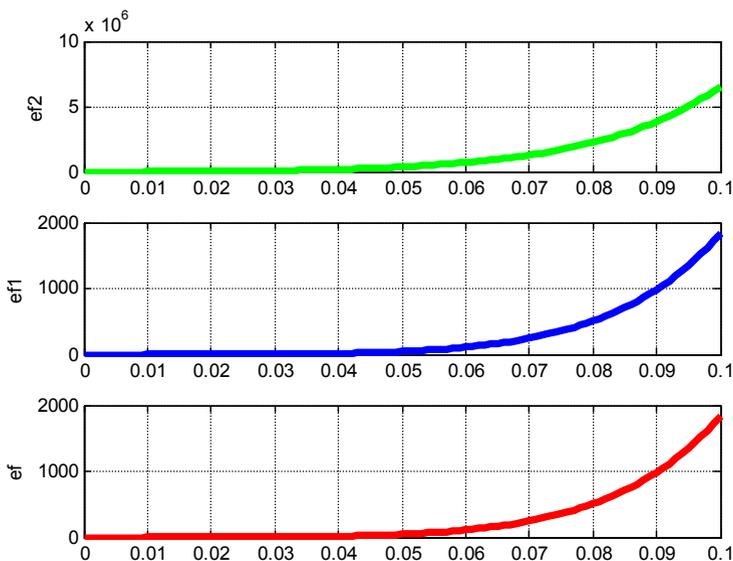


Fig.2. (SSMB6.13)

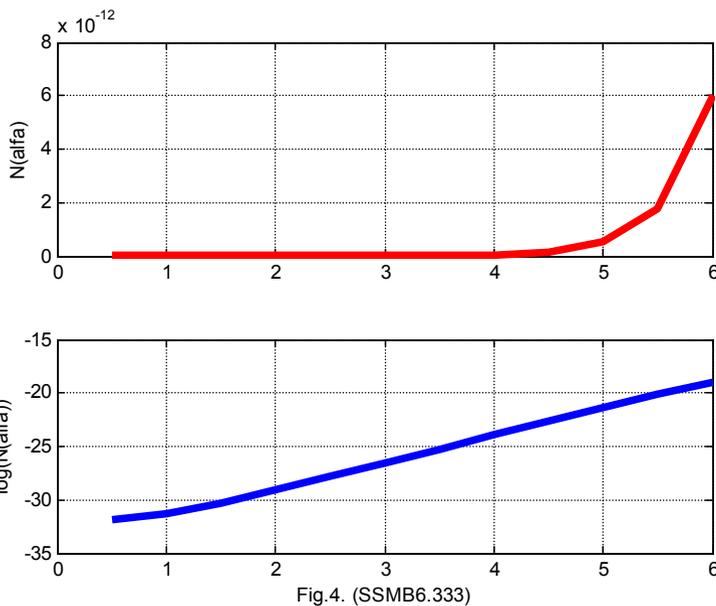
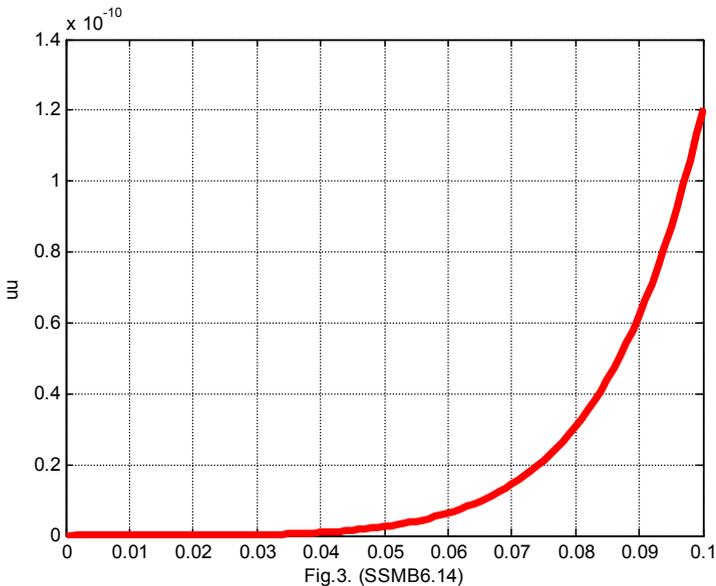
Уравнение (2) не имеет аналитического решения. Но численно можно найти функции

$$e_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r) \quad (3)$$

$$e'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r) \quad (4)$$

$$e''_{\varphi}(r) = kh^2(\alpha, \chi, r) \tag{5}$$

Для примера на рис. 2 показаны эти функции при $(\alpha = 5.5, \chi = 50)$ на радиусе $R = 0.1$.



Приложение 3.

Подставляя найденные в приложении 1 функции в уравнения (1-8) можно найти среднеквадратичную невязку этих уравнений. На рис. 3 показан график этой невязки при $(\alpha = 5.5, \chi = 50)$ на радиусе $R = 0.1$.

Можно найти среднеквадратичную невязку этих уравнений, как функцию какого-либо параметра. На рис. 4 показан график невязки в зависимости от α при $\chi = 50$ на радиусе $R = 0.1$. Здесь в верхнем окне показано значение невязки, а в нижнем окне – значение логарифма невязки.

Глава 3. Решение уравнений Максвелла для магнитной цепи переменного тока

Оглавление

1. Введение
 2. Решение уравнений Максвелла
 3. Напряженности и потоки энергии
 4. Обсуждение
- Приложение 1

1. Введение

В главе 2 рассматривается электромагнитное поле в диэлектрической цепи переменного тока. Точно также можно рассмотреть электромагнитное поле в магнитной цепи переменного тока. Простейшим примером такой цепи является соленоид переменного тока. Однако, если в диэлектрической цепи имеется продольная электрическая напряженность, создаваемая внешним источником энергии, то в магнитной цепи имеется продольная магнитная напряженность, создаваемая внешним источником энергии и передаваемая в цепь обмоткой соленоида.

Здесь также рассматриваются уравнения Максвелла в системе СГС следующего вида с отличными от единицы величинами ε , μ :

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (4)$$

где H , E - магнитная и электрическая напряженности соответственно.

2. Решение системы уравнений

Рассмотрим решение системы уравнений Максвелла (1.1-1.4). В системе цилиндрических координат r , φ , z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = v \frac{dH_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = v \frac{dH_\varphi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = v \frac{dH_z}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = q \frac{dE_r}{dt} \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = q \frac{dE_\varphi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = q \frac{dE_z}{dt} \quad (8)$$

где

$$v = -\mu/c, \quad (9)$$

$$q = \varepsilon/c, \quad (10)$$

- электрические напряженности E_r , E_φ , E_z ,

- магнитные напряженности H_r , H_φ , H_z .

Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности H_z (в главе 2 оно должно было быть найдено при нулевой напряженности E_z).

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (11)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (12)$$

Глава 3. Решение для магнитной цепи переменного тока

где α , χ , ω – некоторые константы. Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_{r.} = h_r(r) \cos \omega t, \quad (13)$$

$$H_{\varphi.} = h_{\varphi}(r) \sin \omega t, \quad (14)$$

$$H_{z.} = h_z(r) \sin \omega t, \quad (15)$$

$$E_{r.} = e_r(r) \sin \omega t, \quad (16)$$

$$E_{\varphi.} = e_{\varphi}(r) \cos \omega t, \quad (17)$$

$$E_{z.} = e_z(r) \cos \omega t, \quad (18)$$

где $h(r)$, $e(r)$ - некоторые функции координаты r .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-18) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами r , φ , z , t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r)$, $e(r)$.

Таблица 1.

	глава 1	глава 2	глава 2
e_r	$Ar^{\alpha-1}$	$A \cdot \text{kh}(\alpha, \chi, r)$	$-\frac{\mu\omega}{\chi c} h_{\varphi}(r)$
e_{φ}	$Ar^{\alpha-1}$	$\frac{1}{\alpha} (e_{\varphi}(r) + r \cdot e'_{\varphi}(r))$	$\frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r)$
e_z	0	$A \cdot r \cdot e_{\varphi}(r) \frac{q}{\alpha}$	0
h_r	$-e_{\varphi}(r)$	$A \frac{\varepsilon\omega}{c\chi} e_{\varphi}(r)$	$-\frac{1}{\alpha} (h_{\varphi}(r) + r \cdot h'_{\varphi}(r))$
h_{φ}	$-h_r(r)$	$-A \frac{\varepsilon\omega}{c\chi} e_r(r)$	$\text{kh}(\alpha, \chi, r)$
h_z	0	0	$r \cdot h_{\varphi}(r) q / \alpha$

В приложении 1 показано, что такое решение **существует**. Это решение имеет следующий вид:

$$e_z(r) \equiv 0, \quad (20)$$

$$h_{\varphi}(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (21)$$

$$h_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (h_{\varphi}(r) + r \cdot h'_{\varphi}(r)), \quad (22)$$

$$h_z(r) = r \cdot h_\varphi(r)q / \alpha, \quad (23)$$

$$e_\varphi(r) = \frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r), \quad (24)$$

$$e_r(r) = -\frac{\mu\omega}{\chi c} h_\varphi(r), \quad (25)$$

где $kh()$ – функция, определенная в приложении 2 главы 2,

$$q = \left(\chi - \frac{\mu\epsilon\omega^2}{c^2\chi} \right). \quad (26)$$

Сравним это решение и решение, полученное в главах 1 и 2 – см. табл. 1. Видна схожесть этих решений в главах 2 и 3.

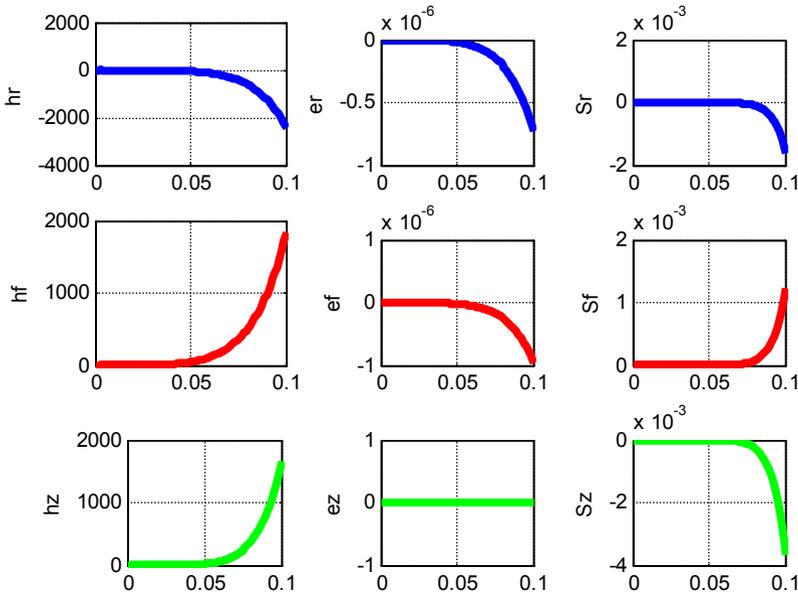


Fig.1. (SSB6.703)

3. Напряженности и потоки энергии

Также, как и в главе 2, плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \bar{S}_r \\ \bar{S}_\varphi \\ \bar{S}_z \end{bmatrix} = \eta \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (1)$$

$$\begin{aligned} s_r &= (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \\ s_\varphi &= (e_z h_r - e_r h_z), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) \\ \eta &= c/4\pi. \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрим функции (2) и $e_r(r)$, $e_\varphi(r)$, $e_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. На рис. 1 показаны, например, графики этих функций при $A=1$, $\alpha=5.5$, $\mu=1$, $\varepsilon=2$, $\chi=50$, $\omega=300$. Эти параметры выбраны такими же, как в главе 2 – для сравнения полученных результатов.

4. Обсуждение

Дальнейшие выводы аналогичны тем, которые получены в главах 1 и 2. Итак, в магнитной цепи синусоидального тока распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла. При этом напряженности и поток энергии распространяются в такой цепи по винтовой траектории.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.1-2.8) в виде функций (2.13-2.18). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.1-2.8) с учетом (2.11, 2.12) в виде

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \quad (6)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0, \quad (8)$$

Соответствие между номерами формул в разделе 2 и здесь таково:

Раздел 2	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8
Прил. 1	1	5	6	7	8	6	7	8

Далее будут выполняться преобразования формул (1-8). При этом нумерация формул после преобразования будет сохраняться (так удобнее проследить последовательность преобразований) и только новые формулы будут принимать следующий номер.

Примем, что

$$e_z(r) = 0. \quad (9)$$

Из (2, 3) получаем:

$$e_\varphi(r)\chi = \frac{\mu\omega}{c} h_r(r) \quad (2)$$

$$e_r(r)\chi = -\frac{\mu\omega}{c} h_\varphi \quad (3)$$

Сравним (4, 5):

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

Из (2, 3) следует, что (4, 5) совпадают. Тогда (4) можно исключить. Далее сравним (1, 8):

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (1)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (8)$$

Из (2, 3) следует, что (1, 8) совпадают. Тогда (1) можно исключить. Остаются уравнения:

$$e_\varphi(r) = \frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r), \quad (2)$$

$$e_r(r) = -\frac{\mu\omega}{\chi c} h_\varphi(r), \quad (3)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \quad (6)$$

$$-h_r(r)\chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c}e_\phi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{h_\phi(r)}{r} + h'_\phi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c}e_z(r) = 0, \quad (8)$$

Подставим (2,3) в (6, 7):

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r)\alpha - h_\phi(r)\chi + \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{\mu\omega}{\chi c} h_\phi(r) = 0 \quad (6)$$

$$-h_r(r)\chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r) = 0, \quad (7)$$

или

$$\frac{\alpha}{r} \cdot h_z(r) = h_\phi(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (6)$$

$$h'_z(r) = -h_r(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (7)$$

Остались следующие уравнения:

$$e_\phi(r) = \frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r), \quad (2)$$

$$e_r(r) = -\frac{\mu\omega}{\chi c} h_\phi(r), \quad (3)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\phi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\alpha}{r} \cdot h_z(r) = h_\phi(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (6)$$

$$h'_z(r) = -h_r(r) \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (7)$$

$$\frac{h_\phi(r)}{r} + h'_\phi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (8)$$

Обозначим:

$$q = \left(\chi - \frac{\mu\omega}{c} \frac{\varepsilon\omega}{c} \frac{1}{\chi} \right) \quad (11)$$

Из (5, 6, 11) находим:

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\phi(r)}{r} \alpha + \chi r \cdot h_\phi(r) q / \alpha = 0, \quad (12)$$

Из (8) находим:

$$h_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (h_\varphi(r) + r \cdot h'_\varphi(r)) \quad (13)$$

$$h'_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (2h'_\varphi(r) + r \cdot h''_\varphi(r)) \quad (14)$$

Из (12-14) находим:

$$-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) \right) - \frac{1}{\alpha} (2h'_\varphi(r) + r \cdot h''_\varphi(r)) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi r \cdot h_\varphi(r) q / \alpha = 0, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) \right) + \frac{1}{\alpha} (2e'_\varphi(r) + r \cdot e''_\varphi(r)) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \frac{q\chi}{\alpha} r \cdot e_\varphi(r) = 0 \quad (15)$$

Можно заметить, что это уравнение совпадает с уравнением (15) в Приложении 1 главы 2, если здесь переменную $h_\varphi(r)$ заменить на переменную $e_\varphi(r)$. Следовательно, решение уравнения является функцией

$$h_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (16)$$

а ее производная – функцией

$$h'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r). \quad (17)$$

При известных функциях (16, 17) могут быть найдены остальные функции. Итак, для определения всех функций имеем уравнения:

$$e_z(r) \equiv 0, \quad (9)$$

$$h_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (16)$$

$$h'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r), \quad (17)$$

$$h_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (h_\varphi(r) + r \cdot h'_\varphi(r)), \quad (13)$$

$$h'_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (2h'_\varphi(r) + r \cdot h''_\varphi(r)), \quad (14)$$

$$h_z(r) = r \cdot h_\varphi(r) q / \alpha, \quad (6)$$

$$h'_z(r) = -h_r(r) q, \quad (7)$$

$$e_\varphi(r) = \frac{\mu\omega}{\chi c} h_r(r), \quad (2)$$

$$e_r(r) = -\frac{\mu\omega}{\chi c} h_\varphi(r). \quad (3)$$

Глава 4. Решение уравнений Максвелла для низкоомного провода переменного тока

Оглавление

1. Введение
 2. Решение уравнений Максвелла
 3. Напряженности и токи
 4. Потoki энергии
 5. Ток и поток энергии в проводе
 6. Обсуждение
- Приложение 1

1. Введение

Уравнения Максвелла в общем случае в системе СГС имеют вид (см. вариант 1 в главе "Предисловие"):

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} J = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (4)$$

$$J = \frac{1}{\rho} E, \quad (5)$$

где

J , H , E - ток, магнитная и электрическая напряженности соответственно,

ε , μ , ρ - диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, удельное сопротивление материала провода.

Далее эти уравнения применяются для анализа структуры переменного тока в проводе [15]. При синусоидальном токе в

проводе с удельной индуктивностью L и удельным сопротивлением ρ напряженность и ток связаны соотношением вида

$$J = \frac{1}{\rho + i\omega L} E = \frac{\rho - i\omega L}{\rho^2 + (\omega L)^2} E.$$

Отсюда при $\rho \ll \omega L$ находим:

$$J \approx \frac{-i}{\omega L} E.$$

Следовательно, для анализа структуры синусоидального тока в проводе при достаточно высокой частоте условием (5) можно пренебрегать. При этом необходимо решать систему уравнений (1-4), где известен ток J_z , протекающий вдоль провода, т.е. проекция вектора J на ось oz (см. вариант 4 в главе "Предисловие").

2. Решение системы уравнений

Рассмотрим решение системы уравнений Максвелла (1.1-1.4) для провода. В системе цилиндрических координат r, φ, z эти уравнения имеют вид [4]:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = v \frac{dH_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = v \frac{dH_\varphi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = v \frac{dH_z}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = q \frac{dE_r}{dt} \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = q \frac{dE_\varphi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = q \frac{dE_z}{dt} + \frac{4\pi}{c} J_z. \quad (8)$$

где

$$v = -\mu/c, \quad (9)$$

$$q = \varepsilon/c, \quad (10)$$

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (11)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (12)$$

где α , χ , ω – некоторые константы.

Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_{r.} = h_r(r)co, \quad (13)$$

$$H_{\varphi.} = h_{\varphi}(r)si, \quad (14)$$

$$H_{z.} = h_z(r)si, \quad (15)$$

$$E_{r.} = e_r(r)si, \quad (16)$$

$$E_{\varphi.} = e_{\varphi}(r)co, \quad (17)$$

$$E_{z.} = e_z(r)co, \quad (18)$$

$$J_{r.} = j_r(r)co, \quad (19)$$

$$J_{\varphi.} = j_{\varphi}(r)si, \quad (20)$$

$$J_{z.} = j_z(r)si, \quad (21)$$

где $h(r)$, $e(r)$ - некоторые функции координаты r .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-21) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами r , φ , z , t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r)$, $e(r)$, $j(r)$.

Далее предполагается, что существует только ток (21), направленный вдоль оси Z . Этот ток создается внешним источником. Показывается, что наличие этого тока является причиной существования электромагнитной волны в проводе.

В приложении 1 показано, что у такой системы **существует** решение, имеющее следующий вид:

$$e_{\varphi}(r) = Ar^{\alpha-1}, \quad (22)$$

$$e_r(r) = e_{\varphi}(r), \quad (23)$$

$$e_z(r) = \hat{\chi} \frac{(M-1)}{\sqrt{M}} \frac{\omega\sqrt{\varepsilon\mu}}{ac} r e_{\varphi}(r), \quad (24)$$

$$h_r(r) = \hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} e_{\varphi}(r), \quad (25)$$

$$h_{\varphi}(r) = -h_r(r), \quad (26)$$

$$h_z(r) = 0, \quad (27)$$

$$j_z(r) = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} e_z(r) = \frac{\chi\varepsilon\omega}{2\pi\alpha} Ar^\alpha, \quad (28)$$

где A, c, α, ω – константы.

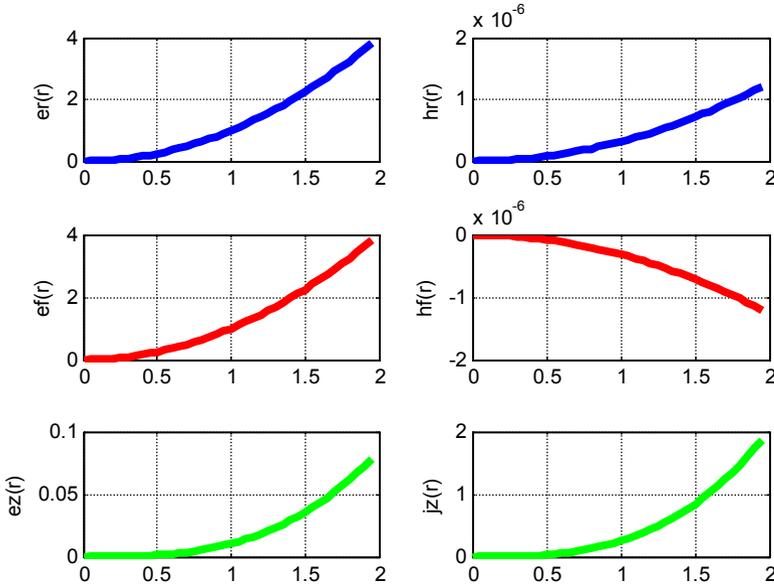
Сравним это решение и решение, полученное в главе 1 для вакуума – см. табл. 1. Видно, что (несмотря на идентичность уравнений) эти решения существенно отличаются. Эти различия вызваны наличием внешней электродвижущей силы, в которой $e_z(r) \neq 0$. Она вызывает продольный ток, который существенно изменяет структуру электромагнитной волны.

Таблица 1.

	вакуум	провод
χ	$\hat{\chi} \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu}$	$\hat{\chi} \frac{\omega}{c} \sqrt{M\varepsilon\mu}, \hat{\chi} = \pm 1$
j_z	0	$\frac{\varepsilon\omega}{4\pi} e_z(r)$
e_r	$Ar^{\alpha-1}$	$Ar^{\alpha-1}$
e_φ		
e_z	0	$\hat{\chi} \frac{(M-1)\omega\sqrt{\varepsilon\mu}}{\sqrt{M}} \frac{1}{\alpha c} r e_\varphi(r)$
h_r	$-e_\varphi(r)$	$\hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} e_\varphi(r)$
h_φ	$-h_r(r)$	$-h_r(r)$
h_z	0	0

3. Напряженности и токи

Далее мы будем рассматривать только функции $j_z(r)$, $e_r(r)$, $e_\varphi(r)$, $e_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. На рис. 1 показаны, например, графики этих функций при $A=1$, $\alpha=3$, $\mu=1$, $\varepsilon=1$, $\omega=300$. Величина $j_z(r)$ показана в единицах $(\text{А}/\text{мм}^2)$ – в отличие от всех остальных величин, показанных в системе СИ. Увеличение функции $j_z(r)$ при увеличении радиуса объясняет скин-эффект.



Плотность энергии электромагнитной волны определяется как сумма модулей векторов E , H определяется из (2.13, 2.14, 2.16, 2.17, 2.23, 2.24) и равна

$$W = E^2 + H^2 = (e_r(r)\sin i)^2 + (e_\varphi(r)\sin i)^2 + (h_r(r)\cos o)^2 + (h_\varphi(r)\cos o)^2$$

или

$$W = (e_r(r))^2 + (e_\varphi(r))^2 \tag{1}$$

- см. также рис. 1. Таким образом, плотность энергии электромагнитной волны постоянна на всех точках окружности данного радиуса.

Для демонстрации сдвига фаз между компонентами волны рассмотрим функции (2.11-2.19). Видно, что в каждой точке с координатами r, φ, z напряженности H, E сдвинуты по фазе на четверть периода.

Найдем среднее значение плотности амплитуды тока в проводе с радиусом R :

$$\overline{J_z} = \frac{1}{\pi R^2} \iint_{r,\varphi} [J_z] dr \cdot d\varphi. \tag{5}$$

С учетом (2.21) найдем:

$$\overline{J_z} = \frac{1}{\pi R^2} \iint_{r,\varphi} [j_z(r)\sin i] dr \cdot d\varphi \tag{5a}$$

Далее найдем:

$$\overline{J_z} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R j_z(r) \left(\int_0^{2\pi} (si \cdot d\varphi) \right) dr.$$

С учетом (2) найдем:

$$\overline{J_z} = \frac{1}{\alpha \pi R^2} \int_0^R j_z(r) \left(\cos(2\alpha\pi + \frac{2\omega}{c}z) - \cos(\frac{2\omega}{c}z) \right) dr$$

или

$$\overline{J_z} = \frac{1}{\alpha \pi R^2} (\cos(2\alpha\pi) - 1) \cdot J_{zr}, \quad (6)$$

где

$$J_{zr} = \int_0^R j_z(r) dr. \quad (7)$$

С учетом (2.28) найдем:

$$J_{zr} = \frac{A\chi\varepsilon\omega}{2\pi\alpha} \int_0^R (r^\alpha) dr \quad (9)$$

или

$$J_{zr} = \frac{A\chi\varepsilon\omega}{2\pi\alpha(\alpha+1)} R^{\alpha+1}. \quad (10)$$

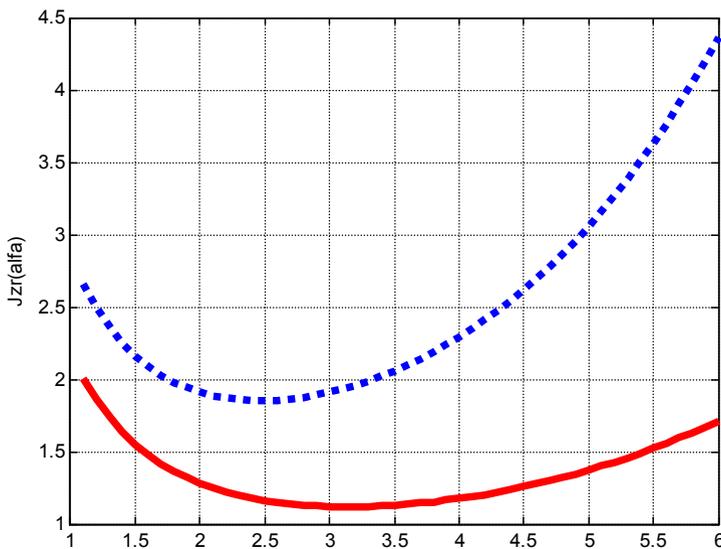


Fig.3. (SSMB)

На рис. 3 показана функция $\overline{J}_z(\alpha)$ (6, 10) при $A=1$, $\chi=0.03$. На этом рисунке пунктирная и сплошная кривые относятся соответственно к $R=2$ и $R=1.75$. Из (6, 8) и рис. 3 следует, что при определенном распределении величины $j_z(r)$ среднее значение плотности амплитуды тока \overline{J}_z существенно зависит от α .

Ток определяется как

$$J = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \tag{11}$$

или, с учетом (2.13-2.21):

$$\begin{aligned} J_r &= \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \cos\phi, \\ J_\phi &= \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\phi(r) \sin\phi, \\ J_z &= \left(\frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) + j_z \right) \sin\phi. \end{aligned} \tag{12}$$

Можно говорить о линиях этих токов. Так, например, ток J_z течет по прямым, параллельным оси провода. Мы рассмотрим линию суммарного тока.

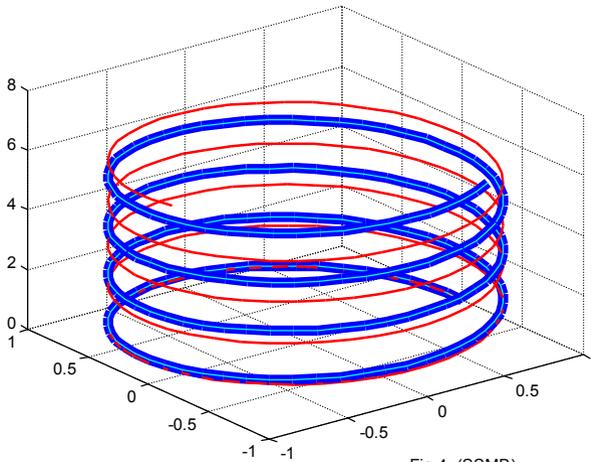


Fig.4. (SSMB)

Можно полагать, что скорость распространения тока смещения не зависит от направления тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный током по окружности, и путь, пройденный им по вертикали будут равны. Следовательно, при фиксированном радиусе можно полагать, что

$$z = \gamma \cdot \phi \tag{13}$$

где γ – константа. На основе этого предположения можно преобразовать функции (4в) к виду

$$co = \cos(\alpha\varphi + 2\chi\gamma\varphi), \quad si = \sin(\alpha\varphi + 2\chi\gamma\varphi) \quad (14)$$

и построить соответствующую траекторию тока. На рис. 4 показаны две винтовые линии суммарного тока, описываемые функциями вида

$$co = \cos((\alpha + 2)\varphi), \quad si = \sin((\alpha + 2)\varphi).$$

На рис. 4 толстая линия построена при $\alpha = 1.8$, а тонкая линия – при $\alpha = 2.5$.

Из (2.19-2.21, 14) следует, что токи будут сохранять свою величину при данных r, φ (независимо от z) в том случае, если постоянной является величина

$$\beta = (\alpha + 2\chi\gamma). \quad (15)$$

Далее на основе (14, 15) будем применять формулы

$$co = \cos(\beta\varphi), \quad si = \sin(\beta\varphi). \quad (16)$$

4. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется в этом случае точно также, как и в главе 1, раздел 4. Но здесь мы для удобства читателя повторим первые 6 формул отсюда. Итак

$$S = \eta E \times H, \quad (1)$$

где

$$\eta = c/4\pi. \quad (2)$$

В цилиндрических координатах r, φ, z плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_r, S_φ, S_z , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta(E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Из (2.12-2.17, 3.4) следует, что поток, проходящий через данное сечение провода в данный момент времени,

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \bar{S}_r \\ \bar{S}_\varphi \\ \bar{S}_z \end{bmatrix} = \eta \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} s_r &= (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \\ s_\varphi &= (e_z h_r - e_r h_z). \\ s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) \end{aligned} \tag{6}$$

Этим величинам равна плотность того потока энергии, который при данном радиусе распространяется по радиусу, по окружности и вдоль оси OZ равен. На рис. 5 показаны графики этих функций в зависимости от радиуса при $A=1, \alpha=3, \mu=1, \varepsilon=1, \omega=300$.

Поток энергии вдоль оси OZ и равен

$$\overline{S}_z = \eta \iint_{r,\varphi} [s_z \cdot si \cdot co] dr \cdot d\varphi. \tag{7}$$

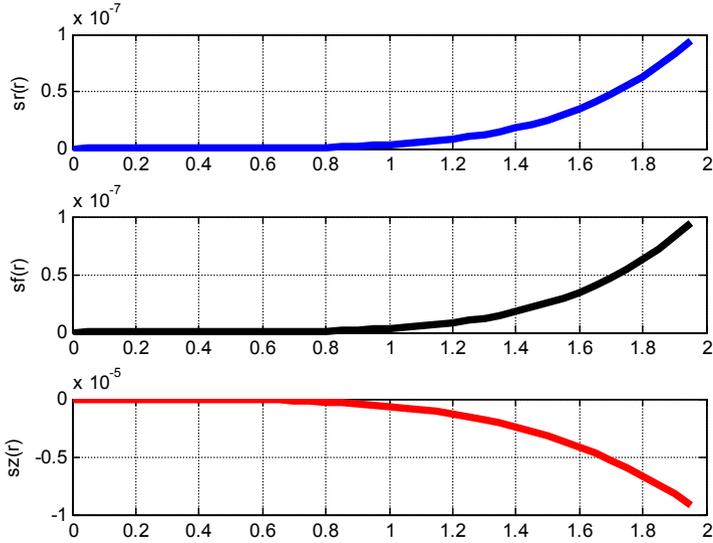


Fig.5. (SSMB)

Найдем s_z . Из (6, 2.22, 2.23, 2.26) получаем:

$$s_z = -2e_\varphi h_r = -\hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} e_\varphi^2(r) \tag{9}$$

или

$$s_z = Qr^{2\alpha-2}, \tag{10}$$

где

$$Q = A^2 \hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} \tag{11}$$

В приложении 2 главы 1 показано, что из (7) следует, что

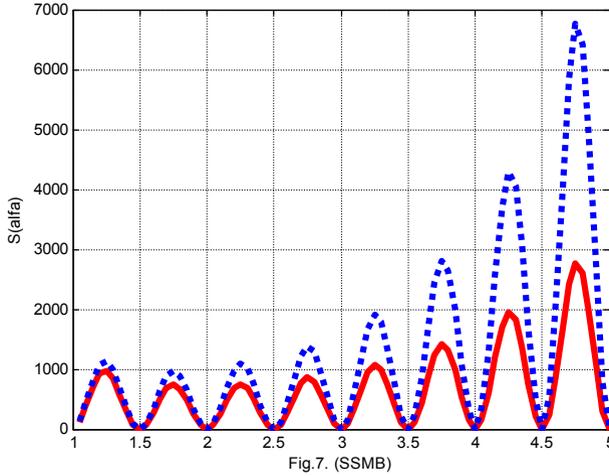
$$\bar{S} = \frac{c}{16\alpha\pi} (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (s_z(r) dr). \quad (12)$$

Пусть R – радиус цилиндрического провода. Тогда из (12) получаем, как в главе 1,

$$S_{\text{int}} = \int_{r=0}^R (s_z(r) dr) = \frac{Q}{2\alpha - 1} R^{2\alpha - 1}, \quad (13)$$

$$S_{\text{alfa}} = \frac{1}{\alpha} (1 - \cos(4\alpha\pi)), \quad (14)$$

$$\bar{S} = \frac{c}{16\pi} S_{\text{alfa}} S_{\text{int}}. \quad (15)$$



Объединяя формулы (11-15), получаем:

$$\bar{S}_z = \frac{c}{16\pi} \frac{1}{\alpha} (1 - \cos(4\alpha\pi)) A^2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} \frac{\hat{\chi}}{2\alpha - 1} R^{2\alpha - 1}$$

или

$$\bar{S}_z = \frac{\hat{\chi} A^2 c (1 - \cos(4\alpha\pi))}{8\pi\alpha(2\alpha - 1)} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} R^{2\alpha - 1}. \quad (16)$$

Этот поток энергии не зависит от координаты и потому сохраняет свое значение на протяжении всей волны.

На рис. 7 показана функция $\bar{S}(\alpha)$ (16) при $A=1$, $M=10^{13}$, $\mu=1$, $\varepsilon=1$. На рис. 7 пунктирная и сплошная кривые относятся соответственно к $R=2$ и $R=1.8$.

Поскольку поток энергии и энергия связаны соотношением $S = W \cdot c$, то из (15) можно найти энергию в единице длины провода:

$$\bar{W} = \frac{A}{16\pi} S_{alfa} S_{int}. \tag{17}$$

Как следует из (7, 3.16), плотность потока энергии на окружности данного радиуса определяется функцией вида

$$\bar{S}_{rz} = s_z \sin(2\beta\varphi). \tag{18}$$

На рис. 8 показана функция (18) при $s_z = r^{2\alpha-2}$ - см. (10). Показаны две кривые при $\alpha = 1.4$ и двух значениях радиуса: $r = 1$ (толстая линия) и $r = 2$ (тонкая линия).

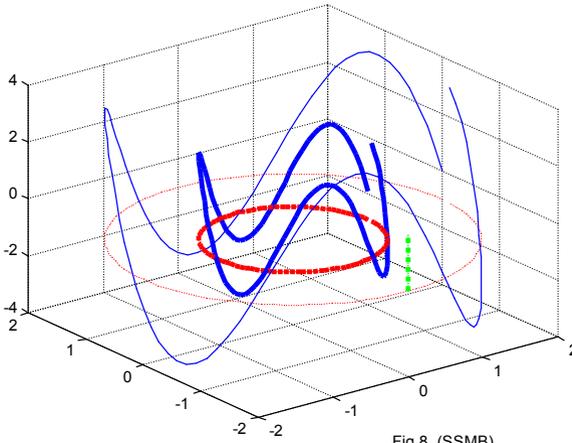


Fig.8. (SSMB)

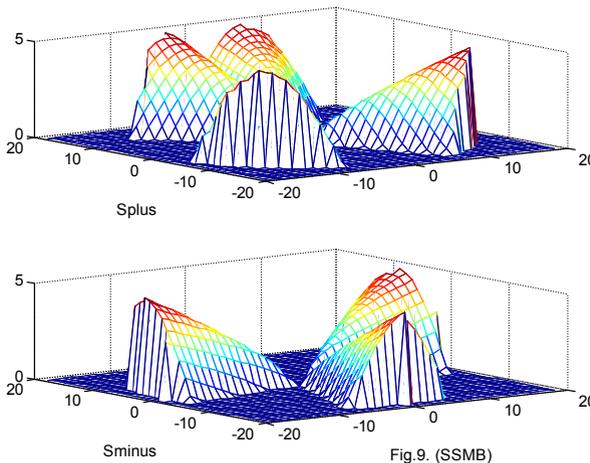


Fig.9. (SSMB)

На рис. 9 показана функция S (18) на всей плоскости сечения провода при $s_z = r^{2\alpha-2}$ и $\alpha = 1.4$. При этом в верхнем окне показана та часть графика функции S , где $S > 0$ - S_{plus} , а в нижнем окне показана та часть графика функции S , где $S < 0$ - S_{minus} , причем эта часть для наглядности показана с обратным знаком. На этом рисунке видно, что

$$S = S_{\text{plus}} + S_{\text{minus}} > 0,$$

т.е. суммарный вектор плотности потока направлен в сторону увеличения z - в сторону нагрузки. Однако существуют две составляющие этого вектора: составляющая S_{plus} , направленная в сторону нагрузки, и составляющая S_{minus} , направленная в сторону источника тока. Эти составляющие потока переносят активную и реактивную энергию соответственно. Итак,

- плотность потока неравномерно распределена по сечению потока – существует картина распределения плотности потока по сечению провода;
- эта картина сохраняется при перемещении по оси OZ ;
- поток энергии (15), проходящий через площадь сечения, не зависит от t , z и это соответствует закону сохранения энергии,
- поток энергии имеет две противоположно направленные составляющие, которые переносят активную и реактивную энергии; таким образом, отсутствует необходимость в представлении мнимого вектора Пойнтинга.

5. Ток и поток энергии в проводе

Можно сказать, что поток массовых частиц (массовый ток) "*несёт*" поток кинетической энергии, которая выделяется при столкновении с преградой. Точно также электрический ток "*несёт*" поток электромагнитной энергии, которая выделяется в нагрузке. Это утверждение обсуждается и обосновывается в [4-9]. Отличие между этими двумя случаями состоит в том, что величина массового тока полностью определяет величину кинетической энергии. Однако во втором случае величина электрического тока НЕ определяет величину электромагнитной энергии, которая выделяется в нагрузке. Следовательно, переносимая величина электромагнитной энергии – поток энергии определяется структурой тока. Покажем это.

Как следует из (3.10), среднее значение плотности амплитуды тока \bar{J}_z в проводе с данным радиусом R зависит от двух параметров: α и A. При данной плотности можно найти зависимость между этими параметрами, которая следует из (3.10):

$$A = \frac{2\pi\alpha(\alpha + 1)}{\chi\varepsilon\omega} R^{-\alpha-1} J_{zr}. \quad (1)$$

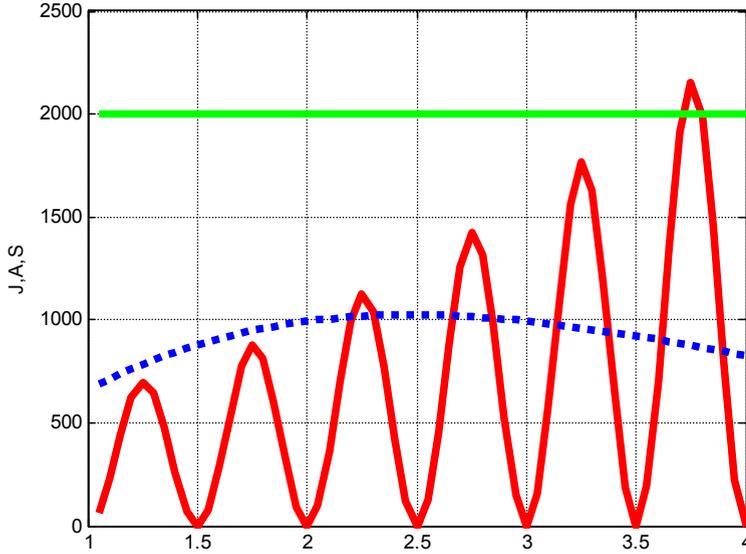


Fig.10. (SSMB)

Как следует из (4.16), плотность потока энергии S вдоль провода также зависит от двух параметров: α и A. На рис. 10 показаны зависимости (1) и (4.16) при данных $\bar{J}_z = 2, R = 2$. При этом прямая линия изображает постоянную плотность тока (в масштабе 1000), сплошная линия – плотность потока, пунктирная линия – параметр A (в масштабе 1000). Здесь A вычисляется по (1), плотность потока энергии S по (4.16) при данном A. Видно, что при одной и той же плотности тока плотность потока может принимать совершенно различные значения.

Выше из формул (4.7, 3.16) была найдена плотность потока энергии на окружности данного радиуса в виде функции (см. (4.18)):

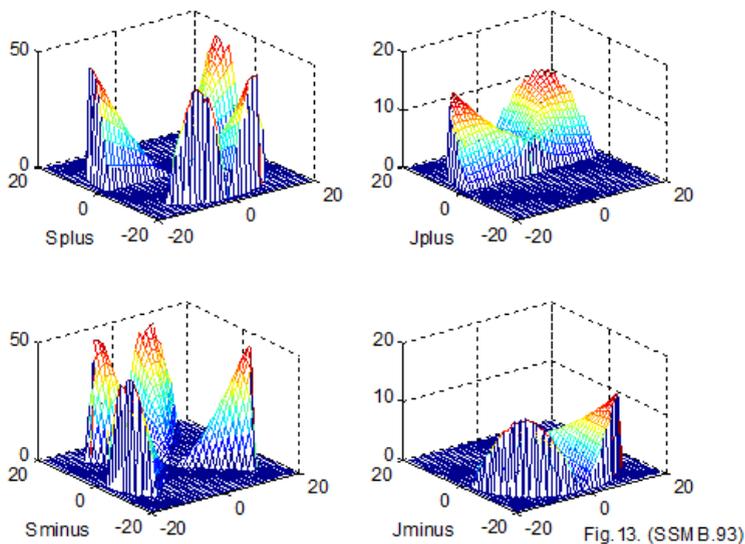
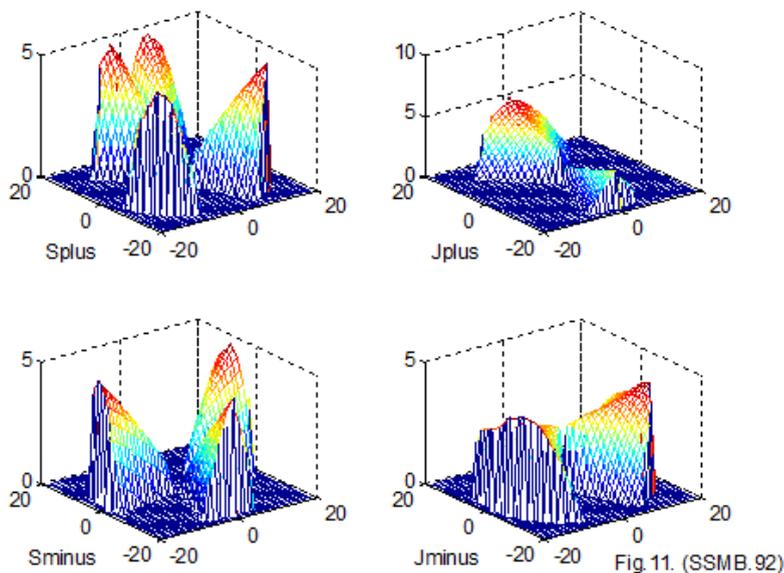
$$\bar{S}_{rz} = s_z \sin(2\beta\varphi). \quad (2)$$

Аналогично из формул (3.5а, 3.16) может быть найдена плотность тока на окружности данного радиуса в виде функции

$$\bar{J}_{rz} = j_z \sin(\beta\varphi). \quad (3)$$

Функция (2) была показана на рис. 9. На рис. 11 в левых окнах повторены графики этой функции \bar{S}_{rz} (2), а в правых окнах для сопоставления показаны построенные аналогичным образом при $A=1$, $\alpha=1.4$, $\beta=1.6$, $R=19$ графики функции \bar{J}_{rz} (3).

На рис. 11 видно, что в проводе могут существовать токи и потоки энергии, разделенные на противоположно направленные "струи".



Существуют такие сочетания параметров, при которых суммарные токи противоположно направленных "струй" равны по абсолютной величине и, одновременно с этим, суммарные потоки энергии противоположно направленных "струй" также равны по абсолютной величине. На рис. 13 показан такой случай: при $A=1$, $\alpha=1.8$, $\beta=2$, $R=19$ равны следующие интегралы по площади сечения Q провода (здесь важно, что β кратно 2):

$$\int_Q S_{\text{plus}} \cdot dQ = - \int_Q S_{\text{minus}} \cdot dQ,$$

$$\int_Q J_{\text{plus}} \cdot dQ = - \int_Q J_{\text{minus}} \cdot dQ.$$

6. Обсуждение

Показано, что в проводе переменного тока распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решение уравнений Максвелла.

Это решение во многом совпадает с тем, которое ранее найдено для электромагнитной волны, распространяющейся в вакууме – см. главу 1.

Оказалось, что ток распространяется в проводе по винтовой траектории, а шаг винтовой траектории зависит от плотности потока электромагнитной энергии, передаваемой по проводу в нагрузку, т.е. от передаваемой мощности. При этом поток энергии распространяется вдоль и внутри провода.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.1-2.8) в виде функций (2.13-2.18). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.1-2.8) с учетом (2.11, 2.12) в виде

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (2)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (4)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h_r'(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon \omega}{c} e_r = 0, \quad (6)$$

$$-h_r(r) \chi - h_z'(r) + \frac{\varepsilon \omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h_\varphi'(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon \omega}{c} e_z(r) = \frac{4\pi}{c} j_z(r), \quad (8)$$

Умножим (5) на $\left(-\frac{\mu\omega}{c\chi}\right)$. Тогда получим:

$$-\frac{\mu\omega}{c\chi} \frac{h_r(r)}{r} - \frac{\mu\omega}{c\chi} h_r'(r) - \frac{\mu\omega}{c\chi} \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha - \frac{\mu\omega}{c} h_z(r) = 0. \quad (9)$$

Сравнивая (4) и (9), замечаем, что они совпадают, если

$$\left. \begin{array}{l} h_z \neq 0 \\ -\frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_\varphi(r) = e_r(r), \\ \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_r(r) = e_\varphi(r), \end{array} \right\} \quad (9a)$$

или, если

$$\left. \begin{array}{l} h_z = 0, \\ -M \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_\varphi(r) = e_r(r), \\ M \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_r(r) = e_\varphi(r), \end{array} \right\} \quad (9b)$$

где - M - константа. Далее будем пользоваться формулами

$$-M \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_\varphi(r) = e_r(r), \quad (10)$$

$$M \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} h_r(r) = e_\varphi(r), \quad (11)$$

где - $M = 1$ для случая (9a). Перепишем (2, 3, 6, 7) в виде:

$$e_z(r) = \frac{\chi r}{\alpha} e_\varphi(r) - \frac{r}{\alpha} \frac{\mu\omega}{c} h_r(r), \quad (12)$$

$$e_z'(r) = e_r(r) \chi + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi(r), \quad (13)$$

$$h_z(r) = \frac{\chi r}{\alpha} h_\varphi(r) + \frac{r}{\alpha} \frac{\varepsilon \cdot \omega}{c} e_r(r), \quad (14)$$

$$h'_z(r) = -h_r(r)\chi + \frac{\varepsilon \cdot \omega}{c} e_\varphi(r), \quad (15)$$

Подставим (10, 11) в уравнения (12, 13). Тогда получим:

$$e_z(r) = \left(\chi - \frac{\chi}{M} \right) \frac{r}{\alpha} e_\varphi(r) = \frac{(M-1)\chi r}{M\alpha} e_\varphi(r), \quad (16)$$

$$e'_z(r) = \left(\chi - \frac{\chi}{M} \right) e_r(r)\chi = \frac{(M-1)}{M} \chi e_r(r). \quad (17)$$

Подставим (10, 11) в уравнения (14, 15). Тогда получим:

$$h_z(r) = \left(\chi - M \frac{\varepsilon \cdot \omega}{c} \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} \right) \frac{r}{\alpha} h_\varphi(r) = \frac{r}{\alpha c^2 \chi} (c^2 \chi^2 - M\varepsilon\mu\omega^2) h_\varphi(r), \quad (18)$$

$$h'_z(r) = \left(-\chi + M \frac{\varepsilon \cdot \omega}{c} \frac{\mu \cdot \omega}{c\chi} \right) h_r(r) = \frac{-1}{c^2 \chi} (c^2 \chi^2 - M\varepsilon\mu\omega^2) h_r(r). \quad (19)$$

Дифференцируя (16) и сравнивая с (17), находим:

$$\frac{(M-1)\chi}{M\alpha} (re_\varphi(r))' = \frac{(M-1)}{M} \chi e_r(r)$$

или

$$(re_\varphi(r))' = \alpha e_r(r)$$

или

$$(e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r)) = \alpha e_r(r). \quad (20)$$

Из (1, 16) находим:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \frac{(M-1)}{M} \chi^2 \frac{r}{\alpha} e_\varphi(r) = 0 \quad (23)$$

Из физических соображений следует принять, что

$$h_z(r) = 0. \quad (24)$$

Тогда из (18) находим:

$$(c^2 \chi^2 - M\varepsilon\mu\omega^2) = 0$$

или

$$\chi = \hat{\chi} \frac{\omega}{c} \sqrt{M\varepsilon\mu}, \quad \hat{\chi} = \pm 1. \quad (25)$$

Из (16, 25) находим:

$$e_z(r) = (M-1) \frac{\chi r}{\alpha} e_\varphi(r) = \frac{(M-1)}{M} \hat{\chi} \frac{\omega}{c} \sqrt{M\varepsilon\mu} \frac{r}{\alpha} e_\varphi(r)$$

или

$$e_z(r) = \hat{\chi} \frac{(M-1)}{\sqrt{M}} \frac{\omega \sqrt{\varepsilon\mu}}{\alpha c} re_\varphi(r) \quad (25a)$$

При $\omega \ll c$ из (25) находим, что

$$|\chi| \ll 1. \quad (26)$$

Тогда в уравнении (23) величиной χ^2 можно пренебречь и получить уравнение вида

$$\alpha \cdot e_\varphi(r) = e_r(r) + r \cdot e'_r(r). \quad (27)$$

Из (27, 20) в силу симметрии находим:

$$e_r(r) = e_\varphi(r), \quad (28)$$

$$\alpha \cdot e_\varphi(r) = e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r). \quad (29)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$e_\varphi(r) = Ar^{\alpha-1}, \quad (30)$$

что можно проверить подстановкой (30) в (29). Из (11, 25) находим

$$h_r(r) = \hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} e_\varphi(r), \quad (31)$$

а из (10, 28) находим

$$h_\varphi(r) = -h_r(r). \quad (32)$$

Наконец, из (8, 32) находим

$$j_z(r) = \frac{c}{4\pi} \left(-\frac{h_r(r)}{r} - h'_r(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) \right) \quad (33)$$

С учетом (30,31) замечаем, что сумма первых трех слагаемых равна нулю, и тогда

$$j_z(r) = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} e_z(r). \quad (34)$$

Итак, окончательно получаем:

$$e_\varphi(r) = Ar^{\alpha-1}, \quad (30)$$

$$e_r(r) = e_\varphi(r), \quad (28)$$

$$e_z(r) = \hat{\chi} \frac{(M-1)}{\sqrt{M}} \frac{\omega\sqrt{\varepsilon\mu}}{\alpha c} r e_\varphi(r) \quad (25a)$$

$$h_r(r) = \hat{\chi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M\mu}} e_\varphi(r), \quad (31)$$

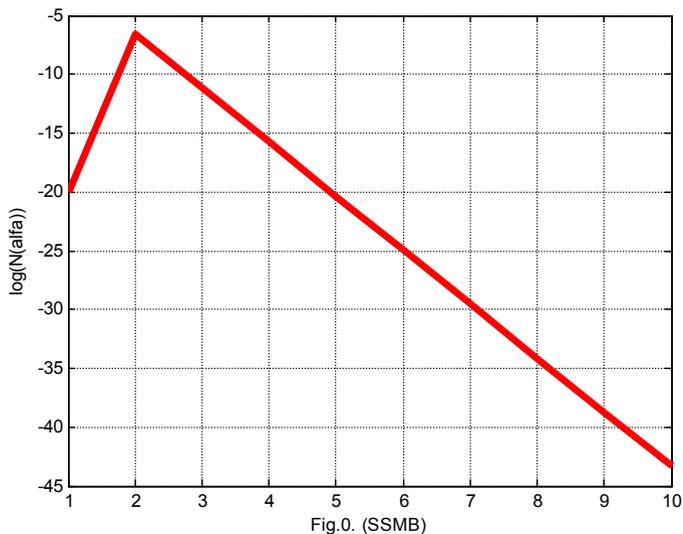
$$h_\varphi(r) = -h_r(r), \quad (32)$$

$$h_z(r) = 0, \quad (24)$$

$$j_z(r) = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} e_z(r). \quad (34)$$

Точность решения

Для анализа точности решения можно при данных значениях всех констант найти невязки уравнений (1-7). На рис. 0 показана зависимость логарифма среднеквадратичной невязки N от параметра α - $\ln N = f(\alpha)$ при $A = 1$, $\omega = 300$, $\mu = 1$, $\varepsilon = 1$.



Глава 5. Решение уравнений Максвелла для провода ПОСТОЯННОГО ТОКА

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель
 3. Потoki энергии
 4. Обсуждение
- Приложение 1
Приложение 2
Приложение 3
Приложение 4

1. Введение

В [7, 9-11] было показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру, а поток электромагнитной энергии распространяется внутри провода. При этом поток электромагнитной энергии

- направлен вдоль оси провода,
- распространяется вдоль оси провода,
- распространяется внутри провода,
- компенсирует тепловые потери осевой составляющей тока.
-

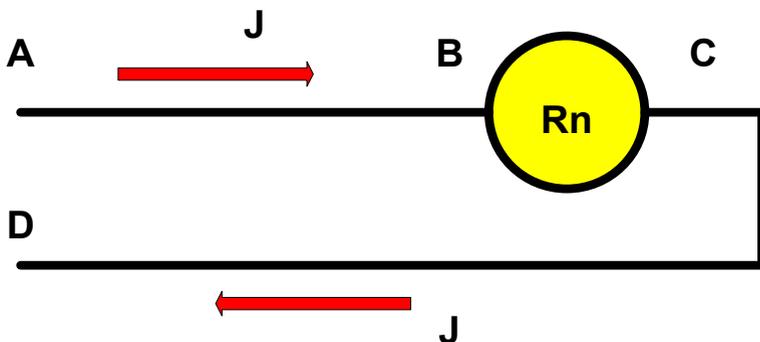


Рис. 1.

В [9-11] была предложена и рассматривалась математическая модель тока и потока, построенная исключительно на уравнениях Максвелла. Остался невыясненным следующий вопрос – см. рис. 1. Электрический **J** ток и поток электромагнитной энергии **S** распространяется внутри провода **ABCD** и проходит через нагрузку **Rn**. В этой нагрузке расходуется некоторая мощность **P**. Следовательно, поток энергии на участке **AB** должен быть больше потока энергии на участке **CD**. Точнее, **S_{ab}=S_{cd}+P**. Однако сила тока после прохождения нагрузки не изменилась. Как должна измениться структура тока, чтобы уменьшилась соответствующая ему электромагнитная энергия? Этот вопрос рассматривался в [7]

Ниже рассматривается более общая (по сравнению с [7, 9-11]) математическая модель. Эта математическая модель также построена исключительно на уравнениях Максвелла. В [12] описывается эксперимент, который был выполнен группой авторов в 2008 г. В [17] показано, что этот эксперимент может быть объяснен на основании нелинейной структуры постоянного тока в проводе и может служить экспериментальным доказательством существования такой структуры.

2. Математическая модель

Уравнения Максвелла для провода постоянного тока даны в главе "Предисловие" – см. вариант 6. В системе СИ они имеют вид:

$$\operatorname{rot}(J)=0, \quad (\text{a})$$

$$\operatorname{rot}(H)-\frac{4\pi}{c}J-J_o=0, \quad (\text{b})$$

$$\operatorname{div}(J)=0, \quad (\text{c})$$

$$\operatorname{div}(H)=0. \quad (\text{d})$$

Здесь в эти уравнения добавлена известная плотность тока J_o , передаваемого по проводу в нагрузку.

При моделировании будем использовать цилиндрические координаты r, φ, z и рассматривать

- основной ток J_o ,
- дополнительные токи J_r, J_φ, J_z ,
- магнитные напряженности H_r, H_φ, H_z ,
- электросопротивление ρ .

В решении необходимо найти плотности распределения всех напряженностей и токов. Ток в проводе принято рассматривать как

усредненный поток электронов. Механические взаимодействия электронов с атомами считаются эквивалентными электрическому сопротивлению. Очевидно,

$$E = \rho \cdot J. \quad (0)$$

Уравнения (a-d) для цилиндрических координат имеют вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (3)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z + J_o, \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial J_\varphi}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_r}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{J_\varphi}{r} + \frac{\partial J_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_r}{\partial \varphi} = 0. \quad (8)$$

Модель основана на том, что

1. основная электрическая напряженность E_o направлена вдоль оси провода,
2. она создает основной ток J_o – вертикальный поток зарядов,
3. вертикальный ток J_o формирует кольцевое магнитное поле с напряженностью H_φ и радиальное магнитное поле H_r - см. (4),
4. магнитное поле H_φ отклоняет силами Лоренца заряды вертикального потока в радиальном направлении, создавая – радиальный поток зарядов - радиальный ток J_r ,
5. магнитное поле H_φ отклоняет силами Лоренца заряды радиального потока перпендикулярно радиусам, создавая вертикальный ток J_z (дополнительно к току J_o),

6. магнитное поле H_r отклоняет силами Лоренца заряды вертикального потока перпендикулярно радиусам, создавая кольцевой ток J_φ ,
7. магнитное поле H_r отклоняет силами Лоренца заряды кольцевого потока вдоль радиусов, создавая вертикальный ток J_z (дополнительно к току J_o),
8. ток J_r формирует вертикальное магнитное поле H_z и кольцевое магнитное поле H_φ - см. (2),
9. ток J_φ формирует вертикальное магнитное поле H_z и радиальное магнитное поле H_r - см. (3).

Таким образом, основной ток J_o создает дополнительные токи J_r , J_φ , J_z и магнитные поля H_r , H_φ , H_z . Они должны удовлетворять уравнениям Максвелла. Кроме того, потоки электромагнитной энергии должны быть такими, чтобы

- A. Вертикальный поток энергии был равен передаваемой мощности,
- B. Сумма всех потоков энергии должна быть равна передаваемой мощности в сумме с мощностью тепловых потерь в проводе.

Таким образом, токи и напряженности должны удовлетворять уравнениям Максвелла и условия A и B. Для поиска решения мы разобьем задачу на три следующих задачи (что можно сделать в силу линейности уравнений Максвелла):

- a) поиск решения уравнений (1-8) при отсутствии тока J_o ; это решение оказывается многозначным;
- b) поиск дополнительных ограничений, налагаемых на первоначальное решение условиями A и B; здесь учитывается ток J_o и создаваемая им напряженность $H_{o\varphi}$.

Прежде всего, необходимо доказать, что решение системы (1-8) существует при ненулевых токах J_r , J_φ , J_z .

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = -\cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (10)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (11)$$

где α , χ – некоторые константы. В приложении 1 показано, что существует решение, имеющее следующий вид:

$$J_{r..} = j_r(r)co, \quad (12)$$

$$J_{\varphi} = j_{\varphi}(r)si, \quad (13)$$

$$J_z = j_z(r)si, \quad (14)$$

$$H_r = h_r(r)\chi o, \quad (15)$$

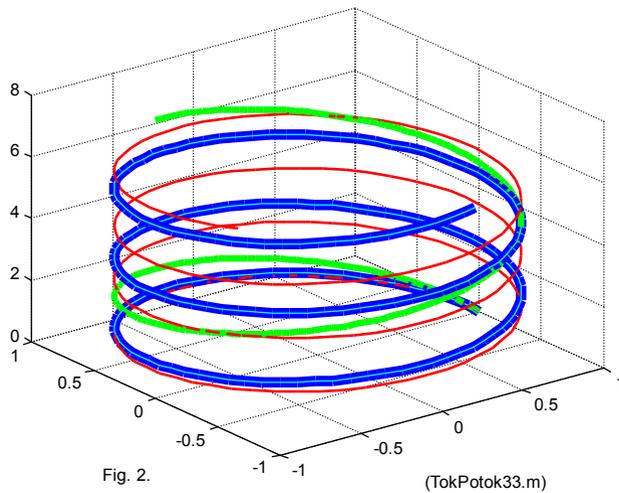
$$H_{\varphi} = h_{\varphi}(r)si, \quad (16)$$

$$H_z = h_z(r)si, \quad (17)$$

где $j(r)$, $h(r)$ - некоторые функции координаты r .

Можно полагать, что средняя скорость электрических зарядов не зависит от направления тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный в единицу времени зарядом по окружности, и путь, пройденный им по вертикали, будут равны. Следовательно, при фиксированном радиусе можно полагать, что $\Delta\varphi \equiv \Delta z$. На основе этого предположения можно построить траекторию движения заряда в соответствии с функциями (10, 11).

На рис. 2 показаны три винтовые линии при $\Delta\varphi = \Delta z$, описываемые функциями (10, 11) тока: толстая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 0.8$, средняя линия при $\alpha = 0.5$, $\chi = 2$ и тонкая линия при $\alpha = 2$, $\chi = 1.6$.



В приложении 1 показано, что у системы (1-8) **существует** решение. Оно имеет следующий вид:

$$j_{\varphi}(r) = kh(\alpha, \chi, r), \quad (25)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (j_{\varphi}(r) + r \cdot j'_{\varphi}(r)), \quad (26)$$

$$j_z(r)\alpha = r \cdot j_\varphi(r) \frac{\chi}{\alpha}, \tag{27}$$

$$h_z(r) \equiv 0, \tag{28}$$

$$h_\varphi(r) = -j_r(r) / \chi, \tag{29}$$

$$h_r(r) = -j_\varphi(r) / \chi. \tag{30}$$

Это решение анализируется далее.

Пример 1. На рис. 3.1 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\alpha = 1.6$, $\chi = 50$, $j'_\varphi(0) = 10$ и радиусе провода $R = 0.1$. В первой колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, во второй колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, а функции, показанные в третьей колонке, будут рассмотрены далее.

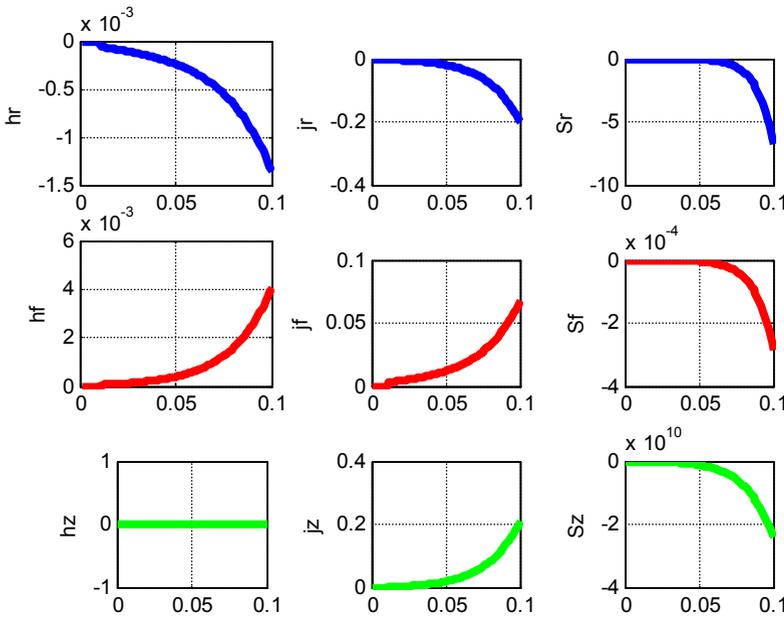


Fig.3.1. (TokPotok33.m)

На рис. 3.2 показаны функции (12-14) при $z = const$. В четвертом окне показана функция

$$Jp_z(r, \varphi) = \begin{cases} J_z(r, \varphi), & \text{if } J_z(r, \varphi) > 0, \\ 0, & \text{if } J_z(r, \varphi) \leq 0. \end{cases}$$

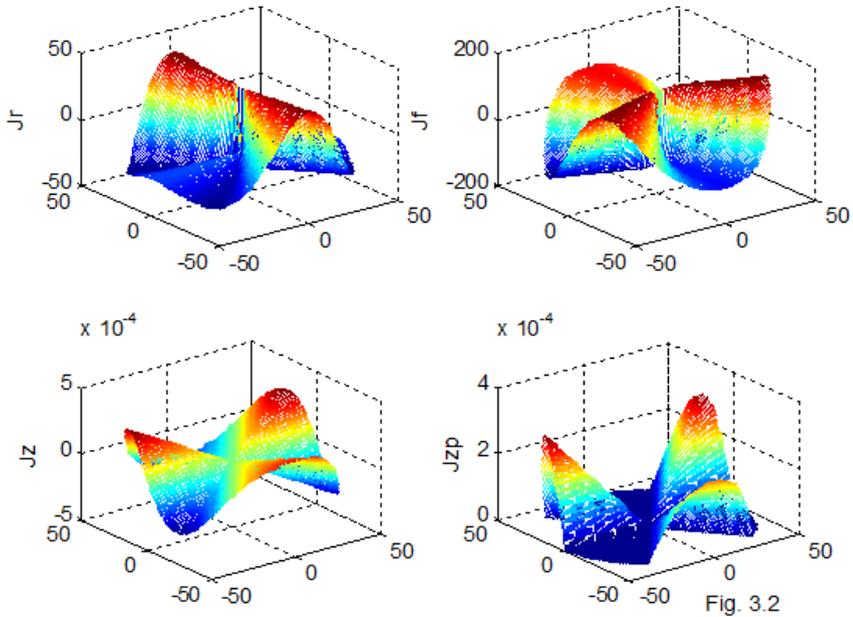


Fig. 3.2

Найдем значение плотности тока в проводе с радиусом R:

$$\overline{J}_z = \frac{1}{\pi R^2} \iint_{r, \varphi} [J_z] dr \cdot d\varphi. \quad (31)$$

С учетом (14) найдем:

$$\overline{J}_z = \frac{1}{\pi R^2} \iint_{r, \varphi} [j_z(r) si] dr \cdot d\varphi = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R j_z(r) \left(\int_0^{2\pi} (si \cdot d\varphi) \right) dr. \quad (32)$$

С учетом (11) найдем:

$$\overline{J}_z = \frac{1}{\alpha \pi R^2} \int_0^R j_z(r) \left(\cos(2\alpha\pi + \frac{2\omega}{c} z) - \cos(\frac{2\omega}{c} z) \right) dr. \quad (33)$$

Отсюда следует, что суммарный ток \overline{J}_z изменяется в зависимости от координаты z . Однако суммарный заданный ток с плотностью J_0 остается постоянным.

3. Поток энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется в этом случае по формуле (1.4.3):

$$S = E \times H, \quad (1)$$

Токам соответствуют одноименные электрические напряженности, т.е.

$$E = \rho \cdot J, \quad (2)$$

где ρ - электросопротивление. Совмещая (1, 2), получаем:

$$S = \rho J \times H = \frac{\rho}{\mu} J \times B. \quad (3)$$

Магнитная сила Лоренца, действующая на все заряды проводника в единичном объеме, - объемная плотность силы Лоренца равна

$$F = J \times B. \quad (4)$$

Из (3, 4) находим:

$$F = \mu S / \rho. \quad (5)$$

Следовательно, в проводе с постоянным током плотность магнитной силы Лоренца пропорциональна вектору Пойнтинга.

Пример 1. Для проверки рассмотрим размерности величин в вышеприведенных формулах в системе СИ – см. табл. 1.

Параметр		Размерность
Плотность потока энергии	S	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-3}$
Плотность тока	J	$\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$
Индукция	B	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}$
Объемная плотность силы Лоренца	F	$\text{Н} \cdot \text{м}^{-3} = \text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{м}^{-2}$
Магнитная проницаемость	μ	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{м} \cdot \text{А}^{-2}$
Удельное сопротивление	ρ	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{А}^{-2}$
μ/ρ	μ/ρ	$\text{с} \cdot \text{м}^{-2}$

Итак, ток с плотностью J и магнитное поле создают поток энергии с плотностью S , который тождественен магнитной силе Лоренца с плотностью F - см. (5). Эта сила Лоренца действует на заряды, движущиеся в токе J , в направлении, перпендикулярном этому току. Следовательно, можно утверждать, что вектор Пойнтинга создает э.д.с. в проводнике. Этот вопрос с другой стороны рассмотрен в [19], где такая э.д.с. названа четвертым видом электромагнитной индукции.

В цилиндрических координатах r, φ, z плотность потока электромагнитной энергии (3) имеет три компоненты S_r, S_φ, S_z , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно.

3.1. В каждой точке цилиндрической поверхности существует два потока электромагнитной энергии, направленных по радиусу, с плотностями

$$S_{r1} = \rho J_\varphi H_z, \quad S_{r2} = -\rho J_z H_\varphi \quad (6)$$

- см. рис 5. Суммарная плотность потока в каждой точке цилиндрической поверхности, направленного по радиусу,

$$S_r = S_{r1} + S_{r2} = \rho(J_\varphi H_z - J_z H_\varphi) \quad (7)$$

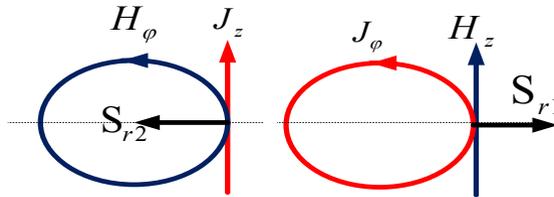


Рис. 5.

3.2. В каждой точке сечения цилиндра существует два потока электромагнитной энергии, направленных вертикально, с плотностями

$$S_{z1} = -\rho J_\varphi H_r, \quad S_{z2} = \rho J_r H_\varphi \quad (8)$$

- см. рис 6. Суммарная плотность потока в каждой точке сечения цилиндра, направленного по вертикали,

$$S_z = S_{z1} + S_{z2} = \rho(J_r H_\varphi - J_\varphi H_r) \quad (9)$$

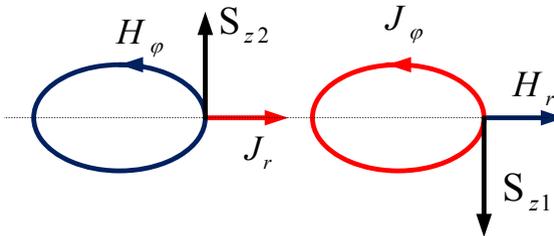


Рис. 6.

3.3. В каждой точке сечения цилиндра существует два потока электромагнитной энергии, направленных по окружности, с плотностями

$$S_{\varphi1} = \rho J_z H_r, \quad S_{\varphi2} = -\rho J_r H_z, \quad (10)$$

- см. рис 7. Суммарная плотность потока в каждой точке цилиндрической поверхности, направленного по окружности,

$$S_\varphi = S_{\varphi1} + S_{\varphi2} = \rho(J_z H_r - J_r H_z) \quad (11)$$

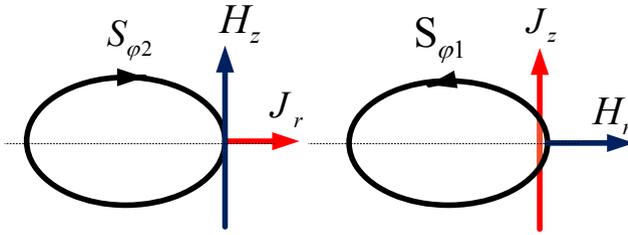


Рис. 7.

С учетом вышеизложенного запишем формулу плотности потока электромагнитной энергии в проводе постоянного тока:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho(J \times H) = \rho \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi - J_o H_{o\varphi} \\ J_z H_r - J_r H_z + J_o H_r \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r + J_r H_{o\varphi} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Третьи слагаемые в (12) появляются в связи с тем, что на потоки энергии влияют также плотность тока J_o и напряженность

$$H_{o\varphi} = J_o r \quad (13)$$

- см. (2.4). Из (2.12-2.17, 12, 13) следует, что

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \cdot si^2 - J_o^2 r \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot si \cdot co + J_o h_z si \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot si \cdot co + j_r co \cdot J_o r \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (14)$$

На рис. 3.1 в правой колонке показаны функции

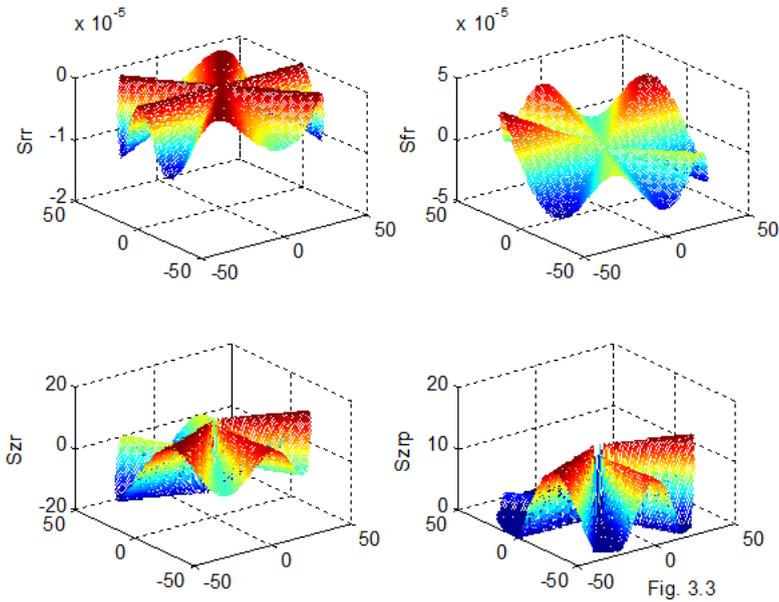
$$\begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (15)$$

На рис. 3.3 показаны функции

$$\begin{bmatrix} \overline{S_r}(r, \varphi) \\ \overline{S_\varphi}(r, \varphi) \\ \overline{S_z}(r, \varphi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \cdot si^2 \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot si \cdot co \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot si \cdot co \end{bmatrix}. \quad (15a)$$

при $z = const$. В четвертом окне показана функция

$$Sp_z(r, \varphi) = \begin{cases} S_z(r, \varphi), & \text{if } S_z(r, \varphi) > 0, \\ 0, & \text{if } S_z(r, \varphi) \leq 0. \end{cases}$$



С учетом обозначений (15) и выражения (2.28) из (14) получаем:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \cdot si^2 - J_o^2 r \\ \overline{S_\varphi}(r) \cdot si \cdot co \\ \overline{S_z}(r) \cdot si \cdot co + j_r co \cdot J_o r \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (16)$$

ИЛИ

$$S = \rho \left(\int_r \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} dr \right) \cdot \left(\iint_{\varphi,z} \begin{bmatrix} si^2 \\ si \cdot co \\ si \cdot co \end{bmatrix} d\varphi dz \right) + \rho \left(\int_r \begin{bmatrix} J_o^2 r \\ 0 \\ j_r J_o r \end{bmatrix} dr \right) \cdot \left(\iint_{\varphi,z} \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \\ co \end{bmatrix} d\varphi dz \right). \quad (17)$$

В приложении 4 приведены оценки двойных интегралов из формулы (17). Применим их и получим для единицы длины провода $z_o = 1$:

$$S = \rho \left(\int_r \begin{bmatrix} \overline{S_r}(r) \\ \overline{S_\varphi}(r) \\ \overline{S_z}(r) \end{bmatrix} dr \right) \cdot \begin{bmatrix} D_3 \\ D_2 \\ D_2 \end{bmatrix} + \rho \left(\int_r \begin{bmatrix} J_o^2 r \\ 0 \\ j_r J_o r \end{bmatrix} dr \right) \cdot \begin{bmatrix} -V \\ 0 \\ D_1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где

$$V = \iint_{\varphi,z} d\varphi dz = 2\pi \cdot z_o = 2\pi, \quad (19)$$

$$\tilde{D}_2 \approx \frac{1}{\alpha\chi}, \quad (20)$$

$$\tilde{D}_1 \approx \frac{2}{\alpha\chi} = 2\tilde{D}_2, \quad (21)$$

$$\tilde{D}_3 \approx \pi b - \frac{1}{2\alpha\chi} = \pi b - 0.5\tilde{D}_2, \quad (22)$$

b – количество витков винтовой траектории на единице длины.

Объединяя (18-22), окончательно получаем:

$$S = \rho \left(\left(\int_r \begin{bmatrix} \tilde{D}_3 \overline{S}_r(r) \\ \tilde{D}_2 \overline{S}_\varphi(r) \\ \tilde{D}_2 \overline{S}_z(r) \end{bmatrix} dr \right) + \left(\int_r \begin{bmatrix} -2\pi J_o^2 r \\ 0 \\ 2\tilde{D}_2 J_o j_r r \end{bmatrix} dr \right) \right), \quad (23)$$

или

$$S = \rho \begin{bmatrix} \tilde{D}_3 \int_r \overline{S}_r(r) dr - \pi R^2 J_o^2 \\ \tilde{D}_2 \int_r \overline{S}_\varphi(r) dr \\ \tilde{D}_2 \int_r (\overline{S}_z(r) + 2J_o j_r r) dr \end{bmatrix}. \quad (24)$$

Второе слагаемое в первом члене формулы (24) имеет величину

$$S_w = -\rho\pi R^2 J_o^2, \quad (25)$$

в точности равную мощности тепловых потерь в проводе единичной длины. Но по существующим представлениям в единицу длины провода поступает внешний поток энергии, направленный по радиусу к оси провода и имеющий величину (25). Здесь мы видим, что этот поток является внутренним.

Очевидно, при любом выборе точки $z=0$ на оси OZ эти соотношения сохраняются.

Итак, в проводе циркулируют потоки (23). Они являются внутренними. Они порождаются токами и магнитными напряженностями, создаваемые этими токами. В свою очередь, эти потоки возбуждают токи, как силы Лоренца. При этом суммарная энергия этих потоков частично расходуется на тепловые потери, но в основном передается в нагрузку.

Пример 3. Рассмотрим следующий случай. В табл. 1 приведены исходные данные и результаты вычислений. На рис. 8

показаны зависимости от радиуса плотности потоков энергии из (23). Точнее, в левых окнах показаны функции $Sr = \overline{S_r}(r)$, $Sf = \overline{S_\varphi}(r)$, $Sz = \overline{S_z}(r)$, а в правых окнах показаны функции

$$\begin{bmatrix} Sr2 \\ Sf2 \\ Sz1 \\ Sz2 \end{bmatrix} = \rho \begin{bmatrix} \tilde{D}_3 \int_r \overline{S_r}(r) dr \\ \tilde{D}_2 \int_r \overline{S_\varphi}(r) dr \\ \tilde{D}_2 \int_r \overline{S_z}(r) dr \\ \tilde{D}_2 \int_r 2J_o j_r r dr \end{bmatrix}. \quad (26)$$

На основе этих функций рассчитываются полные потоки энергии (мощности) $Sr2full$, $Sf2full$, $Sz1full$, $Sz2full$.

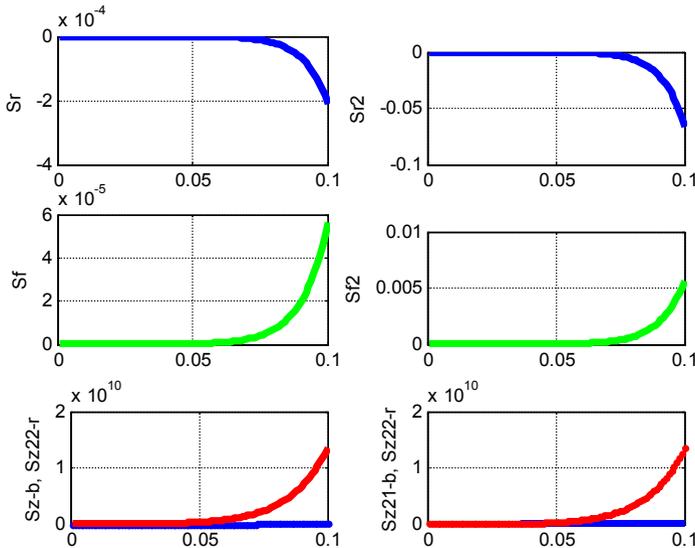


Fig.8 (TokPotok33.m)

У автора в настоящее время нет регулярного метода расчета. При определенных конструктивных параметрах (см. колонку "Дано") для моделирования приходится варьировать значениями параметров (см. колонку "Найдено"). Конечно, при этом можно только показать, что приемлемое решение существует.

Из табл. 1 следует, что отношение передаваемой мощности к мощности тепловых потерь $Sz2full / Sw = 10^{-4}$. Итак, при данной плотности тока J_o передаваемая мощность может принимать

практически любое значение в зависимости от значений величин χ , α , т.е. от плотности винтовой траектории тока. Следовательно, потребляемая мощность не зависит от величины тока, а определяется плотностью винтовой траектории тока.

Таблица 1 ($V_m=11$, $fig8=1$)

Дано		Найдено		Вычислено		
R	1 мм	$(\alpha\chi)$	100	Мощность потерь в проводе	Sw	0.22 Вт
b	100	α	-1.6		Sr2full	$5 \cdot 10^{-9}$ Вт
J_o	2 А\мм ²	χ	-63		Sf2full	$6 \cdot 10^{-10}$ Вт
		$j'_\varphi(0)$	2		Sz1full	$4 \cdot 10^{-9}$ Вт
				Мощность, передаваемая в нагрузку	Sz2full	2000 Вт

4. Обсуждение

Итак, поток энергии вдоль оси провода S_z создается токами и напряженностями, направленными по радиусу и окружности. Этот поток энергии равен мощности, выделяемой в нагрузке R_H и в сопротивлении провода. Токи, текущие вдоль радиуса и окружности, также создают тепловые потери. Их мощность равна потокам энергии S_r , S_φ , направленным по радиусу и окружности.

Вопрос о том, каким образом поток электромагнитной энергии создает электрический ток, рассматривается в [19]. Там показано, что существует четвертая электромагнитная индукция, создаваемая изменением потока электромагнитной энергии. Затем определяется зависимость э.д.с. этой индукции от плотности потока электромагнитной энергии и параметров провода. Известен эксперимент, который может служить экспериментальным доказательством существования этой индукции [17].

Показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру и распространяется **внутри** провода по винтовой траектории. При постоянной величине тока плотность винтовой траектории уменьшается по мере уменьшения оставшегося сопротивления нагрузки. Имеется две составляющие тока. Плотность первой составляющей J_o постоянна на всем сечении провода. Плотность второй составляющей изменяется по сечению

провода таким образом, что ток распространяется по винтовой траектории. В цилиндрических координатах r, φ, z эта вторая плотность имеет три компоненты J_r, J_φ, J_z . Они найдены как решение уравнений Максвелла.

При неизменной плотности основного тока в проводе передаваемая по нему мощность зависит от параметров структуры (α, χ), которые влияют на плотность витков винтовой траектории тока. Таким образом, один и тот же ток в данном проводе может передавать различную мощность (зависящую от нагрузки).

Снова рассмотрим рис. 1. На участке **AB** по проводу передается энергия нагрузки **P**. Ей соответствует определенное значение параметров структуры (α, χ) и, как следствие, плотность витков винтовой траектории тока. На участке **CD** по проводу передается незначительная энергия. Ей соответствует малая плотность витков винтовой траектории тока.

Естественно, нагрузкой является и сопротивление самого провода. Следовательно, по мере прохождения тока по проводу винтовая траектория тока выпрямляется.

Зависимость плотностей токов и напряженностей от переменной φ подробно рассмотрена в [10]. Вообще, предложенную в [10] математическую модель можно рассматривать как следствие данной модели при $\chi \rightarrow 0$.

Таким образом, показано, что существует такое решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током, которому соответствует представление о

- законе сохранения энергии,
- винтовой траектории постоянного тока в проводе,
- передаче энергии вдоль и внутри провода,
- зависимости плотности винтовой траектории от передаваемой мощности.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.5-2.9) в виде функций (2.10-2.17). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.5-2.9) в виде

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (3)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (4)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha - j_z(r) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot j_z(r) \alpha - j_\varphi(r) \chi = 0, \quad (6)$$

$$-j_r(r) \chi - j'_z(r) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) + \frac{j_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (8)$$

Умножим (5) на $(-\chi)$. Тогда получим:

$$-\frac{\chi \cdot h_\varphi(r)}{r} - \chi \cdot h'_\varphi(r) - \frac{\chi \cdot h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (9)$$

Сравнивая (1) и (9), замечаем, что они совпадают, если

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (10)$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r). \quad (11)$$

Важно отметить, что такое сравнение справедливо только при $j_z(r) \neq 0$. Уравнения (10, 11) совпадают с (3, 4) при $h_z(r) = 0$. Следовательно, при $j_z(r) \neq 0$ и $h_z(r) = 0$ уравнение (1) может быть исключено и система уравнений (1-5) упрощается и принимает вид

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (\text{см. (2)}) \quad (12)$$

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (\text{см. (10)}) \quad (13)$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r), \quad (\text{см. (11)}) \quad (14)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha = j_z(r). \quad (\text{см. (5)}) \quad (15)$$

Рассмотрим теперь случай, когда $j_z(r) = 0$. При этом исходная система примет вид:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (16)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (17)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r)\alpha - h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \quad (18)$$

$$-h_r(r)\chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (19)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r)\alpha = 0. \quad (20)$$

Подставим (18, 19) в (16). Тогда получим:

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r)\alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r)\chi + \frac{1}{r} \cdot h'_z(r)\alpha - h'_\varphi(r)\chi - (h_r(r)\chi + h'_z(r))\frac{\alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r)\alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r)\chi - h'_\varphi(r)\chi - h_r(r)\frac{\chi\alpha}{r} = 0 \quad (21)$$

При этом для вычисления трех напряженностей получим три уравнения (17, 20, 21). Исключим $h'_\varphi(r)$ из (20, 21):

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r)\alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r)\chi + \left(\frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) + h_r(r)\frac{\alpha}{r} \right) \chi - h_r(r)\frac{\chi\alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r)\alpha = 0.$$

Таким образом, и при $j_z(r) = 0$ должно соблюдаться условие $h_z(r) = 0$. Итак, система уравнений (12-15) выполняется при любом $j_z(r)$ и при этом

$$h_z(r) \equiv 0. \quad (22)$$

Итак, уравнения (1-8) могут быть заменены на уравнения вида (22, 12-15, 6-8). Перепишем их для удобства читателя:

$$h_z(r) \equiv 0, \quad (22)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (23)$$

$$-h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \quad (24)$$

$$-h_r(r)\chi = j_\varphi(r), \quad (25)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r)\alpha = j_z(r). \quad (26)$$

$$\frac{1}{r} \cdot j_z(r)\alpha - j_\varphi(r)\chi = 0 \quad (27)$$

$$-j_r(r)\chi - j'_z(r) = 0 \quad (28)$$

$$\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) + \frac{j_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0 \quad (29)$$

Подставляя (24, 25) в (29) замечаем, что полученное уравнение совпадает с (23) и поэтому уравнение (23) может быть исключено из данной системы уравнений.

Из (26, 27) находим:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \alpha \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\frac{\chi^2}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r) \quad (35)$$

Из (29) находим:

$$j_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (j_\varphi(r) + r \cdot j'_\varphi(r)) \quad (36)$$

$$j'_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) \quad (37)$$

Из (35, 36, 37) находим:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \alpha \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\frac{\chi^2}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r) \quad (35)$$

$$-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) \right) - \frac{1}{\alpha} (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) + \alpha \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\frac{\chi^2}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r) \quad (38)$$

Решение и анализ этого уравнения дано в приложении 2. Полученное там решение не имеет аналитического выражения. Назовем это решение функцией

$$j_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r) \quad (39)$$

а ее производную – функцией

$$j'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r) \quad (40)$$

При известных функциях (39, 40) могут быть найдены остальные функции по (22, 27, 28, 36, 37, 24, 25). Итак, для определения всех функций имеем уравнения:

$$h_z(r) \equiv 0. \quad (\text{см. (22)}) \quad (41)$$

$$j_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r) \quad (\text{см. (39)}) \quad (42)$$

$$j'_\varphi(r) = \text{kh1}(\alpha, \chi, r) \quad (\text{см. (40)}) \quad (43)$$

$$j_z(r)\alpha = r \cdot j_\varphi(r) \frac{\chi}{\alpha} \quad (\text{см. (27)}) \quad (44)$$

$$j'_z(r) = -j_r(r)\chi \quad (\text{см. (28)}) \quad (45)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (j_\varphi(r) + r \cdot j'_\varphi(r)) \quad (\text{см. (36)}) \quad (46)$$

$$j'_r(r) = -\frac{1}{\alpha} (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) \quad (\text{см. (37)}) \quad (47)$$

$$h_\varphi(r) = -j_r(r) / \chi, \quad (\text{см. (24)}) \quad (48)$$

$$h_r(r) = -j_\varphi(r) / \chi. \quad (\text{см. (25)}) \quad (49)$$

Точность полученного решения анализируется в приложении 3.

Приложение 2.

Рассмотрим уравнение (38) из приложения 1:

$$-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) \right) - \frac{1}{\alpha} (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) + \alpha \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\frac{\chi^2}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r). \quad (1)$$

Упрощая его, получаем:

$$-\left(\frac{j_\varphi(r)}{r} + j'_\varphi(r) \right) - (2j'_\varphi(r) + r \cdot j''_\varphi(r)) + \alpha^2 \frac{j_\varphi(r)}{r} = -\chi^2 r \cdot j_\varphi(r),$$

$$j_\varphi(r) \left(\frac{\alpha^2 - 1}{r} + \chi^2 r \right) - 3j'_\varphi(r) - r \cdot j''_\varphi(r) = 0,$$

$$j''_\varphi(r) = j_\varphi(r) \left(\frac{\alpha^2 - 1}{r^2} + \chi^2 \right) - \frac{3}{r} j'_\varphi(r). \quad (2)$$

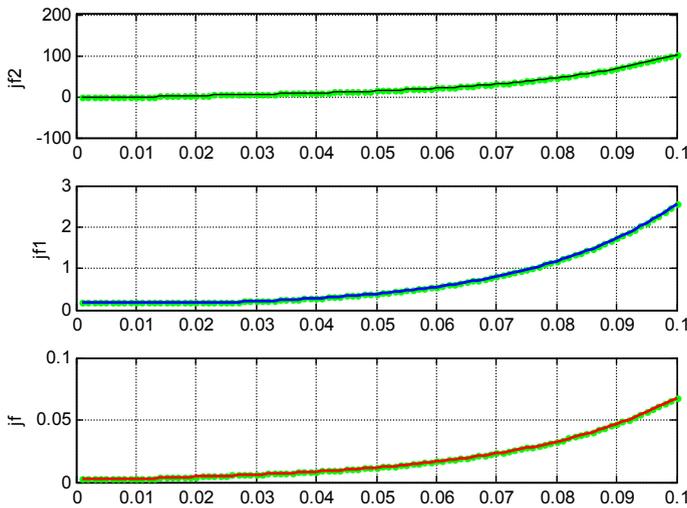


Fig.13 (forFig13.m)

Уравнение (2) не имеет аналитического решения. Но численно можно найти функции

$$j_\varphi(r) = kh(\alpha, \chi, r) \quad (3)$$

$$j'_\varphi(r) = kh1(\alpha, \chi, r) \quad (4)$$

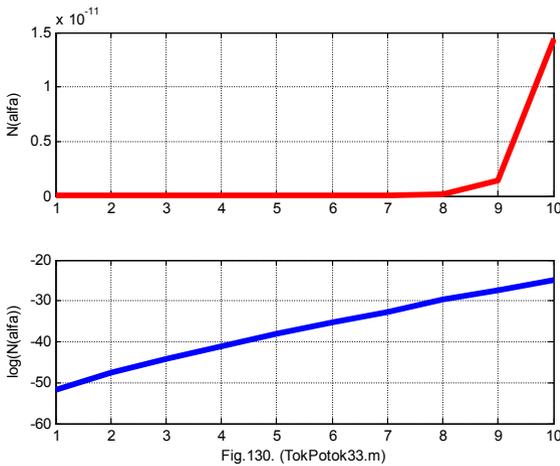
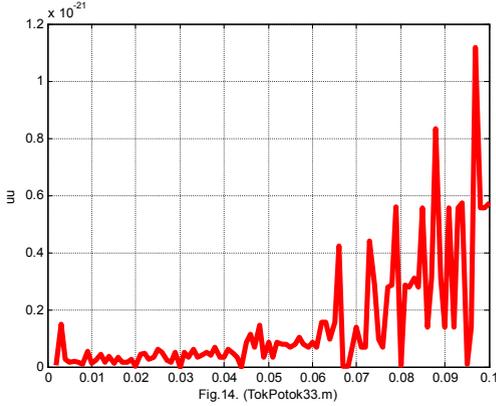
$$j''_\varphi(r) = kh2(\alpha, \chi, r) \quad (5)$$

Для примера на рис. 13 показаны эти функции при $(\alpha = 1.5, \chi = 50)$ на радиусе $R = 0.1$.

Приложение 3.

Далее нумерация уравнений взята из приложения 1. Рассмотрим точность решения системы уравнений (1-8). Подставляя функции (41-49) в уравнения (1-8) можно найти среднеквадратичную невязку этих уравнений. На рис. 14 показан график этой невязки при $(\alpha = 1.5, \chi = 50)$ на радиусе $R = 0.1$.

Можно найти среднеквадратичную невязку этих уравнений, как функцию какого-либо параметра. На рис. 130 показан график невязки в зависимости от α при $\chi = 50$ на радиусе $R = 0.1$. Здесь в верхнем окне показано значение невязки, а в нижнем окне – значение логарифма невязки.



Приложение 4.

Вначале найдем следующие величины:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \int_{z=0}^{z_0} \cos\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z\right) dz = \frac{1}{\chi} \Big|_{z=0}^{z_0} \sin\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z\right) = \\
 &= \frac{1}{\chi} \left(\sin\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z_0\right) - \sin\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2}\right) \right) = \frac{1}{\chi} \cos\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z_0\right) \sin(\chi z_0)
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
 A_2 &= \int_{z=0}^{z_0} \sin(\alpha\varphi_0 + 2\chi z) dz = -\frac{1}{2\chi} \Big|_{z=0}^{z_0} \cos(\alpha\varphi_0 + 2\chi z) = \\
 &= -\frac{1}{2\chi} (\cos(\alpha\varphi_0 + 2\chi z_0) - \cos(\alpha\varphi_0)) = -\frac{1}{\chi} \sin(\alpha\varphi_0 + \chi z_0) \sin(\chi z_0)
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= \int_{z=0}^{z_0} \cos(\alpha\varphi_0 + 2\chi z) dz = \frac{1}{2\chi} \Big|_{z=0}^{z_0} \sin(\alpha\varphi_0 + 2\chi z) = \\
 &= \frac{1}{2\chi} (\sin(\alpha\varphi_0 + 2\chi z_0) - \sin(\alpha\varphi_0)) = \frac{1}{\chi} \cos(\alpha\varphi_0 + \chi z_0) \sin(\chi z_0)
 \end{aligned} \tag{3}$$

Найдем двойные интегралы:

$$\begin{aligned}
 D_1 &= \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \cos(\alpha\varphi + \chi z) d\varphi \right) dz = \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \left(\frac{1}{2\alpha} \sin(\alpha\varphi + \chi z) \right) \right) dz = \\
 &= \int_{z=0}^{z_0} \left(\frac{1}{2\alpha} (\sin(\alpha\varphi_0 + \chi z) - \sin(\chi z)) \right) dz = \frac{2}{\alpha} \int_{z=0}^{z_0} \left(\cos\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z\right) \sin\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2}\right) \right) dz = \tag{4} \\
 &= \frac{2 \sin(\alpha\varphi_0/2)}{\alpha} \int_{z=0}^{z_0} \left(\cos\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2} + \chi z\right) \right) dz = \frac{2A_1}{\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\varphi_0}{2}\right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D_2 &= \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) d\varphi \right) dz = \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \left(\frac{-1}{2\alpha} \cos(2\alpha\varphi + 2\chi z) \right) \right) dz = \\
 &= \int_{z=0}^{z_0} \left(\frac{-1}{2\alpha} (\cos(2\alpha\varphi_0 + 2\chi z) - \cos(2\chi z)) \right) dz = \frac{-1}{\alpha} \int_{z=0}^{z_0} ((\sin(\alpha\varphi_0 + \chi z) \sin(\alpha\varphi_0))) dz = \tag{5} \\
 &= -\frac{\sin(\alpha\varphi_0)}{\alpha} \int_{z=0}^{z_0} (\sin(\alpha\varphi_0 + \chi z)) dz = -\frac{A_2 \sin(\alpha\varphi_0)}{\alpha}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D_3 &= \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) d\varphi \right) dz = \int_{z=0}^{z_0} \left(\int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \left(\frac{\varphi}{2} - \frac{1}{4\alpha} \sin(2\alpha\varphi + 2\chi z) \right) \right) dz = \\
 &= \frac{\varphi_0}{2} - \frac{1}{4\alpha} \int_{z=0}^{z_0} ((\sin(2\alpha\varphi_0 + 2\chi z) - \sin(2\chi z))) dz = \\
 &= \frac{\varphi_0}{2} - \frac{1}{2\alpha} \int_{z=0}^{z_0} (\cos(\alpha\varphi_0 + 2\chi z) \sin(\alpha\varphi_0)) dz = \\
 &= \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\sin(\alpha\varphi_0)}{2\alpha} \int_{z=0}^{z_0} (\cos(\alpha\varphi_0 + 2\chi z)) dz = \frac{\varphi_0}{2} - \frac{A_3 \sin(\alpha\varphi_0)}{2\alpha}
 \end{aligned} \tag{6}$$

При неизвестных φ_0 , z_0 найдем оценки величин C, D. Из (1-3) следует, что абсолютные средние величин A имеют следующие значения:

$$\tilde{A} \approx \frac{1}{\chi}. \tag{7}$$

Из (4-7) найдем оценки величин D:

$$\tilde{D}_1 \approx \frac{2\tilde{A}_1 \sin(\alpha\varphi_0/2)}{\alpha} \approx \frac{2}{\alpha\chi}. \tag{8}$$

$$\tilde{D}_2 \approx \frac{\tilde{A}_2 \sin(\alpha\varphi_0)}{\alpha} \approx \frac{1}{\alpha\chi}. \tag{9}$$

$$\tilde{D}_3 \approx \frac{\varphi_0}{2} - \frac{\tilde{A}_3 \sin(\alpha\varphi_0)}{2\alpha} \approx \frac{\varphi_0}{2} - \frac{1}{2\alpha\chi}. \tag{10}$$

Пусть

$$\varphi_0 = 2\pi b, \tag{11}$$

где b – количество витков винтовой траектории. Тогда

$$\tilde{D}_3 \approx \pi b - \frac{1}{2\alpha\chi}. \tag{12}$$

Глава 6. Излучение и передача энергии по одному проводу

Оглавление

1. Излучение провода
2. Однопроводная передача энергии
3. Обсуждение экспериментов

1. Излучение провода

Рассмотрим снова (как в главе 2) низкоомный провод переменного тока. Несмотря на отсутствие тепловых потерь, в нем есть потери на излучение. Излучает боковая поверхность провода. Вектор плотности потока энергии излучения направлен по радиусу провода и имеет величину S_r - см. (2.4.4-2.4.6) в главе 2. Итак,

$$\overline{S_r} = \eta \iint_{r,\varphi} [s_r \cdot si^2] dr \cdot d\varphi, \quad (1)$$

где

$$s_r = (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \quad (2)$$

или, с учетом формул, приведенных в табл. 1 главы 2,

$$s_r = -e_z(R)h_\varphi(R) = -\frac{2\chi R}{\alpha} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi^2(R) = -\frac{2A^2\chi R}{\alpha} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} R^{2\alpha-2}, \quad (3)$$

где R – радиус провода. Будем учитывать еще формулу (см. (32) в приложении 1 главы 2)

$$\chi = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu} \quad \text{или} \quad \chi = \text{sign}(\chi) \cdot \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \text{где} \quad \text{sign}(\chi) = \pm 1. \quad (4)$$

Отсюда получаем:

$$s_r = -\text{sign}(\chi) \cdot \frac{2A^2\omega\varepsilon}{\alpha c} R^{2\alpha-1}, \quad (5)$$

Из (1, 5) получаем:

$$\overline{S_r} = -\text{sign}(\chi) \cdot \frac{2A^2\omega\varepsilon}{\alpha c} R^{2\alpha-1} \eta \int_\varphi si^2 d\varphi = -\text{sign}(\chi) \cdot \frac{2A^2\omega\varepsilon}{\alpha c} R^{2\alpha-1} \eta \pi.$$

Учитывая еще (1.4.2), окончательно получаем:

$$\overline{S}_r = -\text{sign}(\chi) \cdot \frac{A^2 \omega \varepsilon}{2\alpha} R^{2\alpha-1}. \quad (6)$$

Очевидно, эта величина должна быть положительной, поскольку излучение существует. Кстати говоря, этот факт служит опровержением известной теории о том, что поток энергии распространяется вне провода и входит в провод из-вне.

Поскольку величина (6) положительна, то должно выполняться условие

$$-\text{sign}(\chi) \cdot \text{sign}(\alpha) = 1, \quad (7)$$

т.е. знаки величин χ , α должны быть противоположны. В связи с этим в дальнейшем будем пользоваться формулой вида

$$\overline{S}_r = \frac{A^2 \omega \varepsilon}{2|\alpha|} R^{2\alpha-1}. \quad (8)$$

Эта формула определяет величину потока энергии, излучаемой проводом единичной длины. Сопоставим эту формулу с формулой (2.4.15) плотности потока энергии вдоль провода:

$$\overline{S}_z = \frac{A^2 c \sqrt{\varepsilon/\mu} (1 - \cos(4\alpha\pi))}{8\pi\alpha(2\alpha-1)} R^{2\alpha-1}. \quad (9)$$

Следовательно,

$$\zeta = \frac{\overline{S}_r}{\overline{S}_z} = \frac{4\pi(2\alpha-1)\omega\sqrt{\varepsilon\mu}}{c \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi))}. \quad (10)$$

Таким образом, провод излучает часть продольного потока энергии, равную

$$\overline{S}_r = \zeta \cdot \overline{S}_z. \quad (11)$$

Пусть в начале провода поток энергии равен \overline{S}_{z0} . Поток энергии, который излучает провод на длине L , может быть найден по следующей формуле:

$$\overline{S}_{rL} = \overline{S}_{z0} (1 - \zeta)^L. \quad (12)$$

При этом оставшийся в проводе поток энергии

$$\overline{S}_{zL} = \overline{S}_{z0} - \overline{S}_{rL} = \overline{S}_{z0} (1 - (1 - \zeta)^L). \quad (13)$$

Отсюда можно найти длину провода, на которой сохранился поток

$$\overline{S}_{zL} = \beta \cdot \overline{S}_{z0}. \quad (14)$$

Эта длина определяется из выражения

$$\beta = (1 - (1 - \zeta)^L),$$

т.е.

$$L = \ln(1 - \beta) / \ln(1 - \zeta). \quad (15)$$

Пример 1. При $\alpha = 1.2$, $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ имеем: $\zeta \approx 10\omega/c$. Если $\omega = 3 \cdot 10^3$. Тогда $\zeta \approx 3 \cdot 10 \cdot 10^3 / 3 \cdot 10^{10} = 10^{-6}$. Длина провода, в конце которого сохранился 1% первоначального потока,

$$L = \ln(1 - 0.01) / \ln(1 - \zeta) \approx 9950 \text{ см.}$$

2. Однопроводная передача энергии

Существует ряд экспериментов, которые, без сомнения, демонстрируют передачу энергии по одному проводу.

1. В [29] анализируется передающая антенна «длинный провод», которая используется в радиолюбительской коротковолновой связи. Автор отмечает, эта антенна имеет *"удовлетворительную круговую диаграмму направленности, дающую возможность устанавливать связь почти во всех направлениях"*, а в направлении оси провода *"достигается значительное усиление, которое увеличивается по мере увеличения длины антенны... С увеличением длины антенны направление основного лепестка диаграммы направленности все больше и больше приближается к оси антенны. Одновременно увеличивается и интенсивность излучения в направлении основного лепестка."* Из того факта, что длинный провод излучает во всех направлениях, и из предыдущего раздела следует, что вдоль провода распространяется поток энергии. Этот поток достигает конца провода, где он переходит в излучение, направленное вдоль оси провода. Важно отметить, что поток энергии существует без внешнего электрического напряжения на концах провода.

2. Известен давний эксперимент С.В. Авраменко по однопроводной передаче электроэнергии – так называемая вилка Авраменко. Она впервые описана в [30], а затем в [31] – см. рис. 1. Сообщалось [30], что в экспериментальную установку входил машинный генератор 2 мощностью до 100 кВт, генерирующий напряжение с частотой 8 кГц, подаваемое на трансформатор Тесла. Один конец вторичной обмотки был свободен. Ко второму концу была подсоединена собственно «вилка Авраменко». Вилка Авраменко представляла собой замкнутый контур, содержащий два последовательно соединенных диода 3 и 4, у которых общая точка подсоединялась к проводу 1, и нагрузку, параллельно которой был включен конденсатор 5. Нагрузкой (в первом варианте) служили несколько лампочек накаливания – сопротивление 6 или (во втором варианте) разрядник 7. По этой разомкнутой цепи Авраменко смог

передать от генератора к нагрузке электрическую мощность порядка 1300 Вт. Электрические лампочки ярко светились. Ток в проводе имел очень малую величину, а тонкий вольфрамовый провод в линии 1 даже не грелся. Именно это обстоятельство послужило главной причиной трудности объяснения результатов эксперимента Авраменко.

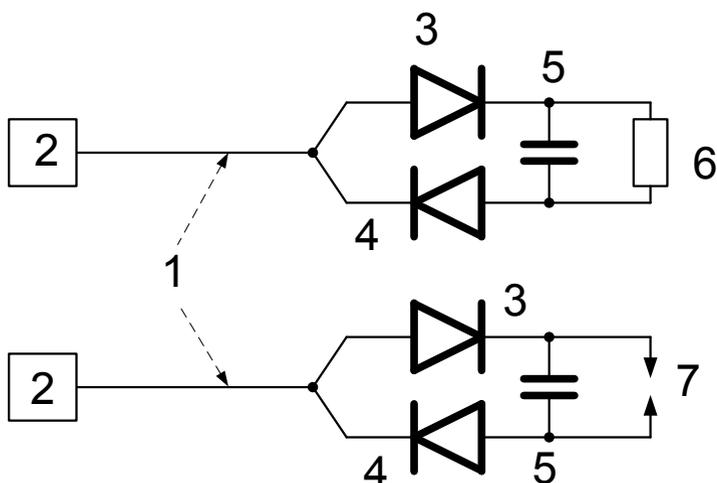


Рис. 1.

Эта конструкция демонстрирует, с одной стороны, весьма привлекательный способ передачи электроэнергии, но, с другой стороны, - кажущееся нарушение законов электротехники. С тех пор многие авторы экспериментировали с этой конструкцией и предлагали теории, объясняющие наблюдаемые феномены – см., например, [32-34]. Однако пока не найдена общепринятая теория. Здесь также поток энергии существует без внешнего электрического напряжения на концах провода.

3. В этот же перечень следует включить лазерный луч. Очевидно, что лазер передает поток энергии в лазерный луч. Эта энергия может быть весьма значительной, передается по лазерному лучу практически без потерь и преобразуется в тепловую энергию на выходе из луча.

4. Известны эксперименты Косинова [35], в которых демонстрировалось свечение перегоревших ламп накаливания. Отмечалось, что "чаще всего лампы накаливания перегорали в двух и более местах, причем перегорала не только спираль, но и токоподводящие проводники внутри лампы. При этом после первого разрыва цепи лампы продолжали некоторое время светить даже более ярко, чем до перегорания.

Лампа светилась до тех пор, пока не перегорел другой участок цепи. Внутренняя цепь одной лампы в нашем эксперименте перегорела в четырех местах! При этом спираль перегорела в двух местах и, кроме спирали, перегорели оба подводящих электрода внутри лампы. Лампа погасла только после перегорания четвертого участка цепи – электрода, на котором закреплена спираль." Здесь также поток энергии существует без внешнего электрического напряжения на концах провода. Важно отметить еще, что лампа после перегорания потребляет еще больше энергии, и этой энергии достаточно для перегорания следующего участка спирали.

Рассматривая уравнения электромагнитной волны в проводе, невозможно выявить физическую причину существования волны: любая компонента напряженности, тока и плотности потока энергии могут рассматриваться, как внешние воздействия, от которых зависят все остальные. Принято считать, что внешним воздействием является продольная электрическая напряженность. Указанные выше факты свидетельствуют о том, что могут быть исключения – внешним воздействием является поток энергии на входе провода. В [19, 17] показано, что поток энергии может рассматриваться как четвертая электромагнитная индукция.

Итак, входной поток энергии распространяется по проводу и может (практически, без потерь - см. выше п.п. 2, 3, 4) достигать другого конца провода. Вместе с потоком энергии может распространяться ток. Но такая взаимосвязь может и отсутствовать (см. выше п. 2, 3). Важно отметить, что выходной поток энергии может быть значительным и использоваться в нагрузке. Отсутствие взаимосвязи между потоком энергии и током уже обсуждалось и обосновывалось в разделе 2.5.

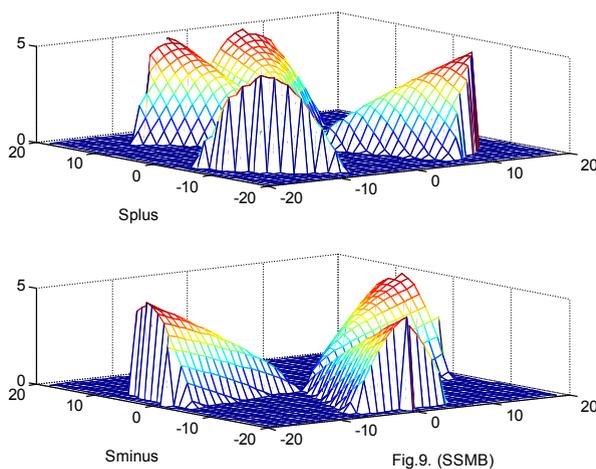
3. Обсуждение экспериментов

Вернемся снова к антенне «длинный провод». Она излучает во все стороны. Как следует из раздела 1, излучаемый поток энергии \overline{S}_r является частью продольного потока энергии \overline{S}_z – см. (1.11). Коэффициент пропорциональности ζ между ними, в свою очередь, зависит от частоты ω - см. пример 1. Следовательно, при уменьшении частоты ω излучаемый поток энергии \overline{S}_r уменьшается.

В разделе 2.5 рассматривались и сопоставлялись токи и потоки энергии в проводе. Показывалось, что, как правило, в

проводе существуют токи и потоки энергии, разделенные на противоположно направленные "струи". Это соответствует существованию потоков активной и реактивной энергий.

Можно предположить, что в "длинном проводе" образуются такие "струи". Если "длинный провод" излучает всю поступающую в него энергию, то превалирует один из этих потоков (поток активной мощности) и генератор расходует энергию на его поддержание. Если "длинный провод" НЕ излучает, то поток энергии проходит в одном направлении и возвращается в другом – генератор НЕ расходует энергию (циркулирует поток реактивной мощности), а ток в проводе отсутствует. Существуют, естественно, и промежуточные случаи, когда "длинный провод" излучает не всю поступающую в него энергию.



Существуют и такие сочетания параметров, при которых суммарные токи противоположно направленных "струй" равны по абсолютной величине и, одновременно с этим, суммарные потоки энергии противоположно направленных "струй" также равны по абсолютной величине. Выше (для удобства читателя) **повторен рис. 9** из главы 4. На нем изображены функции противоположно направленных струй:

S_{plus} - струя потока энергии, направленная от источника энергии,

S_{minus} - струя потока энергии, направленная к источнику энергии,

Графики функций для наглядности показаны с обратным знаком. Здесь соблюдаются следующие соотношения между интегралами по площади сечения Q провода:

$$\int_Q S_{\text{plus}} \cdot dQ = - \int_Q S_{\text{minus}} \cdot dQ,$$

$$\int_Q J_{\text{plus}} \cdot dQ = - \int_Q J_{\text{minus}} \cdot dQ.$$

Возможен, как следует из экспериментов (рассмотренных подробнее далее) случай, когда токи и потоки замыкаются на обрыве провода – см. рис. 3, где 1 – провод, 2 – прямая "струя", 3 – обратная "струя", 4 – ток замыкания. В этом случае прежде всего возникает вопрос о природе э.д.с., заставляющей ток преодолевать искровой промежуток. В [19, 17] показано, что поток энергии может рассматриваться как четвертая электромагнитная индукция.

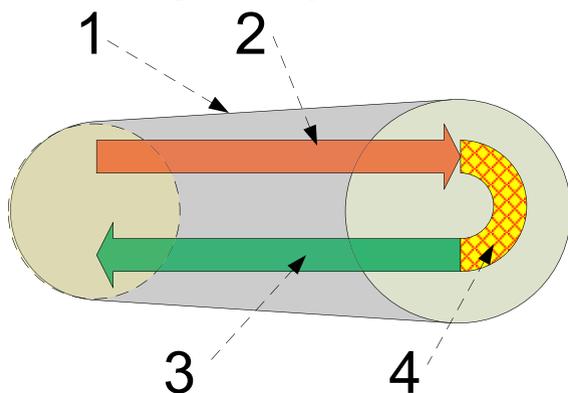


Рис. 3.

Рассмотрим эти эксперименты. Яркие эксперименты Косинова [35] явным образом подтверждают предложенную гипотезу: дуга, возникающая на обрыве спирали, должна иметь начало и конец. Между ними должна быть приложена э.д.с. Когда дуга, расширяясь, достигает следующего участка спирали, этот участок вместе с соединяющей дугой включается в длинную линию и т.д. Косинов наблюдал 8 таких участков

Вилка Авраменко представляет собой контур, содержащий два последовательно соединенных диода и нагрузку – см. рис. 1. Этот контур создает ту дугу, которая изображена на рис. 3. Нагрузкой может быть воздушный промежуток разрядника 7, что эквивалентно дуге в экспериментах Косинова. Нагрузкой может быть резистор 6 - приемник энергии в системе однопроводной передачи энергии.

Провод 1 в этой конструкции можно отождествить с "длинным проводом". В данном случае (при низкой частоте 8 кГц) провод 1 не излучает. Следовательно, в нем существуют два противоположно направленных потока энергии и отсутствует ток.

Таким образом, передача энергии по одному проводу не противоречит уравнениям Максвелла, а, напротив, следует из них.

Глава 7. Решение уравнений Максвелла для конденсатора в цепи постоянного тока. Природа потенциальной энергии конденсатора.

Оглавление

1. Введение
2. Решение уравнений Максвелла
3. Напряженности и потоки энергии
4. Обсуждение

1. Введение

В главе 2 рассматривается электромагнитное поле конденсатора в цепи переменного тока. Здесь рассматривается электромагнитное поле в заряжаемом конденсаторе и то поле, которое продолжает существовать в заряженном конденсаторе.

Здесь рассматриваются уравнения Максвелла в системе СГС следующего вида с отличными от единицы величинами ε , μ :

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (a)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (b)$$

$$\operatorname{div}(E) = Q(t), \quad (c)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (d)$$

где

H , E - ток, магнитная и электрическая напряженности
соответственно,

ε , μ - диэлектрическая проницаемость, магнитная
проницаемость,

$Q(t)$ - заряд на обкладке конденсатора, который появляется и возрастает в процессе заряда.

Эта система уравнений в частных производных имеет решение, которое является суммой частного решения этой системы и общего решения соответствующей однородной системы уравнений. Однородная система имеет вид

$$\operatorname{rot}(E) + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H) - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(E) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(H) = 0, \quad (4)$$

т.е. отличается от системы (a-d) только отсутствием члена $Q(t)$. Частное решение при данном t является решением, связывающем электрическую напряженность $E_z(t)$ в зазоре конденсатора и заряд $Q(t)$. Если $E_z(t)$ меняется во времени, то должно существовать решение системы уравнений (1-4) при данном $E_z(t)$. Именно это решение мы будем искать далее.

Показывается, что в заряжаемом конденсаторе распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла (1-4). Показывается, что в заряженном конденсаторе существует стационарный поток электромагнитной энергии, а та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

2. Решение системы уравнений

Снова рассмотрим решение системы уравнений Максвелла (1.1-1.4). В системе цилиндрических координат r, φ, z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = v \frac{dH_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = v \frac{dH_\varphi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = v \frac{dH_z}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = q \frac{dE_r}{dt} \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = q \frac{dE_\varphi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = q \frac{dE_z}{dt} \quad (8)$$

где

$$v = -\mu/c, \quad (9)$$

$$q = \varepsilon/c, \quad (10)$$

- электрические напряженности $E_r, E_\varphi, E_z,$
- магнитные напряженности $H_r, H_\varphi, H_z.$

Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности $E_z.$

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (11)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (12)$$

где α, χ, ω – некоторые константы. Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_r = h_r(r) co \cdot (\exp(\omega t) - 1), \quad (13)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) si \cdot (\exp(\omega t) - 1), \quad (14)$$

$$H_z = h_z(r) si \cdot (\exp(\omega t) - 1), \quad (15)$$

$$E_r = e_r(r) si \cdot (1 - \exp(\omega t)), \quad (16)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) co \cdot (1 - \exp(\omega t)), \quad (17)$$

$$E_z = e_z(r) co \cdot (1 - \exp(\omega t)), \quad (18)$$

где $h(r), e(r)$ - некоторые функции координаты r . При этом ток смещения

$$J_z = \frac{d}{dt} E_z = -\omega \cdot e_z(r) c_0 \cdot \exp(\omega t) \quad (19)$$

На рис. 1 показаны эти переменные, как функции времени, и их производные по времени при $\omega = -300$: H_z - сплошные линии, E_z - пунктирные линии, J_z - точечная линия. Можно убедиться, что в системе уравнений (1-8) амплитуды всех напряженностей при $t \Rightarrow \infty$ одновременно стремятся к постоянному значению, а амплитуда тока стремится к нулю. Это соответствует заряду конденсатора через постоянное сопротивление.

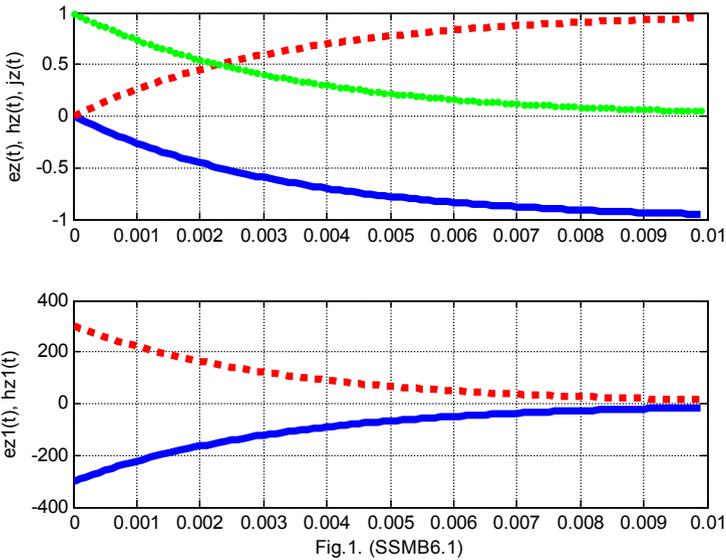


Fig.1. (SSMB6.1)

После заряда конденсатора ток прекращается. Однако, как показывается ниже, стационарный поток электромагнитной энергии сохраняется.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-18) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами r, φ, z, t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r), e(r)$.

Эта система уравнений имеет вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (21)$$

$$-\frac{1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu \omega}{c} h_r = 0, \quad (22)$$

$$e_r(r)\chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c}h_\varphi = 0, \quad (23)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c}h_z = 0, \quad (24)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (25)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r)\alpha - h_\varphi(r)\chi - \frac{\varepsilon\omega}{c}e_r = 0, \quad (26)$$

$$-h_r(r)\chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c}e_\varphi = 0, \quad (27)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c}e_z(r) = 0. \quad (28)$$

Она полностью совпадает с аналогичной системой уравнений для конденсатора в цепи переменного тока – см. главу 2. Решение этой системы также полностью совпадает с полученным в главе 2 и имеет следующий вид:

$$e_\varphi(r) = \text{kh}(\alpha, \chi, r), \quad (30)$$

$$e_r(r) = \frac{1}{\alpha} (e_\varphi(r) + r \cdot e'_\varphi(r)), \quad (31)$$

$$e_z(r) = r \cdot e_\varphi(r) \frac{q}{\alpha}, \quad (32)$$

$$h_\varphi(r) = -\frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) \frac{1}{\chi}, \quad (33)$$

$$h_r(r) = \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) \frac{1}{\chi}, \quad (34)$$

$$h_z(r) \equiv 0. \quad (35)$$

где $\text{kh}()$ – функция, определенная в главе 2,

$$q = \left(\chi - \frac{\mu\varepsilon\omega^2}{c^2} \right). \quad (36)$$

Таким образом, решение уравнений Максвелла для заряжаемого конденсатора и для конденсатора в цепи синусоидального тока отличаются только тем, что в первом случае присутствуют экспоненциальные функции времени, а во втором – синусоидальные.

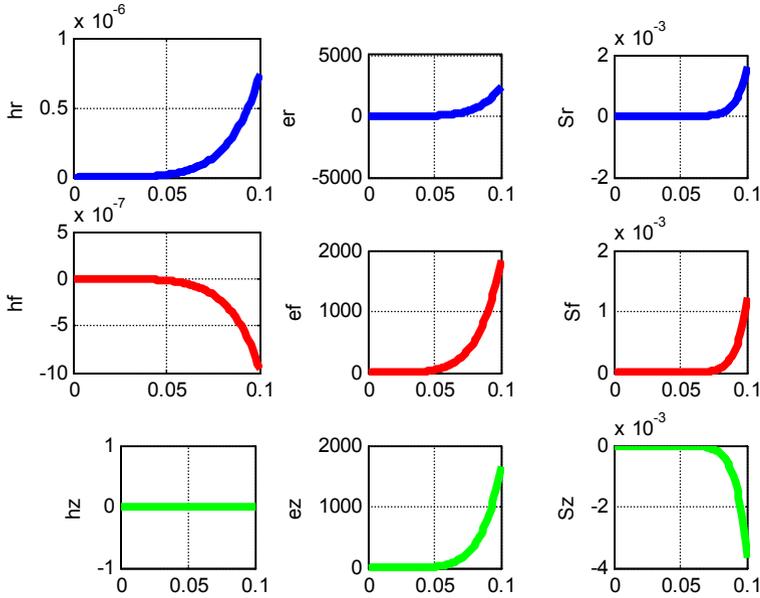


Fig.1. (SSB6(3).m)

3. Напряженности и потоки энергии

Также, как и в главе 2, плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$\bar{S} = \frac{\begin{bmatrix} \overline{S_r} \\ \overline{S_\varphi} \\ \overline{S_z} \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} \overline{S_r} \\ \overline{S_\varphi} \\ \overline{S_z} \end{bmatrix}} = \eta \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} s_r &= (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \\ s_\varphi &= (e_z h_r - e_r h_z), \\ s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) \\ \eta &= c/4\pi. \end{aligned} \quad (2)$$

$$\eta = c/4\pi. \quad (3)$$

Рассмотрим функции (2) и $e_r(r)$, $e_\varphi(r)$, $e_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. На рис. 1 показаны, например, графики этих функций при $A=1$, $\alpha=5.5$, $\mu=1$, $\varepsilon=2$, $\chi=50$, $\omega=300$.

Условия этого примера отличаются от условий аналогичного примера в главе 2 для конденсатора в цепи переменного тока только

значением параметра $\omega = -300$ (в главе 2 $\omega = 300$). Видно, что эти функции отличаются только знаками.

Еще раз надо подчеркнуть, что эти функции не равны нулю в любой момент времени, т.е. после заряда конденсатора электрические и магнитные напряженности остаются, принимая стационарное, но отличное от нуля значение. Постоянно равна нулю только магнитная напряженность $H_z(r) \equiv 0$, а после заряда конденсатора прекращается ток смещения.

Остается также стационарный поток электромагнитной энергии. Существование стационарного потока не противоречит существующим физическим представлениям [3]. Существование такого потока в статической системе рассматривает Фейнман в [13]. Он приводит пример потока энергии в системе, содержащей только электрический заряд и постоянный магнит, покоящиеся рядом.

Существуют и другие эксперименты, демонстрирующие тот же эффект [38]. На рис. 2 показан электромагнит, сохраняющий силу притяжения после отключения тока. Предполагают, что такими электромагнитами пользовался Эд Леедскалнин при строительстве знаменитого Коралового замка – см. рис. 3 [38]. В таких конструкциях в момент отключения ток электромагнитная энергия имеет некоторое значение. Эта энергия может рассеяться путем излучения и тепловых потерь. Однако, если эти факторы не существенны (по крайней мере, в начальный период) электромагнитная энергия должна сохраняться. При наличии электромагнитных колебаний должен возникнуть и распространяться поток электромагнитной энергии ВНУТРИ конструкции. Прерывание этого потока может быть достигнуто разрушением конструкции. При этом в силу закона сохранения энергии должна быть совершена работа, эквивалентная той электромагнитной энергии, которая исчезает при разрушении конструкции. Это означает, что "разрушителю" нужно преодолеть некоторую силу. Именно это и демонстрируется в указанных экспериментах. В [39] рассматриваются математические модели таких конструкций, построенные на основе уравнений Максвелла. Выявляются условия, при соблюдении которых поток электромагнитной энергии сохраняется сколь угодно долго.



Рис. 2.



Рис. 3.

Итак, в конденсаторе формируется стационарный поток электромагнитной энергии. Рассмотрим подробнее структуру этого потока. Из (2.11, 2.12, 3.1) следует, что в каждой точке диэлектрика проекции потоков энергии определяются по формуле:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_r \cdot \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ s_\varphi \cdot 0.5 \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) \\ s_z \cdot 0.5 \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

где, как следует из (2.30-2.35, 3.2),

$$\begin{aligned} s_r &= (-e_z h_\varphi) = \frac{q}{\alpha} \frac{\varepsilon \omega}{\chi c} r \cdot e_\varphi(r) \cdot e_r(r) \\ s_\varphi &= (e_z h_r) = \frac{q}{\alpha} \frac{\varepsilon \omega}{\chi c} r \cdot e_\varphi^2(r) \\ s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) = -\frac{\varepsilon \omega}{\chi c} (e_r^2(r) + e_\varphi^2(r)) \end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим, например, развертку цилиндра с данным радиусом r . На окружности этого радиуса вектор S_r направлен всегда в сторону увеличения радиуса и колеблется по величине, как $\sin^2(\alpha\varphi + \chi z)$. Суммарный вектор $(S_\varphi + S_z)$ наклонен к линии радиуса всегда под углом $arctg(s_z/s_\varphi)$, а величина этого вектора колеблется как $\sin(2(\alpha\varphi + \chi z))$. На рис. 4 показано векторное поле $(S_\varphi + S_z)$ при $\alpha = 1.35$, $\chi = 50$. Здесь горизонталь и вертикаль соответствуют координатам φ , z .

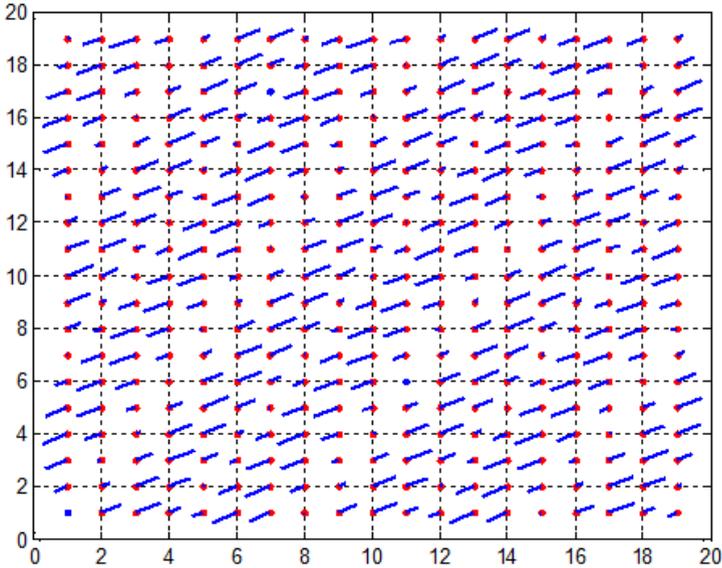


Fig.4. (SSMB.88)

4. Обсуждение

Показано, что в заряжаемом конденсаторе распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла. При этом в теле диэлектрика (т.е. там, где существует напряженность e_z) существуют электрические и магнитные напряженности. Существуют также

- круговой поток энергии S_φ , меняющий знак в зависимости от φ ,
- вертикальный поток энергии S_z , меняющий знак в зависимости от φ ,
- радиальный поток энергии S_r , всегда направленный от центра; это означает, что заряженный конденсатор излучает через боковую поверхность.

Поток энергии продолжает существовать и в заряженном конденсаторе как стационарный поток электромагнитной энергии. Именно в этом потоке циркулирует электромагнитная энергия, запасенная в конденсаторе. Следовательно, та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

Глава 7. Решение для конденсатора в цепи постоянного тока

Известны эксперименты по обнаружению магнитного поля между обкладками заряженного конденсатора с помощью компаса [49, 50]. В соответствии с изложенным в круглом конденсаторе должно наблюдаться только расположение стрелки компаса перпендикулярно радиусу круглого конденсатора. Наблюдаемое отклонение стрелки от оси конденсатора можно объяснить неравномерностью распределения заряда по квадратной пластине.

Глава 7а. Решение уравнений Максвелла для окрестности торца магнита

Выше был рассмотрен заряженный конденсатор, между обкладками которого существует электрическая напряженность.

Рассмотрим теперь зазор в кольцевом магните. Между плоскостями, ограничивающими этот зазор, существует магнитная напряженность.

В силу симметрии уравнений Максвелла в "зазоре" такого **магнита** должно существовать электромагнитное поле, аналогичное полю в зазоре заряженного конденсатора. Отличие между этими полями заключается в том, что в уравнениях поля электрические и магнитные напряженности меняются местами. В частности, в заряженном круглом конденсаторе существует электрическая напряженность ($E_z \neq 0$) и отсутствует магнитная напряженность ($H_z = 0$). В незаряженном круглом конденсаторе с магнитом существует магнитная напряженность ($H_z \neq 0$) и отсутствует электрическая напряженность ($E_z = 0$).

По аналогии с (7.2.30-7.2.35) получаем:

$$h_\varphi(r) = kh(\alpha, \chi, r), \quad (1)$$

$$h_r(r) = \frac{1}{\alpha} (h_\varphi(r) + r \cdot h'_\varphi(r)), \quad (2)$$

$$h_z(r) = r \cdot h_\varphi(r) \frac{q}{\alpha}, \quad (3)$$

$$e_\varphi(r) = -\frac{\mu\omega}{c} h_r(r) \frac{1}{\chi}, \quad (4)$$

$$e_r(r) = \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi(r) \frac{1}{\chi}, \quad (5)$$

$$e_z(r) \equiv 0. \quad (6)$$

Здесь, также, как и в конденсаторе, величина ω входит в показатель степени экспоненты $\exp(i\omega t)$, характеризующей процесс

намагничивания постоянного магнита в процессе его образования ("зарядки" – по аналогии с конденсатором)

Таким образом, в зазоре нашего магнита (т.е. там, где существует напряженность h_z) существуют электрические и магнитные напряженности.

При существовании этих напряженностей в зазоре нашего магнита формируется стационарный поток электромагнитной энергии. Напомним формулу (7.3.4), которая в данном случае определяет проекции потоков энергии определяются по формуле:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_r \cdot si^2 \\ s_\varphi \cdot si \cdot co \\ s_z \cdot si \cdot co \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_r \cdot \sin^2(\alpha\varphi + \chi z) \\ s_\varphi \cdot 0.5 \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) \\ s_z \cdot 0.5 \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

где, как следует из (1-6, 7.3.2),

$$\begin{aligned} s_r &= (h_z e_\varphi) = \frac{q}{\alpha} \frac{\mu\omega}{\chi c} r \cdot h_\varphi(r) \cdot h_r(r) \\ s_\varphi &= (-e_r h_z) = \frac{q}{\alpha} \frac{\mu\omega}{\chi c} r \cdot h_\varphi^2(r) \\ s_z &= (e_r h_\varphi - e_\varphi h_r) = -\frac{\mu\omega}{\chi c} (h_r^2(r) + h_\varphi^2(r)) \end{aligned} \quad (8)$$

Отсюда следует, что существуют

- круговой поток энергии S_φ , меняющий знак в зависимости от φ ,
- вертикальный поток энергии S_z , меняющий знак в зависимости от φ ,
- радиальный поток энергии S_r , всегда направленный от центра.

Как показано в разделе 1.5, вместе с такими потоками энергии в электромагнитной волне существуют также импульсы, направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси. Существуют также моменты импульса относительно любого радиуса, любой окружности и относительно оси.

Очевидно, все эти выводы не зависят от длины зазора. Следовательно, можно утверждать, что

потоки энергии, импульсы и моменты импульсов существуют в окрестности торца магнита.

Как показано в (1.5.6), момент импульса относительно оси магнита в данной точке "зазора" (r, φ, z)

$$L_z(r, \varphi, z) = S_z r / c \quad (9)$$

или, с учетом (7, 8),

$$\begin{aligned} L_z(r, \varphi, z) &= S_z \frac{r}{c} = \frac{r S_z}{2c} \cdot \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) = \\ &= -\frac{\mu\omega r}{2\chi c^2} (h_r^2(r) + h_\varphi^2(r)) \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) \end{aligned} \quad (10)$$

где $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$ определяются по (1, 2). Суммарный момент импульса на всей окружности данного радиуса и на данном расстоянии от торца

$$L_{zr} = \int_0^{2\pi} L_z(r, \varphi, z) d\varphi = -\frac{\mu\omega r}{2\chi c^2} (h_r^2(r) + h_\varphi^2(r)) \int_0^{2\pi} \sin(2(\alpha\varphi + \chi z)) d\varphi. \quad (11)$$

Здесь все параметры могут быть найдены в результате экспериментов и в настоящее время неизвестны. Однако можно сказать, что при целом α всегда существует величина $L_{zr} \neq 0$.

Приложение

Существование момента импульса вокруг оси магнита можно было бы проверить экспериментально. Но у автора нет таких возможностей. Поэтому предлагается рассмотреть эксперименты, которые (**вероятно!**) демонстрируют существование такого момента импульса вокруг оси магнита.

1. Эксперимент, известный по Интернету, показан на рис. 1, где

- М - магнит с индукцией В,
- К - железное кольцо с зазором V (который нужен для того, чтобы при поиске объяснения не предполагать, что по кольцу идет ток),
- N – нить,
- L, D, A, C, d – размеры.

При опускании кольца оно в некотором положении начинает быстро вращаться и вращается некоторое время T, а затем останавливается и начинает вращаться в противоположную сторону. Это вращение длится в течение времени $t \ll T$. Процессы переменного по направлению вращения повторяются 3-5 раз и затихают.

Автор повторил этот эксперимент в следующем виде:

- вариант 1: $B = 1 \text{ Tesla}$, $T = 30 \text{ sec}$,
 $(L, D, A, C, d) = (200, 15, 10, 15, d) \text{ mm}$;
вариант 2: $B = 1 \text{ Tesla}$, $T = 20 \text{ sec}$,
 $(L, D, A, C, d) = (200, 20, 05, 15, d) \text{ mm}$.

Этот эксперимент можно объяснить существованием вращающего момента, который в установившемся режиме уравнивается крутящим моментом нити. Иначе этот эксперимент объясняют изменением крутящего момента нити, когда она натягивается притяжением кольца K к магниту M . Такое объяснение кажется неубедительным, когда делаешь этот эксперимент собственными руками.

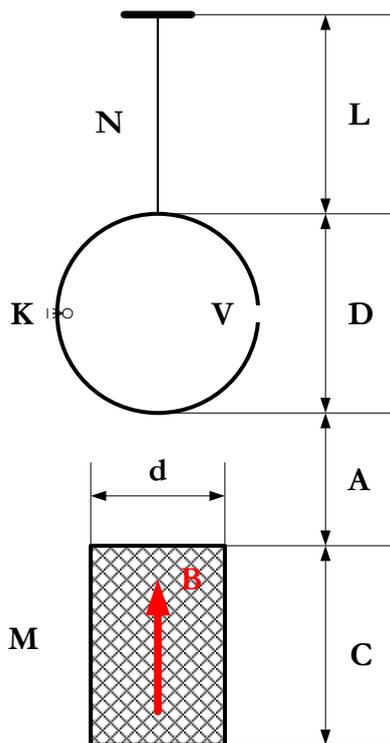


Рис. 1.

2. В Интернете [46] показан другой эксперимент – см. рис. 2, где

- M - магнит,
- K – магнит в виде железного кольца,
- S – деревянный стержень,
- S - держатель стержня S .

Глава 7а. Решение для окрестности торца магнита

Кольцо К удерживается на некотором расстоянии от торца магнита М и вращается на деревянном стержне S. Идея этого эксперимента может быть использована для строгой экспериментальной проверки существования момента импульса вокруг оси магнита.

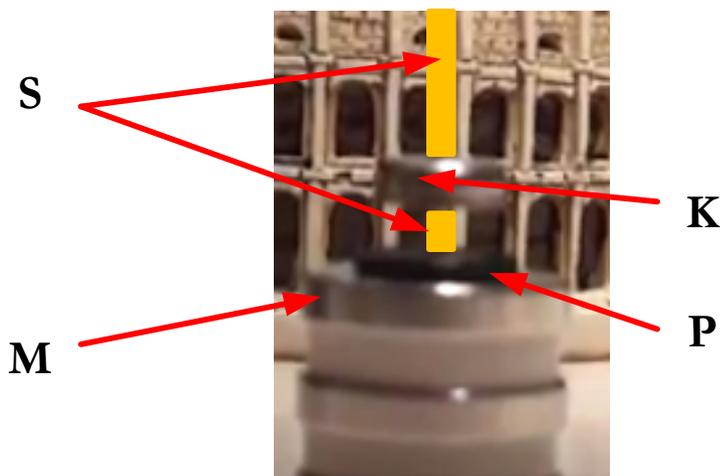


Рис. 2.

Глава 8. Решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора

Оглавление

1. Введение
 2. Уравнения Максвелла в сферических координатах
 3. Решение уравнений Максвелла для вакуума
 4. Электрические и магнитные напряженности
 5. Потоки энергии
 6. Электромагнитная волна в заряженном сферическом конденсаторе
 7. Электромагнитная волна в окрестности сферического заряда
- Приложение 1. Решение уравнений Максвелла для среды
Приложение 2. Решение уравнений Максвелла для электропроводного диэлектрика

1. Введение

В главах 2 и 7 рассмотрена электромагнитная волна в конденсаторе, который включен в цепь переменного или постоянного тока. Ниже рассматривается сферический конденсатор в цепи синусоидального тока или постоянного тока. Обкладками такого конденсатора являются две сферы с общим центром и радиусами $R_2 > R_1$.

2. Уравнения Максвелла в сферических координатах

Вначале рассмотрим сферический конденсатор в цепи синусоидального тока. На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ) . В табл. 1 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора \mathbf{E} в этих координатах [4]. Здесь и далее

E - напряженность электрического поля,
 H - напряженность магнитного поля,
 μ - абсолютная магнитная проницаемость,
 ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость.

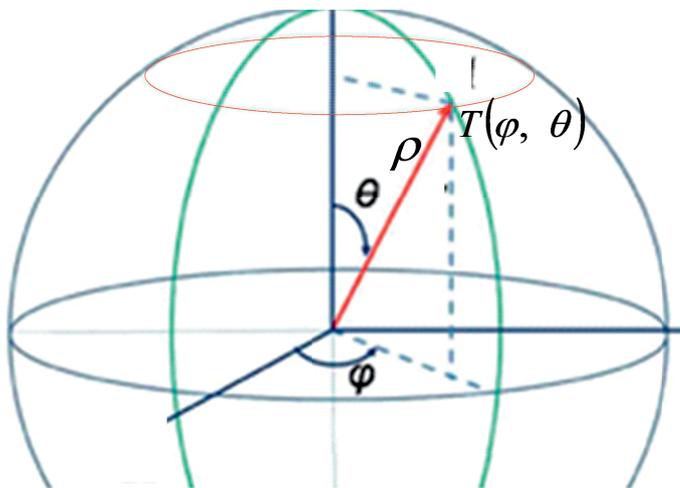


Рис. 1 (Sfera155.vsd).

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \varphi}$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$

Уравнения Максвелла в сферических координатах при отсутствии зарядов и токов между обкладками сферического конденсатора имеют вид, приведенный в табл. 2.

Таблица 2.

1	2
1.	$\text{rot}_\rho H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = 0$
2.	$\text{rot}_\theta H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
3.	$\text{rot}_\varphi H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$
4.	$\text{rot}_\rho E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$
5.	$\text{rot}_\theta E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
6.	$\text{rot}_\varphi E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
7.	$\text{div}(E) = 0$
8.	$\text{div}(H) = 0$

Далее мы будем искать решение в виде функций E, H , представленных в табл. 3, где функции вида $E_{\varphi\rho}(\rho)$ предстоит вычислить. Здесь важно отметить, что

- эти функции не зависят от аргумента φ ;
- при $E(\theta) = \sin(\theta)$ выражение

$$\frac{E}{\text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E}{\partial \theta} = 2 \cos(\theta). \quad (11)$$

Таблица 3.

1	2
	$E_\rho = E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \sin(\omega t)$
	$E_\theta = E_{\theta\rho}(\rho) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
	$E_\varphi = E_{\varphi\rho}(\rho) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
	$H_\rho = H_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \cos(\omega t)$
	$H_\theta = H_{\theta\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\omega t)$
	$H_\varphi = H_{\varphi\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\omega t)$

Подставим функции E , H из табл. 3 в табл. 1 и учтем (11). Тогда получим табл. 4.

Таблица 4.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} \cos(\theta) \sin(\omega t)$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$-\left(\frac{E_\varphi}{\rho} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}\right) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\left(\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho}\right) \sin(\theta) \sin(\omega t)$
4	$\text{div}(E)$	$\left(\left(\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) \cos(\theta) \sin(\omega t)$

Выражения для ротора и дивергенции функции H отличаются от показанных в табл. 4 только тем, что вместо множителей $\sin(\omega t)$ стоят множители $\cos(\omega t)$. Подставляя выражения для роторов и дивергенций в уравнения Максвелла (см. табл. 2), дифференцируя по времени и сокращая общие множители, получаем новую форму уравнений Максвелла – см. табл. 5.

Таблица 5.

1	2
1	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\mu}{c} H_{\rho\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\varphi\rho}}{\partial \rho}\right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta\rho}}{\partial \rho}\right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho\rho}}{\partial \rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$
5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\rho\rho} = 0$

6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\theta\rho} = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E_{\varphi\rho} = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

3. Решение уравнений Максвелла для вакуума

Вначале рассмотрим эти уравнения для вакуума, где в системе СГС имеем: $\varepsilon = \mu = 1$. При этом табл. 5 принимает следующий вид:

Таблица 5а.

1	2
1	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} - qH_{\rho\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E_{\varphi\rho} + \frac{\partial E_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) - qH_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E_{\theta\rho} + \frac{\partial E_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - qH_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E_{\rho\rho} + \frac{\partial E_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$
5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - qE_{\rho\rho} = 0$
6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) - qE_{\theta\rho} = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - qE_{\varphi\rho} = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

где

$$q = \frac{\omega}{c}. \quad (12)$$

Тогда уравнения Максвелла становятся полностью симметричными относительно напряженностей E и H . Сложим попарно уравнения (1-4) и (5-8). Тогда получим:

$$\frac{2W_{\varphi\rho}}{\rho} - qW_{\rho\rho} = 0, \quad (13)$$

$$\left(\frac{W_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\varphi\rho}}{\partial \rho} \right) + qW_{\theta\rho} = 0, \quad (14)$$

$$\left(\frac{W_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\theta\rho}}{\partial \rho} \right) - qW_{\varphi\rho} = 0, \quad (15)$$

$$\left(\left(\frac{W_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial W_{\rho\rho}}{\partial \rho} \right) + \frac{2W_{\theta\rho}}{\rho} \right) = 0, \quad (16)$$

где

$$W = E + H. \quad (17)$$

Система 4-х уравнений (13-16) определяет 3 неизвестных функции – эта система является переопределенной. Мы покажем, что существует решение, удовлетворяющее всем 4-м уравнениям.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что уравнения (14, 15) имеют следующее решение:

$$W_{\theta\rho} = A \cdot \frac{-i}{\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (18)$$

$$W_{\varphi\rho} = -A \cdot \frac{1}{\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (19)$$

где A , R , ω , β , c – константы. Из (13, 18) находим:

$$W_{\rho\rho} = \frac{2W_{\varphi\rho}}{\rho} \frac{c}{\omega} = -\frac{2A}{q\rho^2} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (20)$$

$$\frac{\partial W_{\rho\rho}}{\partial \rho} = A \left(\frac{2i}{q\rho^3} - \frac{2}{\rho^2} \right) \exp(iq(\rho - R) + \beta). \quad (21)$$

Подставляя (19-21) в (16) убеждаемся, что уравнение (16) превращается в тождество $0=0$. Следовательно, три функции (18-20) удовлетворяют 4-м уравнениям (13-16), что и требовалось показать.

Решение не измениться, если вместо (17) будет использовано условие

$$W = (E + H) \frac{2}{(1+i)}. \quad (22)$$

Далее будем искать решение, при котором

$$E = iH. \quad (23)$$

Из (76, 77) находим:

$$W = (1+i)H \frac{2}{(1+i)} = 2H \quad (24)$$

или

$$H = W/2. \quad (25)$$

Из (77, 79) находим:

$$E = Wi/2. \quad (26)$$

Из (18-20, 79, 80) находим:

$$H_{\theta\rho} = \frac{-Ai}{2\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (27)$$

$$H_{\varphi\rho} = \frac{-A}{2\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (28)$$

$$H_{\rho\rho} = \frac{-A}{q\rho^2} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (29)$$

$$E_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (30)$$

$$E_{\varphi\rho} = \frac{-Ai}{2\rho} \exp(iq(\rho - R) + \beta), \quad (31)$$

$$E_{\rho\rho} = \frac{-Ai}{q\rho^2} \exp(iq(\rho - R) + \beta). \quad (32)$$

Найденное решение является комплексным. Известно, что реальная часть комплексного решения также является решением. Следовательно, в качестве решения вместо функций (27-32) можно принять их реальные части:

$$H_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} \sin(q(\rho - R) + \beta), \quad (33)$$

$$H_{\varphi\rho} = \frac{-A}{2\rho} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (34)$$

$$H_{\rho\rho} = \frac{-A}{q\rho^2} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (35)$$

$$E_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (36)$$

$$E_{\varphi\rho} = \frac{A}{2\rho} \sin(q(\rho - R) + \beta), \quad (37)$$

$$E_{\rho\rho} = \frac{A}{q\rho^2} \sin(q(\rho - R) + \beta), \quad (38)$$

Для проверки этого решения можно подставить эти функции в уравнения табл. 5 и убедиться, что они превращаются в тождества.

Итак, решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора в вакууме имеет вид уравнений (33-38).

Для нахождения этих функций достаточно знать значения констант A , R , ω , β , c . Полученное решение означает, что **в сферическом конденсаторе, который включен в цепь синусоидального тока, существует электромагнитная волна.**

Решение уравнений Максвелла для случая, когда диэлектрик не является вакуумом, дано в Приложении 1, а для случая, когда диэлектрик имеет некоторую электропроводность – в Приложении 2.

4. Электрические и магнитные напряженности

Рассмотрим на сфере радиуса ρ точку T с координатами φ , θ . Векторы H_φ и H_θ , исходящие из этой точки, лежат в плоскости P , касательной к этой сфере в этой точке $T(\varphi, \theta)$ - см. рис. 2. Эти векторы перпендикулярны друг другу. Следовательно, в каждой точке (φ, θ) суммарный вектор

$$H_{\varphi\theta} = H_\varphi + H_\theta \quad (39)$$

лежит в плоскости P и направлен под углом ψ к линии параллели. Как следует из (33, 34) и табл. 3, вектор $H_{\varphi\theta}$, не зависящий от ρ , модуль этого вектора $|H_{\varphi\theta}|$ и угол ψ определяются следующими формулами:

$$H_{\varphi\theta} = |H_{\varphi\theta}| \sin(\theta) \cos(\omega t), \quad (39a)$$

$$|H_{\varphi\theta}| = \frac{A}{2\rho} \quad (40)$$

$$\cos(\psi) = \frac{H_{\theta\rho}}{|H_{\varphi\theta}|} = \sin\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R) + \beta\right)$$

ИЛИ

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{c}(\rho - R) - \beta. \quad (41)$$

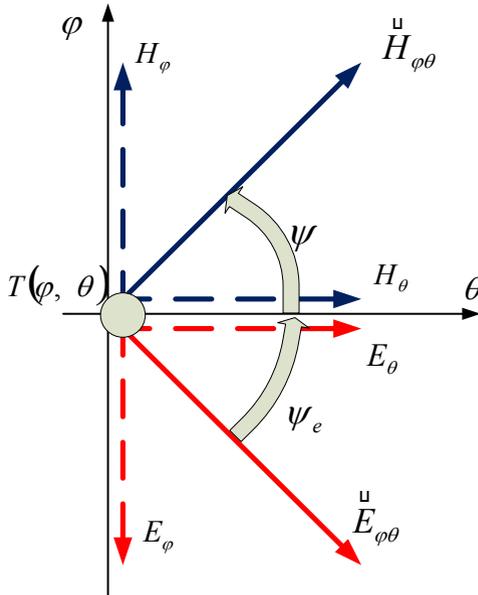


Рис. 2 (Sfera110.vsd).

Подобные соотношения существуют и для векторов E_φ и E_θ . В каждой точке (φ, θ) суммарный вектор

$$E_{\varphi\theta} = E_\varphi + E_\theta \quad (42)$$

лежит в плоскости P и направлен под углом ψ_e к линии параллели. Как следует из (36, 37) и табл. 3, модуль этого вектора и угол ψ_e определяются следующими формулами:

$$|E_{\varphi\theta}| = \frac{A}{2\rho} \quad (43)$$

$$\cos(\psi_e) = \frac{E_{\theta\rho}}{|E_{\varphi\theta}|} = \cos\left(\frac{\omega}{c}(\rho - R) + \beta\right)$$

ИЛИ

$$\psi_e = \frac{\omega}{c}(\rho - R) - \beta \quad (44)$$

ИЛИ

$$\psi_e = \frac{\pi}{2} - \psi. \quad (45)$$

Угол между векторами $\vec{H}_{\varphi\theta}$ и $\vec{E}_{\varphi\theta}$ в плоскости P является прямым.

Следовательно, в сферическом конденсаторе можно рассматривать только один вектор электрической напряженности $\vec{E}_{\varphi\theta}$ и только один вектор магнитной напряженности $\vec{H}_{\varphi\theta}$. Поскольку эти векторы лежат на сфере, будем называть их сферическими.

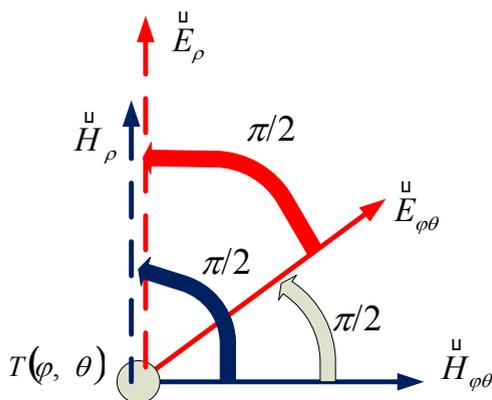


Рис. 3 (Sfera3a.vsd).

На рис. 3 показаны векторы $\vec{H}_{\varphi\theta}$ и $\vec{E}_{\varphi\theta}$, лежащие на плоскости P , и векторы \vec{H}_ρ и \vec{E}_ρ , лежащие на радиусе.

Заметим, что существует множество решений, отличающихся значением числа β . Этот факт отражает произвол в выборе математических осей координат.

Угол ψ (30) является постоянным для всех векторов $\vec{H}_{\varphi\theta}$ при данном радиусе ρ . Это означает, что на сфере с радиусом ρ направления всех векторов $\vec{H}_{\varphi\theta}$ составляют со всеми параллелями один и тот же угол ψ . Это означает, в свою очередь, что существует магнитная экваториальная плоскость, наклоненная к математической экваториальной плоскости на угол ψ , магнитная ось, магнитные полюса и магнитные меридианы, по которым направлены векторы $\vec{H}_{\varphi\theta}$ - см. рис. 4, где тонкими линиями обозначена математическая меридиональная сетка, толстыми линиями — магнитная

меридиональная сетка, показаны математическая mm , магнитная aa и электрическая bb оси. Важно отметить, что магнитная aa и электрическая bb оси и, вообще, векторы $E_{\varphi\theta}$ и $H_{\varphi\theta}$ перпендикулярны.

При $\frac{\omega}{c} \approx 0$ и $\beta = 0$ магнитная ось совпадает с математической.

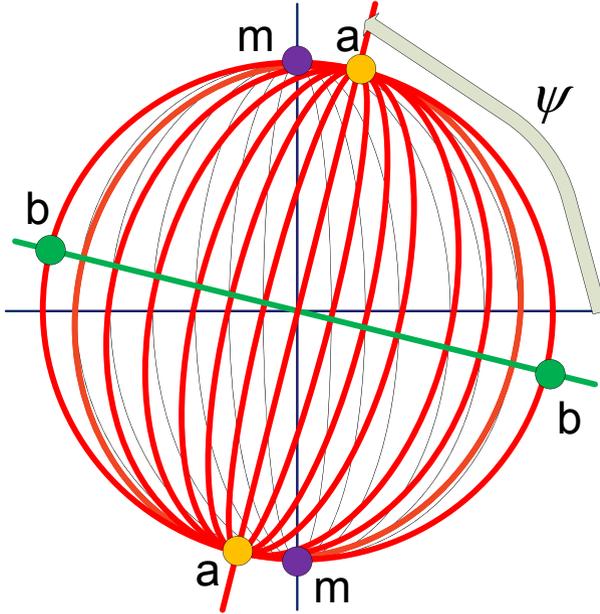


Рис. 4 (Sfera133.vsd).

Сферические векторы зависят от $\sin(\theta)$. Радиальные векторы зависят от $\cos(\theta)$ - см. табл. 3. Поэтому в точках, где сферические напряженности равны нулю, существуют только радиальные напряженности.

5. Потоки энергии

Также, как и в главе 1, плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

$$S = \eta E \times H, \quad (1)$$

где

$$\eta = c/4\pi. \quad (2)$$

В сферических координатах φ, θ, ρ плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты $S_\varphi, S_\theta, S_\rho$,

направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta(E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\varphi - E_\varphi H_\rho \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Отсюда и из табл. 3 следует, что

$$S = \eta \begin{bmatrix} \left(\begin{array}{l} E_{\theta\rho} \sin(\theta) \sin(\omega t) H_{\rho\rho} \cos(\theta) \cos(\omega t) - \\ - E_{\rho\rho} \cos(\theta) \sin(\omega t) H_{\theta\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t) \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{l} E_{\rho\rho} \cos(\theta) \sin(\omega t) H_{\varphi\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t) - \\ - E_{\varphi\rho} \sin(\theta) \sin(\omega t) H_{\rho\rho} \cos(\theta) \cos(\omega t) \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{l} E_{\varphi\rho} \sin(\theta) \sin(\omega t) H_{\theta\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t) - \\ - E_{\theta\rho} \sin(\theta) \sin(\omega t) H_{\varphi\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t) \end{array} \right) \end{bmatrix}.$$

ИЛИ

$$S = \eta \begin{bmatrix} \left(E_{\theta\rho} H_{\rho\rho} - E_{\rho\rho} H_{\theta\rho} \right) \sin(\theta) \cos(\theta) \sin(\omega t) \cos(\omega t) \\ \left(E_{\rho\rho} H_{\varphi\rho} - E_{\varphi\rho} H_{\rho\rho} \right) \sin(\theta) \cos(\theta) \sin(\omega t) \cos(\omega t) \\ \left(E_{\varphi\rho} H_{\theta\rho} - E_{\theta\rho} H_{\varphi\rho} \right) \sin^2(\theta) \sin(\omega t) \cos(\omega t) \end{bmatrix}$$

ИЛИ

$$S = \eta \sin(\omega t) \cos(\omega t) \begin{bmatrix} \left(E_{\theta\rho} H_{\rho\rho} - E_{\rho\rho} H_{\theta\rho} \right) \sin(\theta) \cos(\theta) \\ \left(E_{\rho\rho} H_{\varphi\rho} - E_{\varphi\rho} H_{\rho\rho} \right) \sin(\theta) \cos(\theta) \\ \left(E_{\varphi\rho} H_{\theta\rho} - E_{\theta\rho} H_{\varphi\rho} \right) \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$$

ИЛИ

$$S = \frac{\eta}{4} \sin(2\omega t) \begin{bmatrix} \left(E_{\theta\rho} H_{\rho\rho} - E_{\rho\rho} H_{\theta\rho} \right) \sin(2\theta) \\ \left(E_{\rho\rho} H_{\varphi\rho} - E_{\varphi\rho} H_{\rho\rho} \right) \sin(2\theta) \\ 2 \left(E_{\varphi\rho} H_{\theta\rho} - E_{\theta\rho} H_{\varphi\rho} \right) \sin^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Обозначим

$$\gamma = (q(\rho - R) + \beta). \quad (6)$$

Подставляя (3.33-3.38, 6) в (5), находим:

$$S = -\frac{\eta}{4} \sin(2\omega t) \frac{A}{2\rho} \frac{A}{q\rho^2} \begin{bmatrix} \left(-\cos^2(\gamma) - \sin^2(\gamma) \right) \sin(2\theta) \\ \left(-\cos(\gamma) \sin(\gamma) + \cos(\gamma) \sin(\gamma) \right) \sin(2\theta) \\ 2 \left(\sin^2(\gamma) + \cos^2(\gamma) \right) \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$$

или

$$S = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \frac{\eta A^2}{8q\rho^3} \sin(2\omega t) \begin{bmatrix} -\sin(2\theta) \\ 0 \\ 2\sin^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Следовательно, в сферическом конденсаторе при синусоидальном напряжении существуют два потока энергии – меридиональный и радиальный с плотностями соответственно

$$S_\varphi = \frac{-\eta A^2}{8q\rho^3} \sin(2\omega t) \sin(2\theta), \quad (8)$$

$$S_\rho = \frac{\eta A^2}{4q\rho^3} \sin(2\omega t) \sin^2(\theta). \quad (9)$$

6. Электромагнитная волна в заряженном сферическом конденсаторе

Решение уравнений Максвелла для заряжаемого плоского конденсатора (см. главу 7) является следствием решения этих уравнений для плоского конденсатора в цепи синусоидального тока (см. главу 3). Здесь мы воспользуемся методом, изложенным в главе 7, при решении уравнений Максвелла для заряжаемого сферического конденсатора.

Показывается, что в заряжаемом сферическом конденсаторе распространяется электромагнитная волна, а математическое описание этой волны является решением уравнений Максвелла. Показывается, что в заряженном конденсаторе существует стационарный поток электромагнитной энергии, а та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

Для заряжаемого сферического конденсатора система уравнений Максвелла, представленная в табл. 2, должна быть изменена, а именно, вместо уравнения (7) должно быть использовано уравнение вида

$$\operatorname{div}(E) = Q(t), \quad (a)$$

где $Q(t)$ - заряд на обкладке конденсатора, который появляется и возрастает в процессе заряда. Полученная таким образом система уравнений в частных производных имеет решение, которое является суммой частного решения этой системы и общего решения

соответствующей однородной системы уравнений. Однородная система представлена в табл. 2, т.е. отличается от вновь полученной системы только отсутствием члена $Q(t)$. Частное решение при данном t является решением, связывающем электрическую напряженность $E_\rho(t)$ в зазоре конденсатора и заряд $Q(t)$. Если $E_\rho(t)$ меняется во времени, то должно существовать решение системы уравнений из табл. 2 при данном $E_z(t)$. Именно это решение мы будем искать далее.

Таблица 6.

1	2
	$E_\rho = E_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$E_\theta = E_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$E_\varphi = E_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(1 - \exp(\omega t))$
	$H_\rho = H_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$
	$H_\theta = H_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$
	$H_\varphi = H_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1)$

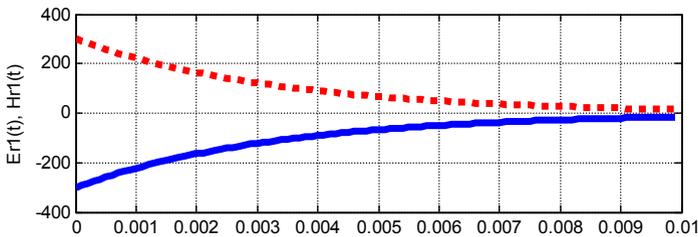
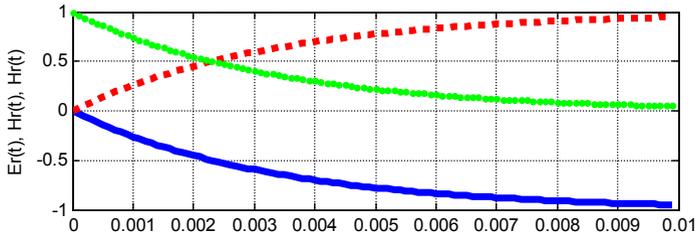


Fig.6. (SSMB6.1)

Рассмотрим напряженности в виде функций, представленных в табл. 6. Эти функции отличаются от приведенных в табл. 3 только видом зависимости от времени: в табл. 3 эти зависимости у функций

Глава 8. Решение для сферического конденсатора

E , H имеет вид функций $\sin(\omega t)$, $\cos(\omega t)$ соответственно, а в табл. 6 эти зависимости у функций E , H имеет вид функций $(1 - \exp(\omega t))$, $(\exp(\omega t) - 1)$ соответственно. Несмотря на указанную замену, при этом решение уравнений Максвелла остается неизменным.

Ток смещения

$$J_\rho = \frac{d}{dt} E_\rho = -\omega E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \exp(\omega t) \quad (46)$$

На рис. 6 показаны напряженности и их производные по времени, а также ток смещения, как функции времени, при $\omega = -300$: H_ρ - сплошные линии, E_ρ - пунктирные линии, J_ρ - точечная линия. Можно убедиться, что амплитуды всех напряженностей при $t \Rightarrow \infty$ одновременно стремятся к постоянному значению, а амплитуда тока стремится к нулю. Это соответствует заряду конденсатора через постоянное сопротивление.

По аналогии с (39а, 40, 41) запишем формулы для вектора $H_{\phi\theta}$, модуля этого вектора $|H_{\phi\theta}|$ и угла ψ :

$$H_{\phi\theta} = |H_{\phi\theta}| \sin(\theta) (\exp(\omega t) - 1), \quad (47)$$

$$|H_{\phi\theta}| = \frac{A}{2\rho}, \quad (48)$$

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{c}(\rho - R) - \beta, \quad (49)$$

где A , R , ω , β , c – константы, которые могут быть определены экспериментально, R – радиус внешней сферы конденсатора. Константа $\omega = -\frac{1}{\tau}$, где τ – постоянная времени в цепи заряда конденсатора.

Структура электромагнитной волны остается прежней – см. раздел 3. Как показано там, в сферическом конденсаторе существует электромагнитная волна, у которой существуют только сферические $E_{\phi\theta}$, $H_{\phi\theta}$ и радиальные E_ρ , H_ρ векторы.

Таким образом, можно говорить, что сферический конденсатор представляет собой устройство, эквивалентное магниту и, одновременно, электрету, оси которых перпендикулярны.

Рассмотрим потоки энергии в заряжаемом сферическом конденсаторе. По аналогии с разделом 5 найдем плотности потоков

$$S = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta(E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\varphi - E_\varphi H_\rho \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (50)$$

Отсюда и из табл. 6 следует, что

$$S = \eta \begin{bmatrix} \left(\begin{array}{l} E_{\theta\rho} \sin(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\rho\rho} \cos(\theta)(\exp(\omega t) - 1) - \\ - E_{\rho\rho} \cos(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\theta\rho} \sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1) \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{l} E_{\rho\rho} \cos(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\varphi\rho} \sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1) - \\ - E_{\varphi\rho} \sin(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\rho\rho} \cos(\theta)(\exp(\omega t) - 1) \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{l} E_{\varphi\rho} \sin(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\theta\rho} \sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1) - \\ - E_{\theta\rho} \sin(\theta)(1 - \exp(\omega t)) H_{\varphi\rho} \sin(\theta)(\exp(\omega t) - 1) \end{array} \right) \end{bmatrix}.$$

ИЛИ

$$S = -\eta(1 - \exp(\omega t))^2 \begin{bmatrix} (E_{\theta\rho} H_{\rho\rho}) - E_{\rho\rho} H_{\theta\rho} \sin(\theta) \cos(\theta) \\ (E_{\rho\rho} H_{\varphi\rho} - E_{\varphi\rho} H_{\rho\rho}) \sin(\theta) \cos(\theta) \\ (E_{\varphi\rho} H_{\theta\rho} - E_{\theta\rho} H_{\varphi\rho}) \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$$

ИЛИ

$$S = \frac{\eta}{2} (1 - \exp(\omega t))^2 \begin{bmatrix} (E_{\theta\rho} H_{\rho\rho} - E_{\rho\rho} H_{\theta\rho}) \sin(2\theta) \\ (E_{\rho\rho} H_{\varphi\rho} - E_{\varphi\rho} H_{\rho\rho}) \sin(2\theta) \\ 2(E_{\varphi\rho} H_{\theta\rho} - E_{\theta\rho} H_{\varphi\rho}) \sin^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (51)$$

Отсюда по аналогии с разделом 5 находим:

$$S = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \frac{\eta A^2}{2q\rho^3} (1 - \exp(\omega t))^2 \begin{bmatrix} -\sin(2\theta) \\ 0 \\ 2\sin^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (52)$$

Следовательно, в заряжаемом сферическом конденсаторе существуют два потока энергии – меридиональный и радиальный с плотностями соответственно

$$S_\varphi = \frac{-\eta A^2}{2q\rho^3} (1 - \exp(\omega t))^2 \sin(2\theta), \quad (53)$$

$$S_\rho = \frac{\eta A^2}{q\rho^3} (1 - \exp(\omega t))^2 \sin^2(\theta). \quad (54)$$

После заряда конденсатора ток прекращается. Однако стационарные потоки электромагнитной энергии сохраняются. При $t \Rightarrow \infty$ из (53, 54) следует, что в заряженном сферическом конденсаторе существуют два потока энергии – меридиональный и радиальный с плотностями соответственно

$$S_{\varphi} = \frac{-\eta A^2}{2q\rho^3} \sin(2\theta), \quad (55)$$

$$S_{\rho} = \frac{\eta A^2}{q\rho^3} \sin^2(\theta). \quad (56)$$

Таким образом, решение уравнений Максвелла для заряжаемого конденсатора и для конденсатора в цепи синусоидального тока отличаются только тем, что в первом случае присутствуют экспоненциальные функции времени, а во втором – синусоидальные.

7. Электромагнитная волна в окрестности сферического заряда

Одиночный сферический заряд можно рассматривать как сферический конденсатор с бесконечно большим радиусом внешней оболочки. При этом все свойства заряженного сферического конденсатора оказываются справедливыми для такого заряда. Следовательно, можно утверждать, что в окрестности одиночного сферического заряда существуют

- стационарное кулоновское электрическое поле,
- электромагнитное и практически стационарное поле - см. (6.47-6.48),
- потоки электромагнитной энергии – меридиональный и радиальный с плотностями вида (6.55, 6.56) соответственно.

Именно в этом потоке циркулирует электромагнитная энергия, которой обладает заряд. Следовательно, энергия заряда, которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в окрестности заряда в виде стационарного потока.

Приложение 1. Решение уравнений Максвелла для среды

Выше было рассмотрено решение уравнений для вакуума, где в системе СГС, $\varepsilon = \mu = 1$. Здесь мы рассмотрим более общий случай, где $\varepsilon \neq \mu$.

Рассмотрим снова табл. 5. Обозначим

$$E = gE', \quad (60)$$

$$g = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \quad (61)$$

Тогда табл. 5 примет вид табл. 7. Выполним простые преобразования в табл. 7 и получим снова табл. 5а:

- в строках 1, 2, 3, 4 уравнения делятся на g ,
- при этом в строках 1, 2, 3 перед переменной H появляется коэффициент

$$q = \frac{\omega\mu}{c} / g = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon}, \quad (62a)$$

- в строках 5, 6, 7 коэффициент перед переменной E' заменяется на

$$q = \frac{\omega\varepsilon}{c} g = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon}. \quad (62b)$$

Следовательно, и в этом случае решение имеет вид (33-38). Отличие состоит только в значении коэффициента q - сравни (12) и (62). Далее по (60) определяются напряженности E . Таким образом, уравнения (33-38) в данном случае принимают вид:

$$H_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} \sin(q(\rho - R) + \beta), \quad (63)$$

$$H_{\varphi\rho} = \frac{-A}{2\rho} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (64)$$

$$H_{\rho\rho} = \frac{-A}{q\rho^2} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (65)$$

$$E_{\theta\rho} = \frac{Ag}{2\rho} \cos(q(\rho - R) + \beta), \quad (66)$$

$$E_{\varphi\rho} = \frac{Ag}{2\rho} \sin(q(\rho - R) + \beta), \quad (67)$$

$$E_{\rho\rho} = \frac{Ag}{q\rho^2} \sin(q(\rho - R) + \beta). \quad (68)$$

Таблица 7.

1	2
1	$\frac{2E'_{\varphi\rho}}{\rho} g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\rho\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E'_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial E'_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E'_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial E'_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E'_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial E'_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2E'_{\theta\rho}}{\rho}\right) g = 0$
5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\varepsilon}{c} E'_{\rho\rho} g = 0$
6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E'_{\theta\rho} g = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial\rho}\right) - \frac{\omega\varepsilon}{c} E'_{\varphi\rho} g = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial\rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

Приложение 2. Решение уравнений Максвелла для электропроводного диэлектрика

В приложении 1 было рассмотрено решение уравнений для диэлектрика, у которого $\varepsilon \neq \mu$. Далее предположим еще, что диэлектрик имеет некоторую электропроводность σ . В этом случае уравнение вида

$$\text{rot}H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (71)$$

заменяется на уравнение вида

$$\operatorname{rot} H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \sigma E = 0 \quad (72)$$

Вместо табл. 3 в этом случае будем использовать табл. 9, где ϕ - угол сдвига фаз между магнитной и электрической напряженностями – см. рис. 11.

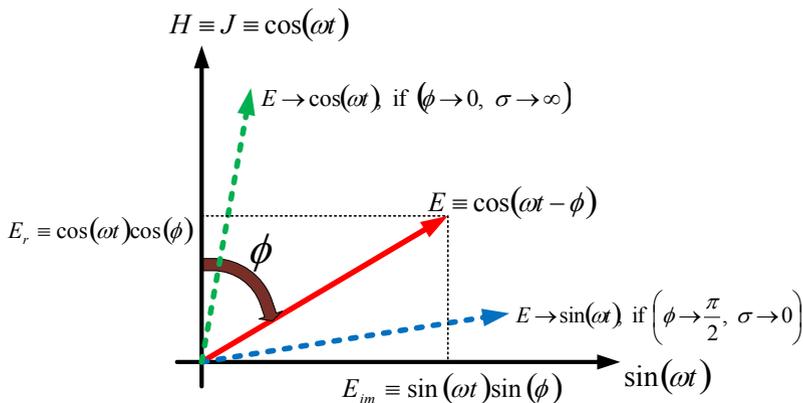


Рис. 11 (Shar1.vsd)

Таблица 9.

1	2
	$E_\rho = E_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$E_\theta = E_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$E_\varphi = E_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$H_\rho = H_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)\cos(\omega t)$
	$H_\theta = H_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$
	$H_\varphi = H_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$

При этом систему уравнений Максвелла можно заменить на две независимых системы уравнений: в первой из них используется слагаемое $\sin(\phi)\sin(\omega t)$ из табл. 9, а во второй - слагаемое $\sigma\cos(\phi)\cos(\omega t)$ из табл. 9. После решения этих систем общее решение определяется как сумма найденных решений (в силу линейности систем). Решение первой системы приведено в приложении 1.

Глава 8. Решение для сферического конденсатора

Табл. 5 для второй системы принимает вид табл. 10 (изменены формулы (5-7)). Далее будем рассуждать также, как и в приложении 1. Обозначим

$$E = gE'. \quad (73)$$

где

$$g = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon \cdot \sigma \cdot \cos(\phi)}}. \quad (74)$$

Тогда табл. 10 примет вид табл. 11. Выполним простые преобразования в табл. 11 (аналогичные преобразования в табл. 7) и получим снова табл. 5а:

- в строках 1, 2, 3, 4 уравнения делятся на g ,
- при этом в строках 1, 2, 3 перед переменной H появляется коэффициент

$$q = \frac{\omega\mu}{c} / g = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon\sigma \cdot \cos(\phi)}, \quad (75)$$

- в строках 5, 6, 7 коэффициент перед переменной E' заменяется на

$$q = \sigma \cdot \cos(\phi) \cdot g = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon\sigma \cdot \cos(\phi)}. \quad (76)$$

Следовательно, и в этом случае решение имеет вид (33-38). Отличие состоит только в значении коэффициента q - сравни (12) и (75). Далее по (73) определяются напряженности E . Таким образом, и в данном случае мы получаем уравнения (63-68). Отличие состоит только в значении коэффициента g - сравни (61) и (74).

Объединяя решения для первой и второй систем окончательно получаем:

$$E_{\rho\rho} = \frac{Ag}{q\rho^2} \sin(q(\rho - R) + \beta). \quad (77)$$

$$H_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} (\sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (78)$$

$$H_{\phi\rho} = \frac{-A}{2\rho} (\cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \cos(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (79)$$

$$H_{\rho\rho} = \frac{-A}{\rho^2} \left(\frac{1}{q_1} \cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \frac{1}{q_2} \cos(q_2(\rho - R) + \beta_2) \right), \quad (80)$$

$$E_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho} (g_1 \cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + g_2 \cos(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (81)$$

$$E_{\varphi\rho} = \frac{A}{2\rho} (g_1 \sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + g_2 \sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (82)$$

$$E_{\rho\rho} = \frac{A}{\rho^2} (w_1 \sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + w_2 \sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (83)$$

где

$$q_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon}, \quad (84)$$

$$q_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon\sigma \cdot \cos(\phi)}. \quad (85)$$

$$g_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad (86)$$

$$g_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon \cdot \sigma \cdot \cos(\phi)}}, \quad (87)$$

$$w_1 = \frac{g_1}{q_1} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} / \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon} \right) = \frac{c}{\omega\varepsilon}, \quad (88)$$

$$w_2 = \frac{g_2}{q_2} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon \cdot \sigma \cdot \cos(\phi)}} / \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon\sigma \cdot \cos(\phi)} \right) = \frac{c}{\omega\varepsilon\sigma \cdot \cos(\phi)}. \quad (89)$$

Таблица 10.

1	2
1	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} - \frac{\omega\mu}{c} H_{\rho\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\varphi\rho}}{\partial \rho} \right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta\rho}}{\partial \rho} \right) - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho\rho}}{\partial \rho} \right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho} \right) = 0$
5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - \sigma \cos(\phi) E_{\rho\rho} = 0$

6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial \rho}\right) - \sigma \cos(\phi) E_{\theta\rho} = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial \rho}\right) - \sigma \cos(\phi) E_{\varphi\rho} = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial \rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

Таблица 11.

1	2
1	$\frac{2E_{\varphi\rho}}{\rho} g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\rho\rho} = 0$
2	$-\left(\frac{E_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\varphi\rho}}{\partial \rho}\right) g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\theta\rho} = 0$
3	$\left(\frac{E_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta\rho}}{\partial \rho}\right) g - \frac{\omega\mu}{c} H_{\varphi\rho} = 0$
4	$\left(\left(\frac{E_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho\rho}}{\partial \rho}\right) + \frac{2E_{\theta\rho}}{\rho}\right) g = 0$
5	$\frac{2H_{\varphi\rho}}{\rho} - \sigma \cos(\phi) E_{\rho\rho} g = 0$
6	$-\left(\frac{H_{\varphi\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\varphi\rho}}{\partial \rho}\right) - \sigma \cos(\phi) E_{\theta\rho} g = 0$
7	$\left(\frac{H_{\theta\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\theta\rho}}{\partial \rho}\right) - \sigma \cos(\phi) E_{\varphi\rho} g = 0$
8	$\left(\left(\frac{H_{\rho\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\rho\rho}}{\partial \rho}\right) + \frac{2H_{\theta\rho}}{\rho}\right) = 0$

Глава 9. Природа земного магнетизма

Известно, что электрическое поле Земли можно рассматривать, как поле "между обкладками сферического конденсатора" [51]. Этими обкладками являются поверхность Земли заряженная отрицательно, и ионосфера, заряженная положительно. Заряд этих оболочек поддерживается постоянным грозовой деятельностью атмосферы

Известно также о существовании магнитного поля Земли. Однако в этом случае отсутствует общепринятое объяснение источника этого поля. "Проблема происхождения и сохранения поля не решена по сей день" [52].

Далее мы рассмотрим гипотезу о том, что **магнитное поле Земли является следствие существования электрического поля Земли.**

В главе 8 было показано, что существует магнитная экваториальная плоскость, магнитная ось, магнитные полюса и магнитные меридианы, по которым направлены векторы $H_{\varphi\theta}$ - см. рис. 4 в главе 8. Угол между магнитной осью и математической осью модели не может быть определен из математической модели. Тем более, не определен угол между магнитной осью и физической осью вращения Земли.

Сферические векторы зависят от $\sin(\theta)$. Радиальные векторы зависят от $\cos(\theta)$ - см. табл. 6 в главе 8. Поэтому в точках, где сферические напряженности равны нулю, существуют только радиальные напряженности. Найдем угол наклона ϕ . Из табл. 6 и формул (47-49) в главе 8 следует, что

$$tg(\phi) = \frac{|H_{\varphi\theta}|}{|H_{\rho}|} = \frac{\frac{A}{2\rho} \sin(\theta)}{\frac{Ac}{\omega\rho^2} \cos(\theta)} = \frac{\omega \cdot \rho \cdot tg(\theta)}{2}. \quad (50)$$

Из вышесказанного следует, что **магнитное поле Земли является следствие существования электрического поля Земли.**

Рассмотрим этот вопрос подробнее.

На рис. 8 показано векторное поле $H_{\varphi\theta}$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|H_{\varphi\theta}| = 0.7$; $\rho = 1$. На рис. 9 показано векторное поле H_ρ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|H_\rho| = 0.4$; $\rho = 1$. Наконец, на рис. 10 показано векторное поле $H = H_{\varphi\theta} + H_\rho$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|H_{\varphi\theta}| = 0.3$; $|H_\rho| = 0.2$; $\rho = 1$.

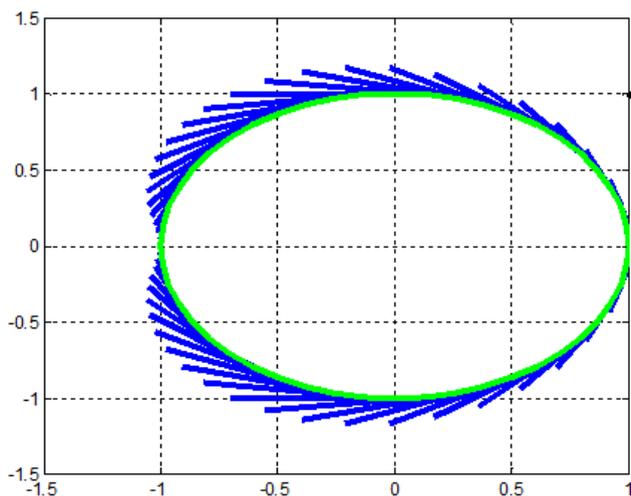


FIG. 8. (Sfera.88)

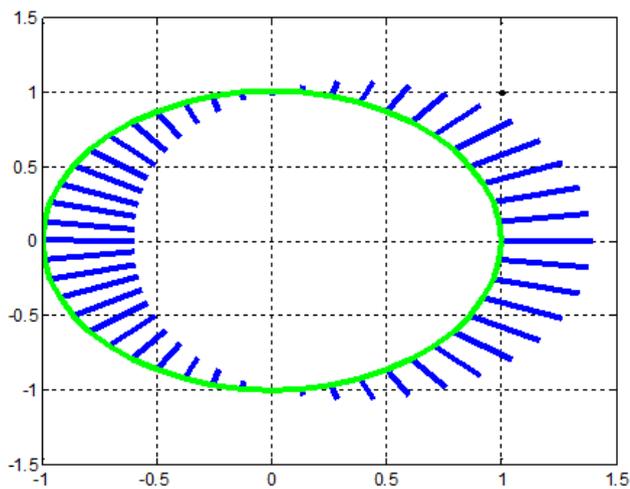
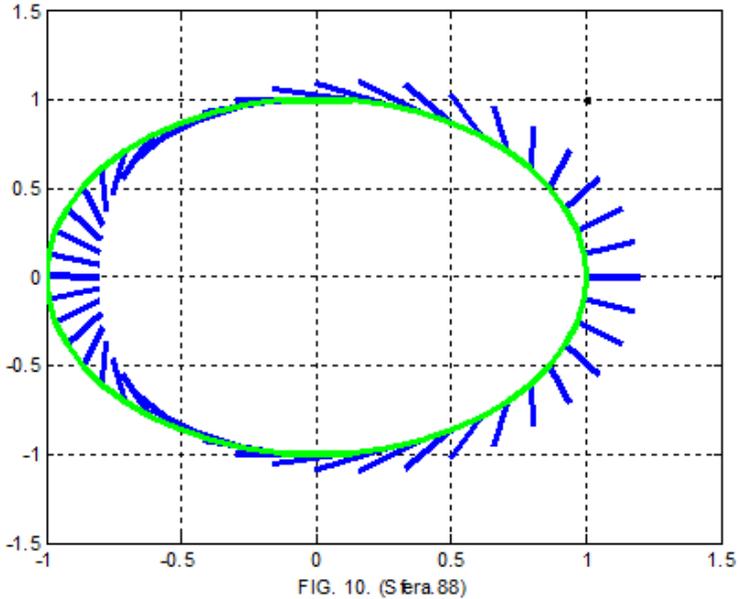


FIG. 9. (Sfera.88)



Аналогично можно описать электрическое поле Земли. Важно отметить, что электрическое поле перпендикулярно магнитному полю.

Еще раз подчеркнем, что само существование электрического поля не вызывает сомнения, а заряд "сферического конденсатора Земли" поддерживается грозовой деятельностью [51].

Рассмотрим еще сравнительные количественные оценки магнитной и электрической напряженностей поля Земли.

В вакууме, где $\varepsilon = \mu = 1$, и в системе СГС между магнитной и электрической напряженностью в любом направлении существует соотношение вида

$$E = H. \quad (9)$$

Это соотношения справедливо, если эти напряженности измеряются в системе СГС в данной точке в одном и том же направлении. Для перехода в систему СИ надо учесть, что

$$\text{для } H: 1 \text{ СГС} = 80 \text{ А/м}$$

$$\text{для } E: 1 \text{ СГС} = 30000 \text{ В/м}$$

Таким образом, системе СИ выражение (9) принимает вид:

$$3000E = 80H \quad (10)$$

или

$$E \approx 0.03H. \quad (11)$$

или

$$H \approx 30E \cdot \text{tg}(\beta). \quad (12)$$

Дополнительным аргументом в пользу существования электрического поля указанной структуры является существование теллурических токов [53]. Отсутствует общепринятое объяснение их причины. Исходя из вышеизложенного, следует полагать, что эти токи должны иметь максимум в направлении параллелей.

Возможно, электрическое поле Земли может быть обнаружено с помощью свободно подвешенного электрического диполя, выполненного в виде длинного изолированного стержня с металлическими шарами на концах. Возможно также, что при низкой частоте изменения зарядов диполя будут зафиксированы колебания стержня.

Исходя из предложенной гипотезы, можно предположить, что магнитное поле должно наблюдаться у планет, имеющих атмосферу. Действительно, магнитное поле отсутствует у Луны и Марса, лишенных атмосферы. Однако магнитное поле отсутствует и у Венеры. Возможно, это объясняется высокой плотностью и проводимостью атмосферы – атмосферу Венеры нельзя рассматривать как изолирующий слой сферического конденсатора.

Глава 10. Решение уравнений Максвелла для шаровой молнии

Оглавление

1. Введение
2. Решение уравнений Максвелла в сферических координатах
3. Энергия
4. Поток энергии
5. Об устойчивости шаровой молнии
6. О свечении шаровой молнии
7. О времени существования шаровой молнии
8. О возможном механизме образования шаровой молнии

1. Введение

Высказанные гипотезы о природе шаровой молнии неприемлемы, так как они противоречат закону сохранения энергии. Это происходит потому, что свечение шаровой молнии обычно относят за счет энергии, выделяемой при каком-либо молекулярном или химическом превращении, и таким образом предполагают, что источник энергии, за счет которого светится шаровая молния, находится в ней самой.

Капица П.Л. 1955 [41]

Это утверждение (насколько известно автору) справедливо и сегодня. Оно усиливается еще и тем, что по современным оценкам, типичная шаровая молния содержит десятки килоджоулей [42], высвобождающихся при ее взрыве.

Общепризнано, что шаровая молния как-то связана с электромагнитными явлениями, однако нет строгого описания этих процессов.

В [56] на основе уравнений Максвелла была предложена математическая модель шаровой молнии, которая позволила объяснить многие свойства шаровой молнии. Эта модель оказалась сложной в математическом описании. Далее была предложена другая математическая модель шаровой молнии, более

обоснованная и позволяющая получить менее сложное математическое описание [56]. Кроме того, эта модель согласуется с моделью сферического конденсатора – см. главу 8.

При построении математической модели мы будем полагать, что шаровая молния представляет собой плазму - газ заряженных частиц - электронов и положительно заряженных ионов, а доля нейтральных атомов в ней пренебрежимо мала, то есть плазма шаровой молнии полностью ионизована. Кроме того, предполагаем, что в этой плазме число положительных зарядов равно числу отрицательных и в целом электрический заряд шаровой молнии равен нулю. В плазме принято рассматривать средние по некоторому элементарному объему плотности заряда и тока. Электрические и магнитные поля, создаваемые «средней» плотностью заряда и «средним» током в плазме, подчиняются уравнениям Максвелла [62]. Эффект столкновений частиц плазмы обычно описывают при помощи функции распределения частиц в плазме. Ниже мы эти эффекты будем учитывать в уравнениях Максвелла, полагая, что плазма обладает некоторым электрическим сопротивлением или проводимостью.

Итак, далее на основе уравнений Максвелла и представления об электропроводности тела шаровой молнии строится математическая модель шаровой молнии, показывается структура электромагнитного поля и электротоков в ней. Далее показывается (как следствие этой модели), что в шаровой молнии может циркулировать поток электромагнитной энергии и таким образом может сохраняться энергия, полученная шаровой молнией при ее возникновении. Кратко рассматриваются также устойчивость, свечение, заряд, время существования, механизм образования.

2. Решение уравнений Максвелла в сферических координатах

На рис. 1 показана система сферических координат (ρ, θ, φ) . В табл. 1 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора \mathbf{E} в этих координатах [4]. Здесь и далее

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,

J - плотность тока,

μ - абсолютная магнитная проницаемость,

ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость,

σ - электропроводность.

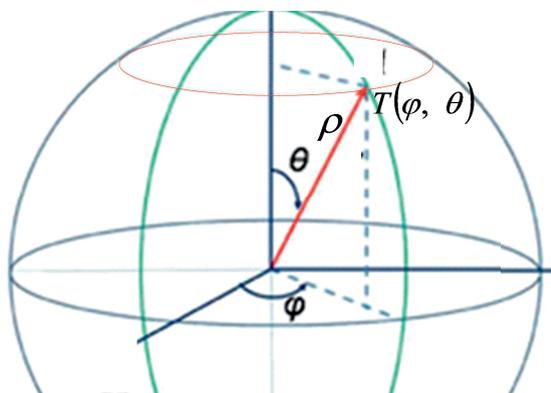


Рис. 1.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} - \frac{E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho}$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \varphi}$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi}$

Уравнения Максвелла в сферических координатах в системе СГС при отсутствии нескомпенсированных зарядов показаны в табл. 2.

Таблица 2.

1	2
1.	$\text{rot}_\rho H - \varepsilon \frac{\partial E_\rho}{\partial t} - J_\rho = 0$
2.	$\text{rot}_\theta H - \varepsilon \frac{\partial E_\theta}{\partial t} - J_\theta = 0$
3.	$\text{rot}_\varphi H - \varepsilon \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} - J_\varphi = 0$

4.	$\text{rot}_\rho E - \mu \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$
5.	$\text{rot}_\theta E - \mu \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
6.	$\text{rot}_\varphi E - \mu \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
7.	$\text{div}(E) = 0$
8.	$\text{div}(H) = 0$

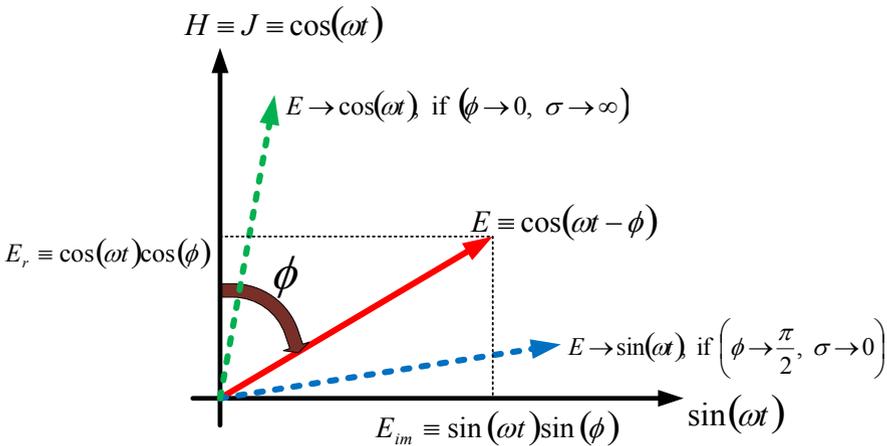


Рис. 2 (Shar1.vsd)

Далее мы будем искать монохроматическое решение этих уравнений. Для этого во временнОй области представим функции E , H , J в следующем виде:

$$H = H_o \cos(\omega t),$$

$$E = E_o (\sin(\omega t)\sin(\phi) + \cos(\omega t)\cos(\phi)),$$

$$J = E_o \sigma \cos(\omega t)\cos(\phi),$$

где ϕ - угол сдвига фаз между электрической и магнитной напряженностями - см. рис. 2. С учетом этого будем искать решение уравнений Максвелла в виде функций E , H , J , представленных в табл. 3, где функции вида $E_{\varphi\rho}(\rho)$ предстоит вычислить. Здесь важно отметить, что эти функции не зависят от аргумента ϕ .

Таблица 3.

1	2
	$E_\rho = E_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$E_\theta = E_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$E_\varphi = E_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)(\sin(\phi)\sin(\omega t) + \sigma\cos(\phi)\cos(\omega t))$
	$H_\rho = H_{\rho\rho}(\rho)\cos(\theta)\cos(\omega t)$
	$H_\theta = H_{\theta\rho}(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$
	$H_\varphi = H_{\varphi\rho}(\rho)\sin(\theta)\cos(\omega t)$

В главе 8 показано, что такое решение существует при

$$H_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho}(\sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (1)$$

$$H_{\varphi\rho} = \frac{-A}{2\rho}(\cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \cos(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (2)$$

$$H_{\rho\rho} = \frac{-A}{\rho^2}\left(\frac{1}{q_1}\cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + \frac{1}{q_2}\cos(q_2(\rho - R) + \beta_2)\right), \quad (3)$$

$$E_{\theta\rho} = \frac{A}{2\rho}(g_1\cos(q_1(\rho - R) + \beta_1) + g_2\cos(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (4)$$

$$E_{\varphi\rho} = \frac{A}{2\rho}(g_1\sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + g_2\sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (5)$$

$$E_{\rho\rho} = \frac{A}{\rho^2}(w_1\sin(q_1(\rho - R) + \beta_1) + w_2\sin(q_2(\rho - R) + \beta_2)), \quad (6)$$

где

$$q_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\mu\varepsilon}, \quad (7)$$

$$q_2 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\mu\varepsilon\sigma\cdot\cos(\phi)}. \quad (8)$$

$$g_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad (9)$$

$$g_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon\cdot\sigma\cdot\cos(\phi)}}, \quad (10)$$

$$w_1 = \frac{c}{\omega \varepsilon}, \quad (11)$$

$$w_2 = \frac{c}{\omega \varepsilon \sigma \cdot \cos(\phi)}. \quad (12)$$

A , β_1 , β_2 - некоторые константы.

В главе 8 показано, что вместо пары векторов H_φ и H_θ можно рассматривать один суммарный вектор

$$H_{\varphi\theta} = H_\varphi + H_\theta, \quad (13)$$

который лежит в плоскости, касательной к сфере радиусом ρ , и направлен под углом ψ к линии параллели. Модуль этого вектора и угол ψ определяются следующими формулами:

$$|H_{\varphi\theta}| = \frac{A}{2\rho}, \quad (14)$$

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{c}(\rho - R) - \beta, \quad (15)$$

где R - радиус шара и $\beta = \beta_1 = \beta_2$. Из (14) и табл. 3 следует, что

$$H_{\varphi\theta} = |H_{\varphi\theta}| \sin(\theta) \cos(\omega t) = \frac{A}{2\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t). \quad (16)$$

Аналогичные соотношения существуют для векторов E_φ и E_θ , а именно:

$$|E_{\varphi\theta}| = \frac{A}{2\rho}, \quad (17)$$

$$\psi_e = \frac{\omega}{c}(\rho - R) - \beta \quad (18)$$

или

$$\psi_e = \frac{\pi}{2} - \psi. \quad (19)$$

Из (17) и табл. 3 следует, что

$$E_{\varphi\theta} = \frac{A}{2\rho} \sin(\theta) (\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)). \quad (20)$$

На рис. 3 показаны векторы H_φ , H_θ , E_φ , E_θ , $H_{\varphi\theta}$, $E_{\varphi\theta}$, исходящие из точки Γ с координатами (φ, θ) . Угол между векторами $H_{\varphi\theta}$ и $E_{\varphi\theta}$ в плоскости P является прямым.

Итак, в шаре можно рассматривать только один вектор электрической напряженности $E_{\varphi\theta}$ и только один вектор магнитной напряженности $H_{\varphi\theta}$. Поскольку эти векторы лежат на сфере, будем называть их сферическими. Таким образом, в шаре существуют только сферические $H_{\varphi\theta}$, $E_{\varphi\theta}$ и радиальные H_ρ и E_ρ напряженности. На рис. 4 показаны векторы $H_{\varphi\theta}$ и $E_{\varphi\theta}$, лежащие на плоскости P, и векторы H_ρ и E_ρ , лежащие на радиусе.

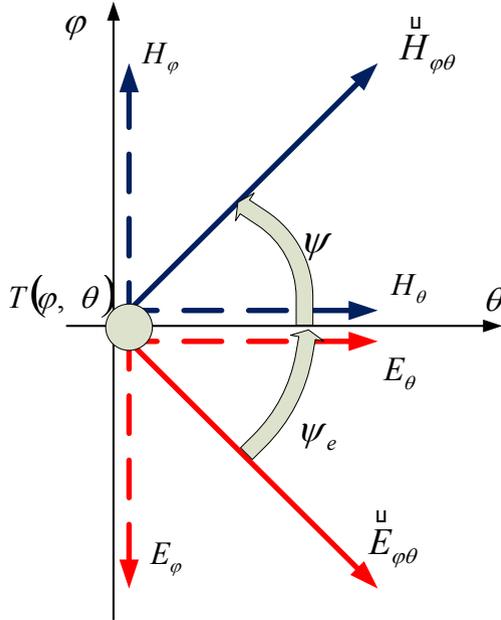


Рис. 3 (Sfera110.vsd).

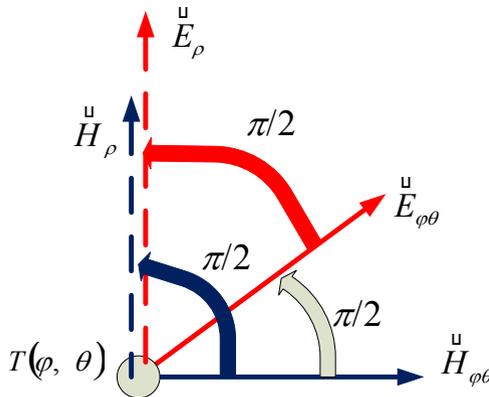


Рис. 4 (Sfera3a.vsd).

Напомним, что это решение получено при следующих предположениях: сфера электропроводна и нейтральна (не имеет нескомпенсированных зарядов). Это решение, очевидно, не является единственным. Его существование означает только, что в электропроводной и нейтральной сфере может существовать электромагнитная волна и циркулировать токи.

3. Энергия

Из табл. 3 следует, что в шаровой молнии имеются

- активная энергия потерь W_a – см. второе слагаемое электрической напряженности;
- реактивная электрическая энергия W_e – см. первое слагаемое электрической напряженности,
- реактивная магнитная энергия W_h – см. магнитную напряженность.

Запишем эти величины:

$$W_a = (\sigma \cos(\phi) \cos(\omega t))^2 \iint_{\rho, \theta} \left(\left(E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \right)^2 + \sin^2(\theta) \left(\left(E_{\theta\rho}(\rho) \right)^2 + \left(E_{\varphi\rho}(\rho) \right)^2 \right) \right) d\rho d\theta, \quad (21)$$

$$W_e = (\sin(\phi) \sin(\omega t))^2 \iint_{\rho, \theta} \left(\left(E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \right)^2 + \sin^2(\theta) \left(\left(E_{\theta\rho}(\rho) \right)^2 + \left(E_{\varphi\rho}(\rho) \right)^2 \right) \right) d\rho d\theta, \quad (22)$$

$$W_h = (\cos(\omega t))^2 \iint_{\rho, \theta} \left(\left(H_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \right)^2 + \sin^2(\theta) \left(\left(H_{\theta\rho}(\rho) \right)^2 + \left(H_{\varphi\rho}(\rho) \right)^2 \right) \right) d\rho d\theta. \quad (23)$$

Очевидно, что амплитуды энергий W_e и W_h могут быть равны при некоторых значениях констант A , β_1 , β_2 – некоторые константы – см. (1-6). При этом энергии W_e и W_h преобразуются друг в друга – см. множители $(\sin(\omega t))^2$ и $(\cos(\omega t))^2$ в формулах (22, 23). Следовательно, в полученном решении выполняется закон сохранения энергии для шаровой молнии в целом.

Вместе с тем из табл. 3 следует, что в каждой точке шара этот закон не выполняется. Следовательно, существуют перетоки энергии между точками шара. Ниже мы докажем это строго.

4. Поток энергии

4.1. Радиальный поток энергии.

В каждой точке сферы существует поток электромагнитной энергии, направленный по радиусу – см. рис. 5. Вектор плотности этого потока равен

$$\mathbf{S}_\rho = \mathbf{E}_{\varphi\theta} \times \mathbf{H}_{\varphi\theta}. \quad (24)$$

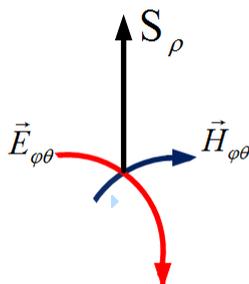


Рис. 5.

Поскольку векторы $\mathbf{H}_{\varphi\theta}$, $\mathbf{E}_{\varphi\theta}$ перпендикулярны, то из (16, 20) находим:

$$|\mathbf{S}_\rho| = |\mathbf{E}_{\varphi\theta}| |\mathbf{H}_{\varphi\theta}| = \frac{A^2}{4\rho^2} (\sin(\theta) (\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t))) (\sin(\theta) \cos(\omega t))$$

или

$$|\mathbf{S}_\rho| = \frac{A^2}{4\rho^2} \sin^2(\theta) \cos(\omega t) (\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t))$$

или

$$|\mathbf{S}_\rho| = \frac{A^2}{4\rho^2} \sin^2(\theta) \left(\frac{1}{2} \sin(\phi) \sin(2\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos^2(\omega t) \right) \quad (25)$$

В частности, при $\sigma = 0$ имеем: $\sin(\phi) = 1$ и

$$|\mathbf{S}_\rho| = \frac{A^2}{8\rho^2} \sin^2(\theta) \sin(2\omega t). \quad (26)$$

4.2. Сферический поток энергии.

В каждой точке сферы существуют также два потока электромагнитной энергии, направленных по касательной к сфере – см. рис. 6. Вектор плотности этих потоков равен

$$\mathbf{S}_1 = \mathbf{E}_{\varphi\theta} \times \mathbf{H}_\rho, \quad (27)$$

$$\mathbf{S}_2 = \mathbf{H}_{\varphi\theta} \times \mathbf{E}_\rho. \quad (28)$$

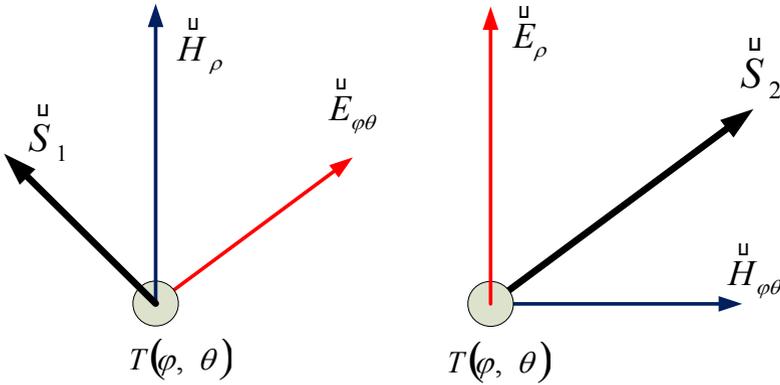


Рис. 6.

Поскольку умножаемые векторы перпендикулярны, то из (14, 16, 20) и табл. 3 находим:

$$|S_1| = |E_{\varphi\theta} \parallel H_{\rho}| = \frac{A}{2\rho} \sin(\theta) (\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)) \bullet \\ \bullet H_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) \cos(\omega t)$$

$$|S_2| = |H_{\varphi\theta} \parallel E_{\rho}| = \frac{A}{2\rho} \sin(\theta) \cos(\omega t) \bullet \\ \bullet E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta) (\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t))$$

или

$$|S_1| = \frac{A}{2\rho} H_{\rho\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\omega t) \left(\frac{\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)}{\sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)} \right), \\ |S_2| = \frac{A}{2\rho} E_{\rho\rho}(\rho) \sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\omega t) \left(\frac{\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)}{\sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)} \right).$$

Поскольку эти потоки перпендикулярны, то модуль их суммы определяется по формуле

$$S_3 = |S_1 + S_2| = \left(\begin{array}{l} \frac{A}{2\rho} \sqrt{(H_{\rho\rho}(\rho))^2 + (E_{\rho\rho}(\rho))^2} \bullet \\ \bullet \sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\omega t) \left(\frac{\sin(\phi) \sin(\omega t) + \sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)}{\sigma \cos(\phi) \cos(\omega t)} \right) \end{array} \right) \quad (29)$$

В частности, при $\sigma = 0$ имеем: $\sin(\phi) = 1$ и

$$S_3 = |S_1 + S_2| = \left(\frac{A}{2\rho} \sqrt{(H^2_{\rho\rho}(\rho) + E^2_{\rho\rho}(\rho))} \bullet \right) \bullet \sin(\theta) \cos(\theta) \cos(\omega t) \sin(\omega t)$$

ИЛИ

$$S_3 = |S_1 + S_2| = \left(\frac{A}{8\rho} \sqrt{(H^2_{\rho\rho}(\rho) + E^2_{\rho\rho}(\rho))} \bullet \right) \bullet \sin(2\theta) \sin(2\omega t) \quad (30)$$

Учитывая (3, 6) при $\sigma = 0$, получаем:

$$S_3 = \frac{A^2 \sqrt{2}}{8\rho^3 q_1} \sin(2\theta) \sin(2\omega t). \quad (31)$$

4.3. Полный поток энергии.

Из (26, 30) найдем дивергенцию потока электромагнитной энергии при $\sigma = 0$:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(S_\rho + S_3) &= \frac{\partial S_\rho}{\partial \rho} + \frac{\partial S_3}{\partial \theta} = \\ &= \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{A^2}{8\rho^2} \sin^2(\theta) \sin(2\omega t) \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{A^2 \sqrt{2}}{8\rho^3 q_1} \sin(2\theta) \sin(2\omega t) \right) = \\ &= \frac{-2A^2}{8\rho^3} \sin^2(\theta) \sin(2\omega t) + \frac{2A^2 \sqrt{2}}{8\rho^3 q_1} \cos(2\theta) \sin(2\omega t) = \\ &= \frac{A^2}{4\rho^3} \left(\frac{\sqrt{2}}{q_1} \cos^2(\theta) - \left(\frac{\sqrt{2}}{q_1} + 1 \right) \sin^2(\theta) \right) \sin(2\omega t) \end{aligned} \quad (32)$$

Учитывая (7), замечаем, что $\frac{\sqrt{2}}{q_1} \gg 1$. Тогда из (32) находим:

$$\operatorname{div}(S_\rho + S_3) = \frac{A^2 \sqrt{2}}{4\rho^3 q_1} \cos(2\theta) \sin(2\omega t). \quad (33)$$

Эта дивергенция суммарного потока электромагнитной энергии не равна нулю во многих точках шара. Это означает, что поток энергии, проходящий через точку, **не** равен нулю в общем случае. Следовательно, между точками шара существует обмен энергией. Однако для шара в целом соблюдается (как указывалось выше) закон сохранения энергии. Таким образом, в шаровой молнии

- соблюдается закон сохранения энергии,
- существует поток электромагнитной энергии.

5. Об устойчивости шаровой молнии

Вопрос об устойчивости тел, в которых циркулирует поток электромагнитной энергии, рассмотрен в [43].

Здесь мы рассмотрим только силу, которая действует по диаметру и разрывает шаровую молнию по диаметральной плоскости, перпендикулярной этому диаметру. В первый момент она должна совершить работу

$$A = F \frac{dR}{dt}. \quad (34)$$

Эта работа изменяет внутреннюю энергию шаровой молнии, т.е.

$$A = \frac{dW}{dt}. \quad (35)$$

Рассматривая (34, 35) совместно находим:

$$F = \frac{dW}{dt} \bigg/ \frac{dR}{dt}. \quad (36)$$

Если энергия шаровой молнии пропорциональна объему, т.е.

$$W = aR^3. \quad (37)$$

где a – коэффициент пропорциональности, то

$$\frac{dW}{dt} = 3aR^2 \frac{dR}{dt}. \quad (38)$$

Тогда

$$F = \frac{dW}{dt} \bigg/ \frac{dR}{dt} = 3aR^2 = \frac{3W}{R}. \quad (39)$$

Таким образом, внутренняя энергия шаровой молнии эквивалентна силе, создающей устойчивость шаровой молнии.

6. О свечении шаровой молнии

Выше задача была решена с учетом электрического сопротивления шаровой молнии. Естественно, оно не равно нулю и при протекании токов по этому сопротивлению в нем выделяется тепловая энергия. Эта тепловая энергия излучается, что и является причиной свечения шаровой молнии.

7. О времени существования шаровой молнии

Можно полагать, что энергия шаровой молнии равна амплитудному значению электрической энергии, т.е., как следует из (22),

$$W = \sin^2(\phi) \iint_{\rho, \theta} \left((E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta))^2 + \sin^2(\theta) ((E_{\theta\rho}(\rho))^2 + (E_{\varphi\rho}(\rho))^2) \right) d\rho d\theta. \quad (40)$$

Мощность тепловых потерь равна производной по времени от энергии тепловых потерь. В (23) показана мгновенная энергия тепловых потерь. Следовательно,

$$P = \sqrt{2}(\sigma \cos(\phi))^2 \iint_{\rho, \theta} \left((E_{\rho\rho}(\rho) \cos(\theta))^2 + \sin^2(\theta) ((E_{\theta\rho}(\rho))^2 + (E_{\varphi\rho}(\rho))^2) \right) d\rho d\theta. \quad (41)$$

Время существования шаровой молнии равно времени преобразования электрической энергии молнии в тепловые потери, т.е.

$$\tau = \frac{W}{P}. \quad (42)$$

Из (40-42) находим:

$$\tau = \frac{\sin^2(\phi)}{\sqrt{2}(\sigma \cos(\phi))^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(\phi)}{\sqrt{2}\sigma^2}. \quad (43)$$

8. О возможном механизме образования шаровой молнии

Лидер линейной молнии, встречая какое-либо препятствие, может изменить траекторию движения с прямолинейной на круговую. Это может служить причиной возникновения тех электромагнитных полей и электротоков, которые описаны выше.

Вот как описывается этот процесс в [44]

Очередной сильнейший разряд молнии, одновременный с грохотом, осветил всё пространство. Я вижу, как длинный ослепительный луч цвета солнца приближается ко мне прямо в солнечное сплетение. Конец его острый, чем дальше, тем толще, примерно 0,5 метра в длину. Дальше я не вижу, потому что смотрю под углом вниз.

Мгновенная мысль, это конец. Я смотрю, как острие луча приближается. Вдруг оно остановилось и между острием и телом начал встухать шар, размером с большой грейпфрут. Раздался хлопок, как при

Глава 10. Решение для шаровой молнии

вылете пробки из бутылки шампанского. Луч влетел в шар. Я вижу ослепительно яркий шар, цвета солнца, который вращается с бешеной скоростью, перемалывая луч внутри. Но я не чувствую ни прикосновения, ни тепла.

Шар перемалывал луч и увеличивался в размерах. ... Шар не издавал никаких звуков. Сначала он был ярким и непрозрачным, а затем начал тускнеть и я увидел, что он пуст. Его оболочка изменилась и он стал похож на мыльный пузырь. Оболочка вращалась, но ее диаметр оставался стабильным, а поверхность отливала металлом.

Общие выводы

"До настоящего времени не было обнаружено ни одного эффекта, который потребовал бы видоизменения уравнений Максвелла" [36]. Тем не менее, в последнее время критика справедливости уравнений Максвелла слышится со всех сторон. Эта критика основана, главным образом, на том, что известное решение уравнений Максвелла, описывающее электромагнитную волну,

- не удовлетворяет закону сохранения энергии, поскольку плотность потока электромагнитной энергии пульсирует по гармоническому закону,
- доказывает синфазность электрической и магнитной компонент напряженностей в электромагнитной волне; но это противоречит представлению о непрерывном преобразовании электрической и магнитной компонент энергии в электромагнитной волне.

Эти свойства известного решения хорошо видны на рис. 1.

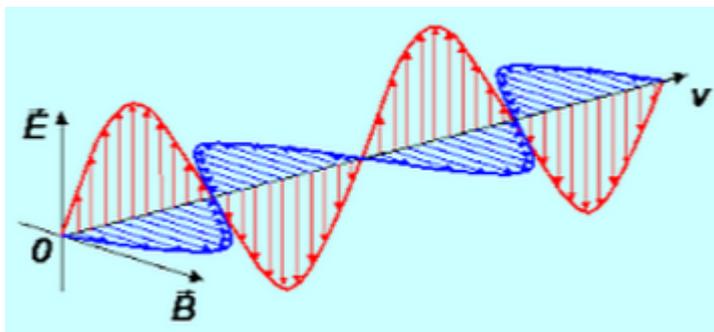


Рис. 1.

Такие результаты следуют из известного решения уравнений Максвелла. Подчеркнем, однако, что эти сомнительные результаты следуют **только из найденного решения**. Но это решение может быть иным (уравнения в частных производных имеют, как правило, несколько решений). Выше выводится **другое решение** уравнений Максвелла. Электрические и магнитные напряженности в декартовых координатах, получаемые в результате этого решения, показаны на рис. 2.

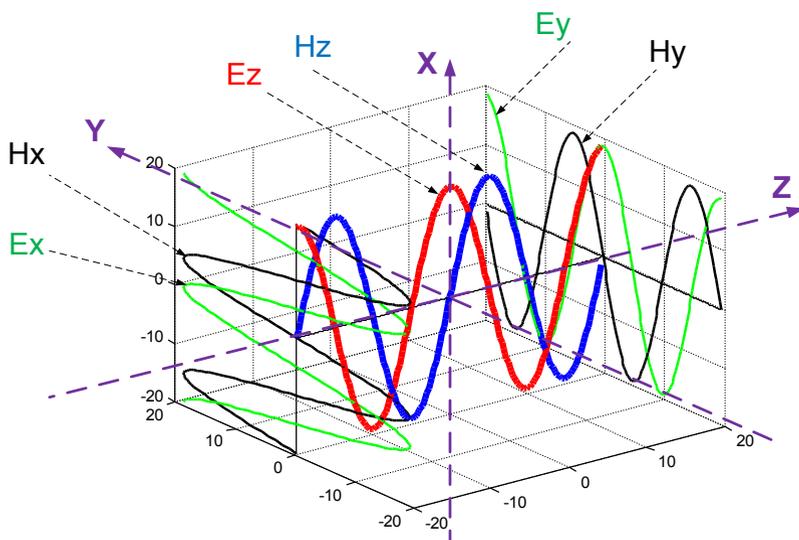


Рис. 2.

Полученное решение описывает волну. Его основные отличия от известного решения состоят в следующем:

1. Мгновенный (а не средний по некоторому периоду) поток энергии **не** изменяется во времени, что **соответствует закону сохранения энергии**.
2. Магнитная и электрическая напряженности на некоторой оси координат **сдвинуты по фазе на четверть периода**.
3. Векторы электрической и магнитной напряженностей **ортогональны**.
4. Поток энергии **распространяется вдоль волны** (не только в вакууме, но и в проводе).

Рассмотрим еще электромагнитную волну в проводе. Если полагать, что провод имеет пренебрежимо малое сопротивление, то уравнения Максвелла для этой волны буквально совпадают с уравнениями Максвелла для волны в вакууме. Однако в электротехнике не используется известное решение. Используется только решение, связывающее напряженность кругового магнитного поля с током в проводе. Но это решение противоречит экспериментальным фактам. Речь идет о скин-эффекте. Решение, объясняющее скин-эффект, должно содержать нелинейную зависимость плотности тока (идущего вдоль провода) от радиуса. Такая зависимость в соответствии с уравнениями Максвелла должна сочетаться с существованием радиальных и круговых электрических и магнитных напряженностей, нелинейно зависящих от радиуса.

Этого нет в электротехническом решении. Скин-эффект объясняется на основе уравнений Максвелла, но из электротехнического решения он **не** следует. Это и позволяет утверждать, что электротехническое решение не объясняет известный экспериментальный факт.

Известное решение не применимо к проводу. При этом возникает представление о передаче энергии по проводу, которое состоит в том, что энергия каким-то образом распространяется вне провода [13]. Такая теория также противоречит и закону сохранения энергии. Действительно, поток энергии, путешествуя в пространстве, должен терять часть энергии. Однако это никак не обнаруживается ни экспериментально, ни теоретически. Но, главное, эта теория противоречит следующему эксперименту. Пусть по центральному проводу коаксиального кабеля течет постоянный ток. Этот провод изолирован от внешнего потока энергии. Откуда же появляется поток энергии, компенсирующий тепловые потери в проводе? Но, кроме потерь в проводе, этот поток из-вне должен проникнуть в нагрузку, например, в обмотки электромоторов, закрытые стальными кожухами статора. Этот вопрос существующая теория не обсуждает.

Найденное решение уравнений Максвелла моделирует такую структуру электромагнитной волны, в которой присутствует поток электромагнитной энергии, распространяющийся внутри и вдоль провода.

Полученное решение описывает электромагнитную волну

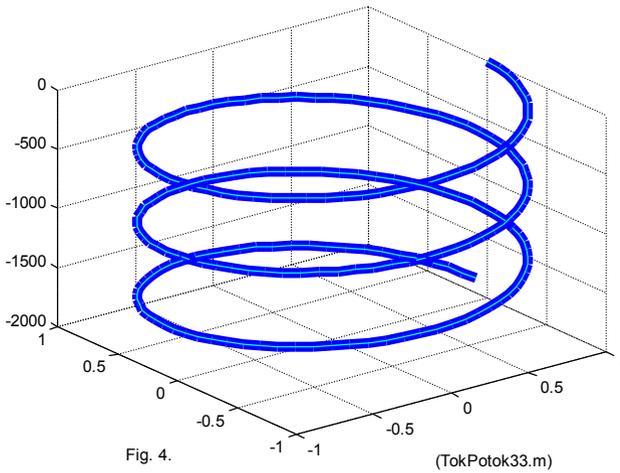
- в вакууме,
- в проводе с переменным и постоянным током,
- в магнитной цепи переменного тока,
- в заряжаемом и заряженном конденсаторе – плоском и сферическом,
- в шаровой молнии,
- в окрестности одиночного электрического заряда.

Полученное решение позволяет объяснить

- **закрученность света,**
- однопроводную передачу энергии,
- природу Земного магнетизма,
- природу энергии, запасенной в заряженном конденсаторе,

- природу энергии, запасенной в шаровой молнии, и некоторые ее свойства,
- функционирование двигателя Мильроя.

Полученное решение показывает, что траектория точки, которая движется по цилиндру данного радиуса так, что значение любой напряженности в этой точке изменяется синусоидально во времени, является **винтовой линией**. Это утверждение справедливо для электромагнитной волны в проводе, в любой среде и в **вакууме** – см рис. 4.



В каждой точке, движущейся по данной винтовой линии, векторы магнитной и электрической напряженностей

- существуют только в плоскости, перпендикулярной оси винтовой линии, т.е. существуют только две проекции этих векторов,
- изменяются синусоидально,
- сдвинуты по фазе на четверть периода.

Суммарные векторы

- вращаются в этой плоскости,
- имеют постоянные модули,
- ортогональны друг другу.

Литература

Примечание: **Vixra**, <http://vixra.org>,
DNA – Доклады независимых авторов,
ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

1. Канн К.Б. Электродинамика. Электромагнитные волны, <http://electrodynamics.narod.ru/em-waves.html>
2. Ток смещения и система уравнений Максвелла, <http://www.webpoliteh.ru/subj/dinamo/767-25-tok-smeshheniya-i-sistema-uravnenij-maksvella.html>
3. Розанов Н.Н. Специальные разделы математической физики. Часть 3. Электромагнитные волны в вакууме. ИТМО. Санкт-Петербург, 2005.
4. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.
5. Хмельник С.И. Второе решение уравнений Максвелла, ViXra, 2016-01-26, <http://vixra.org/abs/1601.0292>; DNA, № 35, 2016, см. [здесь](#).
6. Хмельник С.И. Математическая модель электрического торнадо, ViXra, 2015-04-11, <http://vixra.org/abs/1504.0088>; DNA, № 33, 2015, см. [здесь](#).
7. Хмельник С.И. Вторая структура постоянного тока, ViXra, 2015-11-21, <http://vixra.org/abs/1511.0206>; DNA, № 35, 2016, см. [здесь](#). (916)
8. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с переменным током, ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0068> (744)
9. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с постоянным током, DNA-32, ID16319679, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0048> (747)
10. Хмельник С.И. Структура постоянного тока, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0241> (748)
11. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1504.0061> (749)
12. Торшин В.В., Бусыгин Б.П., Пащенко Ф.Ф., Круковский Л.Е. Эффект генерации постоянного электрического тока

- в неподвижном проводнике в постоянном магнитном поле. Институт проблем управления РАН им. В.А. Трапезникова. Альманах современной науки и образования, вып 12, 2008, <http://cyberleninka.ru/article/n/effekt-generatsii-postoyannogo-elektricheskogo-toka-v-nepodvizhnom-provodnike-v-postoyannom-magnitnom-pole>
13. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика. Москва, изд. "Мир", 1966.
 14. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводе и двигатель Мильроя, Vixra, 1510.0396, 2015-10-26, <http://vixra.org/abs/1510.0396>
 15. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в проводе переменного тока, Vixra, 1603.0020, 2016-03-02, <http://vixra.org/abs/1603.0020>
 17. Хмельник С.И. Эксперимент, подтверждающий существование четвертой электромагнитной индукции, ViXra, <http://vixra.org/abs/1601.0215>
 18. Хмельник С.И. Сила Хмельника, DNA-30, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1407.0075>
 19. Хмельник С.И. Четвертая электромагнитная индукция, «Доклады независимых авторов», DNA-31, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1412.0214>
 20. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Рельсотрон>
 21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.
 22. Тамм И.Е. Основы теории электричества, Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2003, стр. 547.
 23. Хмельник С.И. Униполярный двигатель Фарадея и закон сохранения импульса, DNA-23, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1404.0428>
 24. Хмельник С.И. К вопросу о внутриядерных силах DNA-27, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1405.0296>
 25. Хмельник С.И. Силы Лоренца, Ампера и закон сохранения импульса. Количественный анализ и следствия, DNA-30, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1407.0065>
 26. Хмельник С.И. Принцип обратимости в униполярных машинах Фарадея, DNA-30, а также Vixra - <http://vixra.org/abs/1407.0145>
 27. Хмельник С.И. Эксперимент для доказательства

- нарушения третьего закона Ньютона в униполярном двигателе, Vixra - <http://vixra.org/abs/1501.0061>
28. Стребков Д.С. Передача электрической энергии без металлических проводов, <http://www.electrolibrary.info/tesla/peredachaenergii.htm>
 29. Ротхаммель К. Антенны, изд. "Энергия", 1967, <http://www.radiouniverse.ru/book/antenny/2-1-antenna-v-vide-dlinnogo-provoda>
 30. Заев Н.Е. Сверхпроводники инженера Авраменко. "Техника - молодежи", №1, М., 1991.
 31. Изобретатель и рационализатор, 1992, №5, 6, 1-32
 32. Кулигин В.А., Корнева М.В., Кулигина Г.А., Большаков Г.П. Безинерциальные заряды и токи, <http://www.n-t.ru/ac/iga/>
 33. M. Lobo, G. Shipov, Tawatchai Laosirihongthong, Supakit Chotigo. Экспериментальное обнаружение скалярного электромагнитного поля. King Mongkut's University of Technology, Thonburi, Bangkok, 10140, Thailand, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/004a/1032-MonopolE.pdf>
 34. Заев Н.Е., Авраменко С.В., Лисин В.Н. Измерение тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током. <http://rusphysics.ru/dissertation/269/>
 35. Косинов Н.В. Эксперименты по беспроводной передаче энергии: подтверждение революционных идей Н. Тесла, <http://kosinov.314159.ru/kosinov31.htm>
 36. Википедия, Уравнения Максвелла, https://ru.wikipedia.org/wiki/Уравнения_Максвелла
 37. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в диэлектрической и магнитной цепи, Vixra - <http://vixra.org/abs/1603.0019>
 38. Leedskalnin "Perpetual Motion Holder" (ПМН) Bond Effect [http://peswiki.com/index.php/Directory:Leedskalnin_%22Perpetual Motion Holder%22 \(ПМН\) Bond Effect](http://peswiki.com/index.php/Directory:Leedskalnin_%22Perpetual_Motion_Holder%22_(ПМН)_Bond_Effect)
 39. Хмельник С.И. К теории хранителя вечного движения, DNA-23, ID 13514159, 2013; Vixra, <http://vixra.org/abs/1404.0086>
 40. Закон Кулона, https://ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Кулона
 41. Капица П.А. О природе шаровой молнии. ДАН СССР 1955. Том 1.
 42. <http://www.wikiznanie.ru/ru->

- [wz/index.php/Шаровая молния](wz/index.php/Шаровая_молния)
43. Хмельник С. И. К вопросу о внутриядерных силах. «Доклады независимых авторов», DNA-27, 2014, ID 14739921; *а также* <http://vixra.org/abs/1405.0296>
 44. Анатолий Мякеляйнен (Финляндия), Валерий Буераков (Украина). Полет на шаровой молнии, https://drive.google.com/file/d/0B4rZDrYTBG_pMFZ1RFNOd2hSTDA/edit
 45. Хмельник С.И. Вариационный принцип экстремума в электромеханических и электродинамических системах. Publisher by “MiC”, printed in USA, Lulu Inc., ID 1769875, Израиль, 2008, ISBN 978-0-557-04837-3.
 46. <https://www.youtube.com/watch?v=zQYFMJSKiu8>
 - 47.
 - 48.
 49. Магнитное поле внутри конденсатора, <https://www.youtube.com/watch?v=RNkYd1mueYk>
 50. Компас внутри конденсатора, <https://www.youtube.com/watch?v=A4vO2rLvtug>
 51. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Том 3. Электричество.
 52. Магнитное поле Земли, Википедия, [https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное поле Земли](https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное_поле_Земли)
 53. Земные токи, Википедия, [https://ru.wikipedia.org/wiki/Земные токи](https://ru.wikipedia.org/wiki/Земные_токи)
 54. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в сферическом конденсаторе и природа Земного магнетизма, Vixra, <http://vixra.org/abs/1604.0355>, 2016-04-26.
 55. Хмельник С.И. Математическая модель шаровой молнии, DNA-33, 2015 - см. [здесь](#); *а также*: Vixra Funding, <http://vixra.org/abs/1503.0076>, 2015-03-11; *а также*: Vixra Funding, Mathematical Model of Ball Lightning, <http://vixra.org/abs/1503.0065>, 2015-03-09.
 56. Хмельник С. И. Вторая математическая модель шаровой молнии, <http://vixra.org/abs/1605.0280>, 2016-05-28.
 57. Wen Y. K. Dynamic tornado wind loads on tall buildings / Wen Y. K. // Journ. Of Struct. Div., Proc. ASCE, 1975, ST1, p.169.
 58. Власов А.А. О вибрационных свойствах электронного газа, Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1938, Т. 8 (3),

-
- http://ufn.ru/ufn67/ufn67_11/Russian/r6711f.pdf,
https://ru.wikipedia.org/wiki/Уравнение_Власова
59. Руткевич П.Б., Руткевич П.П. Аксиально-симметричная модель неустойчивости типа торнадо,
http://d33.infospace.ru/d33_conf/2011v8n4/76-82.pdf
60. Смерчи и торнадо,
http://www.krugosvet.ru/enc/nauka_i_tehnika/fizika/smerc hi_i_tornado.html?page=0,3
61. Моделирование «глаз» циклонов, торнадо-смерчей, течений мирового океана,
http://old.msun.ru/vector/Konuhov_ATR/Glaz_ciklona.htm
62. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
63. Иванов В.К. Курс общей физики.
http://lms.physics.spbstu.ru/pluginfile.php/2134/mod_resource/content/1/opt_1_03.pdf
64. Игорь Иванов. Закрученный свет и закрученные электроны: обзор последних результатов,
http://elementy.ru/nauchno-populyarnaya_biblioteka/432009/Zakruchennyy_svet_i_zakruchennyye_elektrony_obzor_poslednikh_rezultatov

