

Непротиворечивое решение уравнений Максвелла

Хмельник С.И.

Непротиворечивое решение уравнений Максвелла

2021

ID: 1855552
www.lulu.com



Хмельник С. И.

Непротиворечивое решение уравнений Максвелла

Редакция 24 – 23.10.2022
Дополненная и исправленная

Израиль 2022

Предыдущие редакции

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

Редакция 7, дополненная – 27.10.2016

Редакция 8, дополненная – 13.03.2017

Редакция 9, дополненная – 27.07.2017

Редакция 10, исправленная и дополненная – 17.08.2017

Редакция 11, исправленная и дополненная – 12.09.2018

Редакция 12, исправленная и дополненная – 06.11.2018

Редакция 13, исправленная и дополненная – 13.01.2019

Редакция 14, дополненная – 04.03.2019

Редакция 15, дополненная – 04.05.2019

Редакция 16, дополненная – 10.09.2019

Редакция 17, дополненная – 18.11.2019

Редакция 18, дополненная – 15.03.2020

Редакция 19, дополненная – 17.01.2021

Редакция 20, дополненная – 05.03.2021

Редакция 21, дополненная – 01.12.2021

Редакция 22, дополненная и исправленная – 08.04.2022

Редакция 23, дополненная и исправленная – 18.08.2022

Solomon I. Khmelnik

Inconsistency Solution of Maxwell's Equations (in Russian)

Copyright © 2016 by Solomon I. Khmelnik

Соломон Ицкович Хмельник

<https://orcid.org/0000-0002-1493-6630>

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, 0060860

E-mail: solik@netvision.net.il

**Printed in United States of America, Lulu Inc., ID
14rd8e5z**

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 напряжениями,
- объясняет существование потока энергии вдоль провода, равного потребляемой мощности.

Приводится подробное доказательство для заинтересованного читателя.

Рассматриваются экспериментальные подтверждения теории.

Предлагаются объяснения экспериментов, которые до сих пор не были обоснованы

Рассматриваются технические приложения полученного решения.

Оглавление

Глава	Наименование	Страница
0	Предисловие	0-1
1	Решение уравнений Максвелла для цилиндрической волны в вакууме	1-1
1a	Плоская волна	1a-1
1b	Второе решение уравнений Максвелла для вакуума в прямоугольной системе координат	1b-1
1c	Глава 1с. Нереальные решения уравнений Максвелла	1c-1
1z	Решение уравнений Максвелла для цилиндрической волны в вакууме	1z -1
2	Решение уравнений Максвелла для диэлектрической цепи переменного тока в цилиндрических координатах	2-1
2a	Решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в цилиндрических координатах	2a-1
2b	Глава 2b. Решение уравнений Максвелла для провода переменного тока в цилиндрических координатах. Общий случай	2b-1
2d	Решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в декартовых координатах	2d-1
2g	Глава 2g. Решение уравнений Максвелла для внутри-статорного пространства трехфазной электрической машины	2g-1
2p	Решение уравнений Максвелла для переменного тока проводимости в проводе	2p -1
2r	Решение уравнений Максвелла для реактивного тока в проводе	2r -1
2z	Распределение зарядов на обкладках конденсатора переменного тока	2z-1
3	Решение уравнений Максвелла для магнитной цепи переменного тока	3-1
4c	Специальные трансформаторы	4c-1
5	Решение уравнений Максвелла для провода постоянного тока	5-1
5a	Двигатель Мильроя	5a-1

5c	Магнетосопротивление	5c-1
5d	Решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током в магнитном поле	5d-1
5h	Решение уравнений Максвелла для вращающегося ферромагнитного провода	5h-1
5m	Уточнение закона Био-Савара-Лапласа	5m -1
5z	Алгоритмы решения уравнений для провода постоянного тока	5z-1
7	Решение уравнений Максвелла для конденсатора в цепи постоянного тока Природа потенциальной энергии конденсатора	7-1
7a	Конденсатор с электропроводным диэлектриком	7a-1
7b	Решение уравнений Максвелла для зазора в магните	7b-1
7e	Решение уравнений Максвелла для конденсатора с постоянным напряжением в декартовых координатах	7e-1
8	Уравнения Максвелла в сферических координатах	8-1
8A	Уравнения Максвелла в сферических координатах. Вариант решения А	8A-1
8B	Уравнения Максвелла в сферических координатах. Вариант решения В	8B-1
8C	Уравнения Максвелла в сферических координатах. Вариант решения С	8C-1
8H	Сферический конденсатор переменного тока	8H-1
8K	Сферический конденсатор постоянного тока	8к-1
8N	Новый подход к проектированию антенн	8N-1
9	Природа земного магнетизма	9-1
10	Решение уравнений Максвелла для шаровой молнии	10-1
11	Математическая модель плазменного кристалла	11-1
12	Работа силы Лоренца	12-1
13	Электромагнитный импульс	13-1
13a	Безопорное движение без нарушения физических законов	13a-1
13b	Поток энергии и импульс статического электромагнитного поля	13b-1
13d	«Летающие треугольники»	13d-1
14	Структура электромагнитного поля в теле постоянного магнита	14-1
15	Четвертая электромагнитная индукция	15-1

16	Электромагнитный хранитель энергии и информации	16-1
16a	К вопросу о внутриядерных силах	16a-1
16b	О взаимодействии наночастиц	16b -1
16с	Передача информации в биологических системах по водной и воздушной среде	16с-1
16d	К обоснованию гомеопатии	16d -1
17	Обратимость униполярной индукции	17-1
18	Силы Лоренца, Ампера и Хмельника	18-1
97	Решение уравнений Максвелла для вакуума в цилиндрических координатах	97-1
99	Литература	99-1

Тематика глав

Координаты	Прямоуголь- ные		Цилиндри- ческие		Сфери-ческие	
	перем	пост	перем	пост	перем	пост
Ток переменный или постоянный						
Вакуум	1b		1, 1z, 97		8, 8A, 8B,8C	
Вакуум, плоская волна			1a			
Диэлектрическая цепь			2			
Конденсатор	2d	7e	2a, 2к	7	8H,9	
Конденсатор электропроводный				7a		
Провод			2b, 2p, 2q	5, 5z, 5м		
Провод в магнитном поле				5A		
Провод-труба			4b			
Провод вращающийся				5a		
Провод вращающийся ферромагнитный				5h		
Соленоид			2s			
Антенны					8N	
Шаровая молния					10	
Специальные трансформаторы			4с			
Магнитная цепь				3		
Магнитное сопротивление				5с		
Зазор в магните				7 b		
Постоянный магнит				14		
Плазма				11		
Импульс электромагнитного поля	13, 13a, 13b, 13d					
Сила Лоренца	12					
Три силы	18					
Униполярная индукция	17					
4-ая индукция	15					
Хранители энергии и информации	16, 16b, 16c,16d					
Внутриядерные силы	16a					

Глава 0. Предисловие

Оглавление

- 1. Вступление \ 1
- 2. О потоке энергии в проводе \ 4
- 3. Требования к непротиворечивому решению уравнений
Максвелла \ 5
- 4. Три решения уравнений Максвелла \ 6
- 5. Лирическое отступление \ 8
- 6. Варианты уравнений Максвелла \ 9
- Приложение 0. Декартовы координаты. \ 11
- Приложение 1. Цилиндрические координаты. \ 11
- Приложение 2. Сферические координаты. \ 12
- Приложение 3. Некоторые соотношения в системах СГС и СИ. \ 13
- Приложение 4. Известное решение уравнений Максвелла для
электромагнитного поля в вакууме. \ 14
- Приложение 5. О сохранении энергии в электромагнитной волне. \ 15
- Приложение 6. Перечень некоторых теоретических предсказаний,
подтвержденных экспериментально \ 18

1. Вступление

Система уравнений Максвелла является одним из величайших открытий человеческого разума. В то же время известные решения этой системы уравнений обладают рядом недостатков. Достаточно сказать, что эти решения не удовлетворяют закону сохранения энергии (см. приложение 5). Такие решения позволяют некоторым авторам усомниться в достоверности самих уравнений Максвелла. Подчеркнем, однако, что эти **сомнительные результаты следуют только из известного решения**. Но решение уравнений Максвелла может быть иным (уравнения в частных производных имеют, как правило, несколько решений). И необходимо найти такое решение, которое не противоречит физическим законам и эмпирически установленным фактам.

Автор нашел новое решение системы уравнений Максвелла, свободное от указанных недостатков. Это решение найдено для уравнений Максвелла, записанных в покоординатной форме, и не

может быть получено в векторном виде из уравнений Максвелла, записанных в векторной форме. Это, видимо, и послужило причиной того, что предлагаемое решение до сих пор не было получено.

На основе нового решения уравнений Максвелла теоретически предсказана и экспериментально подтверждена спиральная структура электромагнитных волн и стационарных электромагнитных полей, а также показано, что спиральные структуры существуют во всех без исключения волнах и технических устройствах. Спиральность структур выражается в том, что по координатным напряженности электрических и магнитных волн и полей изменяются в зависимости от координат и времени (для волн) по синусоидальным функциям.

Ниже теоретические предсказания обосновываются тем, что эти функции таковы, что

- не противоречат закону сохранения энергии **в каждый момент времени** (*а не в среднем*), т.е. устанавливают постоянство плотности потока электромагнитной энергии во времени (глава 1.4),
- выявляют сдвиг фаз между электрическими и магнитными напряженностями не только в технических устройствах, но и в волнах (глава 1.3),
- объясняют существование потока энергии вдоль и **внутри** (*а не снаружи*) провода, равного потребляемой мощности (глава 5),
- объясняют закрученность света, т.е. появление орбитального углового момента, при котором поток энергии не просто летит вперед, а крутится вокруг оси движения (глава 1.6).

В приложении 6 перечисляются некоторые теоретические предсказания, полученные в книге и подтверждающиеся экспериментальными наблюдениями и/или объяснениями экспериментов, которые до сих пор не были обоснованы:

"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.

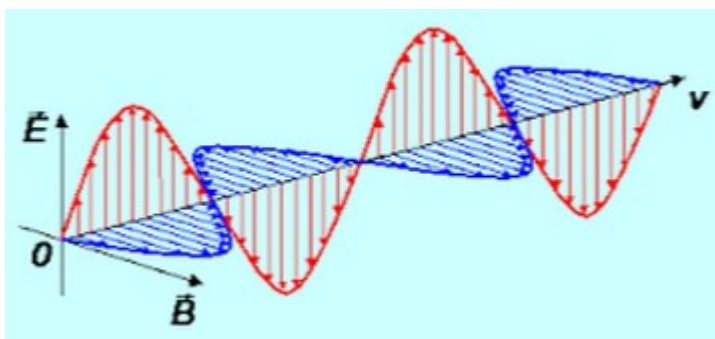


Рис. 1.

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).

Для удобства читателя в приложении 4 описан метод получения известного решения. 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.

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? Естественнo 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. Три решения уравнений Максвелла

Известное решение уравнений Максвелла мы называем **первым решением**. Выше показано, что оно не удовлетворяет закону сохранения энергии и поэтому физически неприемлемо. Отметим еще, что это первое решение **применимо только в декартовых координатах**.

В главе 1 и далее предлагается и рассматривается **второе решение** уравнений Максвелла, удовлетворяющее закону сохранения энергии. Оно **рассматривается в цилиндрических координатах**, но может быть преобразовано для декартовых координат.

В главах 2d, 16 и 16a показано, что существует и **третье решение** уравнений Максвелла, также удовлетворяющее закону сохранения энергии. Оно **рассматривается в декартовых координатах**, но может быть преобразовано для цилиндрических координат. Однако для статических полей такое преобразование возможно только формально и приводит к нарушению закона сохранения энергии. Третье решение описывает такие волны, которые существуют в ограниченном объеме. В этом объеме существуют потоки энергии, но полная энергия, хранящаяся в объеме, не изменяется. Можно назвать такую волну **объемной стоячей волной**.

Итак, для электромагнитных волн существует три решения (по крайней мере). Это естественно для уравнений в частных производных. До сих пор было принято говорить, что первое решение является

единственным, т.к. удовлетворяет закону сохранения энергии. Но как раз этому закону оно не удовлетворяет. Теперь мы видим, что для физически приемлемых решений может быть, по крайней мере, два. Какое из них выбирает природа, зависит от начальных условий.

«Почему эти решения не были предложены до сих пор!» - спрашивают меня читатели предыдущих версий.

Система уравнений Максвелла в компактной записи содержит 4 дифференциальных уравнения **первого** порядка в частных производных – см. приложение 5. Такая система уравнений может иметь **множество решений**. Для решения этой системы уравнений приходится преобразовать их в **два уравнения второго** порядка. При этом множество решений уменьшается - решение, существующее для уравнений первого порядка, может **не** быть решением для уравнений второго порядка (что и произошло в нашем случае).

«**Но решение найдено** и к чему эти рассуждения?» - спрашивают меня те же читатели.

Полученное решение не приемлемо для физики, поскольку нарушает закон сохранения энергии – это следует непосредственно из решения – см. приложение 5. Кроме того, не соблюдается противофазность электрического и магнитного полей. Следовательно, надо искать другое решение, из математически **возможных**.

«**Этого никто не видел до тебя?**» - спрашивают...

Видели многие. В ответ апологеты найденного решения отвечали, что **в среднем** закон сохранения энергии соблюдается, а другого решения не может быть, т.к. закон сохранения энергии соблюдается. Заметьте два момента в таком ответе: 1) отсутствие другого решения доказывается физическим аргументом; 2) указание «в среднем» игнорируется. Итак, автор имеет право утверждать, что другое решение **возможно** математически и его **необходимо** искать.

«**Почему же не искали?**» - спрашивают...

Были те, кто в этом видел доказательство неправомерности уравнений Максвелла.

Были те, кто был с этим согласен, и, возможно, искали, но в сокращенной записи уравнений другое решение найти невозможно (я думаю).

Были те, кто был с этим **не** согласен, говоря, что и так сойдет. Действительно, решение широко применяется на практике, да и очень красивое. С последним я согласен, но по вопросу применимости существующего решения должен заметить следующее. Ниже показано, что 1) очень часто для решения используется сокращенная система

уравнений и полученное решение обладает рядом недостатков, которые отражаются на качестве проектируемой техники; 2) очень многие следствия из уравнений Максвелла оказались не замеченными и не используются в технике.

«И как же тебе удалось решить» - спрашивают...

Сокращенную запись уравнений Максвелла можно представить в виде 8-ми дифференциальных уравнения **первого** порядка в частных производных. Простор для поиска решений расширяется. Но мне понадобилось несколько лет...

5. Лирическое отступление

Читатель, который будет читать эту книгу дальше, увидит множество решений уравнений Максвелла для различных случаев. После решения следуют физические интерпретации. При написании книги происходила именно так: я шел вслед за решением с расширенными от удивления глазами. Иногда появлялись очевидные интерпретации, иногда запрашивались интерпретации, о которых я не знал (у меня нет регулярного физического образования). Тогда я лез в Интернет и обнаруживал, что (таки, да!) такое уже обнаружено физиками и при этом иногда не имеет формального объяснения. Иногда интерпретация формулировалась в виде гипотетического эксперимента. Я опять лез в Интернет и обнаруживал, что (таки, да!) такой эксперимент описан, не объяснен теоретически, вызывает споры... Иногда такой эксперимент не обнаруживался – это походило на патентную заявку. В общем, все было примерно так, как рассказывал Станислав Лем:

Все романы типа «Солярис» написаны одним и тем же способом, который я сам не могу объяснить... Я и теперь ещё могу показать те места в «Солярис» или «Возвращении со звёзд», где я во время писания оказался по сути в роли читателя. Когда Кельвин прибывает на станцию Солярис и не встречает там никого, когда он отправляется на поиски кого-нибудь из персонала станции и встречает Снауту, а тот его явно боится, я и понятия не имел, почему никто не встретил посланца с Земли и чего так боится Снаут. Да, я решительно ничего не знал о каком-то там «живом Океане», покрывающем планету. Всё это открылось мне позже, так же, как читателю во время чтения, с той лишь разницей, что только я сам мог привести всё в порядок.

Точно то же самое происходило с уравнениями Максвелла для гравитации [180].

6. 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 среды.

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.

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:

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

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

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

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

Решение этой системы рассмотрено в главе 2в.

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 5

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

Приложение 0. Декартовы координаты.

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

$$\operatorname{div}(H) = \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right),$$

$$\operatorname{grad}(a) = \left[\frac{\partial a}{\partial x}, \frac{\partial a}{\partial y}, \frac{\partial a}{\partial z} \right],$$

$$\operatorname{rot}(H) = \left(\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right), \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right).$$

Электрические и магнитные напряженности в декартовых координатах, получаемые в результате полученного решения, показаны на следующем рис. 1.

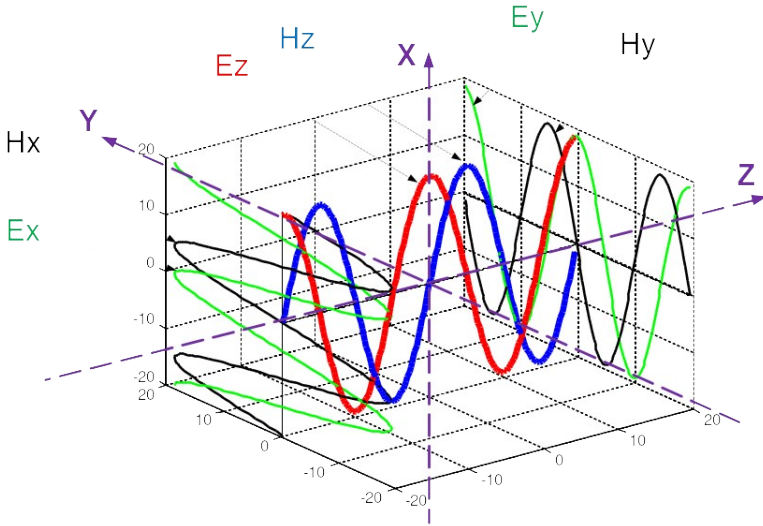


Рис. 1.

Приложение 1. Цилиндрические координаты.

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

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

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

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

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

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

Приложение 2. Сферические координаты.

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

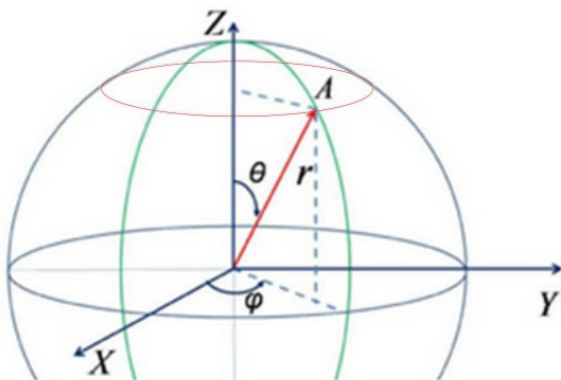


Рис. 1.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\phi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \phi}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} - \frac{E_\phi}{\rho} - \frac{\partial E_\phi}{\partial \rho}$
3	$\text{rot}_\phi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \phi}$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \sin(\theta) \partial \phi}$

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

Приложение 4. Известное решение уравнений Максвелла для электромагнитного поля в вакууме.

Рассмотрим систему уравнений Максвелла в вакууме (приведенную выше в разделе 4):

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

$$\operatorname{rot}(H) = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2)$$

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

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

Возьмем ротор от обеих частей уравнения (1) и получим:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(E)) = \operatorname{rot}\left(-\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}\right) \quad (5)$$

или

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(E)) = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot}(H)) \quad (6)$$

Совместим уравнения (2, 6) и найдем:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(E)) = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E) \quad (6a)$$

Известно [4, стр. 131], что

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(E)) = \operatorname{grad}(\operatorname{div}(E)) - \Delta E \quad (7)$$

где в декартовых координатах

$$\Delta E = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (8)$$

Из (3, 7) находим:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(E)) = -\Delta E \quad (9)$$

Совместим уравнения (6a, 8, 9) и найдем:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (10)$$

В декартовых координатах это уравнение имеет комплексное решение вида

$$E(t, x, y, z) = |E| e^{(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t + \phi_0)}, \quad (11)$$

что проверяется непосредственной подстановкой. Для этого предварительно вычисляются первые и вторые производные, входящие

в (10). Константы $(|E|, k_x, k_y, k_z, \omega, \phi_o)$ имеют определенный физический смысл (что мы здесь не будем обсуждать)

Найденное решение является комплексным. Известно, что реальная часть комплексного решения также является решением. Следовательно, в качестве решения вместо (11) можно принять решение вида

$$E(t, x, y, z) = |E| \cos(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t + \phi_o), \quad (12)$$

Аналогично находим решение вида

$$H(t, x, y, z) = |H| \cos(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t + \phi_o). \quad (13)$$

Заметим, что энергия, определяется как интеграл

$$W = \int_t \left(\frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right) dt = 0.5 \int_t \ddot{\quad} \quad (14)$$

Из (12, 13, 14) с очевидностью следует

- 1) энергия изменяется во времени, что противоречит закону сохранения энергии,
- 2) напряженности E и H синфазны, что противоречит электротехнике.

Это известное решение является решением волнового уравнения. Следовательно, волновое уравнение в электродинамике НЕ удовлетворяет закону сохранения энергии. Впрочем, этот факт общеизвестен: волновое уравнение удовлетворяет закону сохранения энергии в среднем, что в принципе нельзя считать соблюдением закона сохранения.

Громадное количество теоретических выводов в электродинамике сделано на основе использования волнового уравнения. Эти выводы получены с нарушением закона сохранения энергии и с этим приходилось мириться. Теперь, когда найдено точное решение уравнений Максвелла, необходимо пересмотреть и уточнить ранее полученные результаты. Это необходимо потому, что некоторые результаты могут оказаться принципиально неверными (а не только ошибочными с некоторой погрешностью).

Приложение 5. О сохранении энергии в электромагнитной волне

Здесь мы подробно рассмотрим вопрос о сохранении энергии в электромагнитной волне. Нижеследующие рассуждения необходимо дать здесь, несмотря на их простоту, т.к. в дальнейших выводах они имеют принципиальное значение.

1. Бегущая электромагнитная волна

В бегущей электромагнитной волне модули индукции магнитного поля и напряженности электрического поля в каждой точке пространства связаны соотношением

$$B = E \sqrt{\epsilon \mu} / c, \quad (1a)$$

где скорость света в вакууме $c = 1 / \sqrt{\epsilon_o \mu_o}$. Объемная плотность электрической энергии

$$w_e = \frac{\epsilon \epsilon_o E^2}{2} \quad (1b)$$

Объемная плотность магнитной энергии

$$w_m = \frac{B^2}{2 \mu \mu_o} \quad (2)$$

Подставим (1a) в (2) и получим (1b). Следовательно

$$w_e = w_m \quad (3)$$

Таким образом, в бегущей электромагнитной волне происходят взаимные превращения электрической и магнитной энергий.

Объемная плотность электромагнитной энергии

$$w = w_e + w_m = \frac{\epsilon \epsilon_o E^2}{2} + \frac{B^2}{2 \mu \mu_o} \quad (4)$$

Синусоидальная бегущая электромагнитная волна в простейшем случае описывается формулами

$$E = E_o \cos(\omega t - kz) \quad (5)$$

$$B = B_o \cos(\omega t - kz) \quad (6)$$

где E_o, B_o — амплитуды колебаний напряженности электрического и магнитного полей соответственно.

Подставляя (5, 6) в (4), получаем

$$w = \left(\frac{\epsilon \epsilon_o E_o^2}{2} + \frac{B_o^2}{2 \mu \mu_o} \right) \cos^2(\omega t - kz) \quad (7)$$

Из (7) следует, что в любой точке и в любом объеме электромагнитная энергия изменяется во времени от нуля до некоторого максимума. Это явным образом противоречит закону сохранения энергии.

2. Стоячая электромагнитная волна

Стоячая синусоидальная электромагнитная волна описывается формулами

$$E = E_o \sin(kz) \sin(\omega t), \quad (8)$$

$$B = B_o \cos(kz) \cos(\omega t). \quad (9)$$

В этой волне напряженность во всех точках изменяется с течением времени с одинаковой частотой и в одной фазе, а амплитуда в ней изменяется по гармоническому закону в зависимости от координаты z .

Из формул (8) и (9) видно, что колебания E и B сдвинуты по фазе на четверть периода. Это означает, что когда напряженность электрического поля достигает максимума, значения B равны нулю.

Плотность потока энергии электромагнитных волн определяется вектором Пойнтинга. Так как в узлах величины E или B равны нулю, то в этих точках поток равен нулю. Узлы для E совпадают с пучностями для B и наоборот. Это означает, что через узлы и пучности отсутствует поток электромагнитной энергии. Однако, поскольку E и B в других точках изменяются с течением времени, то можно заключить, что с течением времени энергия движется между соседними узлами и пучностями. При этом происходит превращение энергии электрического поля в энергию магнитного поля и наоборот. Суммарная энергия, которая заключена между двумя соседними узлами и пучностями, остается постоянной.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Из (4) и (8, 9) следует, что

$$w = w_e + w_m = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\epsilon \epsilon_o E_o^2}{2} \sin^2(kz) \sin^2(\omega t) \\ \frac{B_o^2}{2 \mu \mu_o} \cos^2(kz) \cos^2(\omega t) \end{array} \right\}. \quad (10)$$

Найдем энергию, заключенную между двумя соседними узлами и пучностями:

$$w_1 = \int_{z=0}^{z=\frac{\pi}{2k}} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\epsilon \epsilon_o E_o^2}{2} \sin^2(kz) \sin^2(\omega t) \\ \frac{B_o^2}{2 \mu \mu_o} \cos^2(kz) \cos^2(\omega t) \end{array} \right\} dz$$

или

$$w_1 = \left\{ \begin{aligned} & \sin^2(\omega t) \cdot \int_{z=0}^{z=\frac{\pi}{2k}} \left\{ \frac{\varepsilon \varepsilon_o E_o^2}{2} \sin^2(kz) \right\} dz \\ & + \cos^2(\omega t) \cdot \int_{z=0}^{z=\frac{\pi}{2k}} \left\{ \frac{B_o^2}{2 \mu \mu_o} \cos^2(kz) \right\} dz \end{aligned} \right\}.$$

Эта энергия не изменяется во времени, т.к.

$$a_1 = \int_{z=0}^{z=\frac{\pi}{2k}} \left\{ \frac{\varepsilon \varepsilon_o E_o^2}{2} \sin^2(kz) \right\} dz = \int_{z=0}^{z=\frac{\pi}{2k}} \left\{ \frac{B_o^2}{2 \mu \mu_o} \cos^2(kz) \right\} dz, \quad (11)$$

что после взятия интегралов следует из формулы (3). При этом

$$w_1 = a_1. \quad (12)$$

Аналогичные соотношения можно получить для трех других четверть-периодах функции (12). Таким образом, стоячая волна сохраняет свою электромагнитную энергию (которую она получила при формировании из двух бегущих волн).

Для сохранения идеальной стоячей волны не требуется приток внешней энергии.

Приложение 6. Перечень некоторых теоретических предсказаний, подтвержденных экспериментально

Ниже перечисляются некоторые теоретические предсказания, полученные в книге и подтверждающиеся экспериментальными наблюдениями и объяснениями экспериментов, которые до сих пор не были обоснованы:

- электромагнитная волна распространяется по спирали (глава 1.3),
- плоская волна может существовать физически (глава 1а),
- вне зависимости от параметров провода существует однозначная зависимость между электрическим напряжением U на проводе, продольной магнитной напряженностью H_z в проводе и активной мощностью P , передаваемой по диэлектрическому проводу (глава 2)
- в диэлектрической цепи существует продольная магнитная напряженность (глава 2),

- конденсатор может быть преобразователем переменной магнитной индукции в переменное электрическое напряжение (главы 2, 2a),
- скорость распространения электромагнитной волны в конденсаторе меньше скорости света и зависит от передаваемой активной мощности (глава 2),
- радиосигнал, распространяющийся в электропроводной среде, состоит из двух сигналов, распространяющихся с различной скоростью, что объясняет «мировое эхо» и другие подобные явления (глава 2h),
- поток энергии в трансформаторе не зависит от магнитного потока (глава 3),
- ток в проводе может возникнуть не только в результате приложенного переменного напряжения, но в результате приложенной внешней продольной магнитодвижущей силы, что наблюдается в экспериментах (глава 3),
- продольная магнитная напряженность в полости трубчатого проводника (главы 4b, 4c),
- объяснение функционирования трансформаторов Маркова, Зацарина, Позынич (глава 4c),
- линия в проводе постоянного тока на цилиндре постоянного радиуса, на которой все напряженности и плотности токов остаются постоянными, является винтовой линией (глава 5),
- существование продольной магнитной напряженности в проводе (глава 5),
- поток энергии в проводе, равный передаваемой мощности, движется внутри провода (глава 5),
- вращающий момент в проводе и двигатель Мильроя (глава 5a),
- э.д.с. в проводе, находящемся в неоднородном продольном поперечном или круговом магнитном поле (глава 5d),
- появление тока в проводнике, расположенном между одноименными торцами двух магнитов - эффект Бьюли (глава 5d),
- магнитный шлюз Бедина (глава 5d),
- простой бесколлекторный двигатель постоянного тока (глава 5d),
- во вращающемся электропроводном теле возникает круговой постоянный электрический ток и этим объясняются эффекты Барнетта и Аспдена (глава 5h),

- существование устройств передачи энергии благодаря возникновению э.д.с., необъяснимых электромагнитной индукцией (глава 6),
- однопроводная передача энергии (глава 6),
- природа потенциальной энергии конденсатора и механизм сохранения энергии в диэлектрике конденсатора, а также сохранения энергии в диэлектрике конденсатора освобожденного от обкладок (глава 7),
- магнитное поле в заряженном конденсаторе (глава 7),
- заряд конденсатора в продольном или крутовом магнитном поле (глава 7a),
- потоки энергии, импульсы и моменты импульсов существуют в окрестности торца магнита, что подтверждается известными экспериментами (глава 7в)
- постоянное восстановление энергии магнита (глава 7в),
- в сферической электромагнитной волне поток энергии остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени, что строго соответствует закону сохранения энергии (глава 8),
- известное решение для сферической электромагнитной волны НЕ удовлетворяет системе уравнений Максвелла и для проектирования антенн необходимо использовать решение из главы 8 (глава 8b),
- плазменный кристалл (глава 11),
- в проводе плотность магнитной силы Лоренца пропорциональна плотности мощности (глава 12),
- сила Лоренца совершает работу (глава 12),
- электромагнитный импульс и механический импульс входят количественно равноправным образом в закон сохранения импульса; это утверждение объясняет функционирование безопорных двигателей (глава 13),
- существует поток энергии движущегося тела со статическим электромагнитным полем и соответствующие эксперименты (глава 13b),
- существует статическое электромагнитное поле и поток энергии в нем (глава 13b),
- устройство для преобразования импульса статического электромагнитного поля в механический импульс (глава 13b),
- «летающие треугольники» (глава 13d),

- неэквивалентность соленоида и магнита (глава 14),
- поток энергии, как электродвижущая сила (глава 15),
- существование электромагнитной волны ограниченного объема, сохраняющей энергию и информацию (глава 16),
- объяснение миражей прошлого (глава 16),
- внутриядерные силы, как следствие существование электромагнитной волны ограниченного объема (глава 16a),
- взаимодействие наночастиц, как следствие существование электромагнитной волны ограниченного объема (глава 16b),
- возможность передачи информации в биологических системах по водной и воздушной среде (главы 16c, 16d),
- обратимость униполярной индукции (глава 17),
- обоснование магнитогидродинамического динамо-эффекта и существования магнитного поля астрономических объектов (глава 17),
- силы Лоренца и Ампера как следствия существования потока импульса электромагнитного поля (глава 18).

Глава 1. Решение уравнений Максвелла для цилиндрической волны в вакууме

Оглавление

1. Введение
2. Решение уравнений Максвелла
3. Напряженности
4. Энергия и потоки энергии
5. Скорость движения энергии
6. Импульс и момент импульса
7. Обсуждение

1. Введение

В главе 0 была продемонстрирована несостоятельность известного решения уравнений Максвелла. Ниже предлагается новое решение уравнений Максвелла для вакуума.

1. Решение уравнений Максвелла

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для вакуума, которая имеет вид

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

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

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

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

Рассмотрим решение этой системы уравнений. В цилиндрических координатах r, ϕ, z эти уравнения принимают вид:

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = \frac{-\mu}{c} \frac{d H_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{\mu}{c} \frac{dH_\phi}{dt}, \quad (3)$$

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

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_r}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_\phi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_z}{dt}, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z – электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z – магнитные напряженности.

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

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

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

где α, χ, ω – некоторые константы. Прежде всего будем искать эти функции в следующем виде:

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

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

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

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

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

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

где $h(r), e(r)$ – некоторые функции координаты r . В главе 97.2.6 доказано, что существует решение в виде

$$h_z(r) = 0, \quad (19)$$

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

$$e_r = e_\phi = \frac{A}{2} r^{\alpha-1}, \quad (21)$$

$$h_\phi(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r), \quad (22)$$

$$h_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r), \quad (23)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu\varepsilon}/c, \quad (24)$$

где $A, \varepsilon, \mu, \alpha, \chi, \omega$ – некоторые константы.

3. Напряженности

Видно, что в полученном решении напряженности

- 1) принимают бесконечное значение при $r=0$, если показатель степени у r отрицательный;
- 2) принимают бесконечное значение при $r \rightarrow \infty$, если показатель степени у r положительный.

Таким образом, решение физически приемлемо только в том случае, когда параметр r ограничен:

$$0 < r < \infty. \quad (1)$$

Пример 1.

На рис. 1 показаны графики функций e_ϕ, e_r, h_ϕ, h_r при $A=10^{-4}, R=0.1 \text{ cm}, \alpha=0.001, \omega=10^5$ в системе СГС.

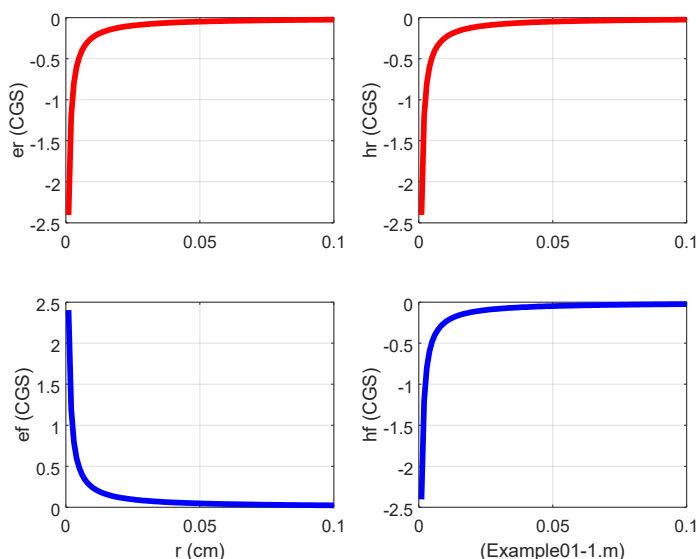


Рис. 1.

Для демонстрации сдвига фаз между компонентами волны рассмотрим функции (2.11, 2.12) и (2.16-2.21). Рассмотрим функции (2.11, 2.12) и (2.24). Тогда найдем

$$\cos(\alpha \varphi + \sqrt{\epsilon\mu} \frac{\omega}{c} z + \omega t) = \dots$$

$$\sin(\alpha \varphi + \sqrt{\epsilon\mu} \frac{\omega}{c} z + \omega t + \frac{\pi}{2}) = \dots \quad (4)$$

$$si = \sin\left(\dot{i} \alpha \varphi + \sqrt{\varepsilon \mu} \frac{\omega}{c} z + \omega t\right) \dot{i}. \quad (5)$$

Следовательно, функции (2.11, 2.12) являются противофазными в любой момент времени при условии

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

или

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

Отсюда и из (2.21-2.23) находим:

$$E_r = e_r(r) \sin(\omega t), \quad (8)$$

$$E_\varphi = e_r(r) \cos(\omega t), \quad (9)$$

$$H_r = -h_\varphi(r) \cos(\omega t), \quad (10)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \sin(\omega t). \quad (11)$$

Рассмотрим вектор-функцию

$$\overline{E_{r\varphi}} = \overline{E_r} + \overline{E_\varphi}. \quad (12)$$

Из (8, 9) находим модуль этой функции

$$|\overline{E_{r\varphi}}| = e_r, \quad (13)$$

который не зависит от времени. Аналогично,

$$\overline{H_{r\varphi}} = \overline{H_r} + \overline{H_\varphi}. \quad (12)$$

Из (8, 9) находим модуль этой функции

$$|\overline{H_{r\varphi}}| = h_\varphi. \quad (13)$$

Рассмотрим функцию (2.16) при $t=0$ и при условиях (5, 7):

$$|E_r| = e_r(r) \sin\left(\dot{i} \alpha \varphi + \sqrt{\varepsilon \mu} \frac{\omega}{c} z\right) \dot{i}, \quad z = \frac{\alpha \varphi \cdot c}{\omega \sqrt{\varepsilon \mu}}. \quad (14)$$

Эта функция является винтовой линией с шагом:

$$\Lambda = \frac{2\pi \alpha \cdot c}{\omega \sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{2\pi \alpha}{\chi}. \quad (15)$$

Следовательно, линия с постоянной напряженностью E_r является винтовой линией. Тогда линия с напряженностью E_r , зависящей от времени, будет иметь вид синусоиды, осью которой является данная винтовая линия. Аналогичные выводы можно сделать относительно напряженностей $E_\varphi, H_r, H_\varphi$.

На рис. 3 показана винтовая линия для функции (14) при $r=1, c=300000, \omega=3000, \alpha=-3$. Эта же линия соответствует функциям $|E_\varphi|$ и $|E_{r\varphi}|$.

На рис. 4 показана та же винтовая линия, на которой, как на оси, показаны синусоида и косинусоида. Последние изображают функции E_r и E_ϕ соответственно.

На рис. 5 показаны винтовые линии (14) при тех же условиях, но для различных значений радиуса $r = [0.5, 0.6, \dots, 1.0, 1.1]$. Прямыми линиями показаны геометрические места точек с равными ϕ .

На рис. 6 показаны векторы напряженностей, исходящие из точки $A(r, \phi)$. Векторы напряженностей E и H ортогональны. Решение существует и при измененных знаках функций (2.11, 2.12). Этому случаю соответствует рис. 7. Рис. 6 и рис. 7 иллюстрируют то, что возможны два вида циркулярной поляризации электромагнитной волны.

На рис. 8 показаны все вышеперечисленные векторы. Видно, что при движении точки T по винтовой линии суммарные векторы $H_{r\phi}$ и $E_{r\phi}$ вращаются в плоскости, перпендикулярной винтовой линии. Их модули остаются постоянными и равными между собой. Векторы $H_{r\phi}$ и $E_{r\phi}$ всегда ортогональны.

Вращение векторов вокруг винтовой линии нагляднее показано на рис. 9, где

- отрезок винтовой линии - толстая пунктирная линия,
- вектор суммарной напряженности $\overline{E_{r\phi}}$, начало которого скользит по винтовой линии – тонкие линии,
- окружности, которые описывает конец вектора $\overline{E_{r\phi}}$,
- траектория конца вектора $\overline{E_{r\phi}}$ - толстая линия.

Точно также изображается суммарная магнитная напряженность $\overline{H_{r\phi}}$. Её вектор вращается по той же окружности, но отстает по фазе на четверть периода. На следующем рис. 9а показаны оба этих вектора $\overline{E_{r\phi}}$ и $\overline{H_{r\phi}}$. Показаны также две синусоиды, по которым движутся концы этих векторов. На этом рисунке показаны отрезки траектории, на котором векторы $\overline{E_{r\phi}}$ и $\overline{H_{r\phi}}$ совершают поворот на 2π . При этом центр окружности сдвигается по оси z на величину Λ (15). Таким образом, при скольжении этих векторов по винтовой линии они поворачиваются на 2π при вертикальном смещении на шаг Λ по винтовой линии. Мы наблюдаем двойное вращение этих векторов. Естественно назвать шаг двойного вращения Λ длиной рассматриваемой волны.

Будем в дальнейшем называть ее двойной волной, а математическое определение этой волны в виде (2.11-2.18) – уравнением двойной волны.

Сравним (15), (2.24) и известную формулу определения длины волны для волнового уравнения:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega \sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{2\pi}{\chi}. \quad (16)$$

Тогда найдем:

$$L = \alpha \lambda. \quad (17)$$

Мы получили формулу, связывающую традиционную длину волны и длину двойной волны.

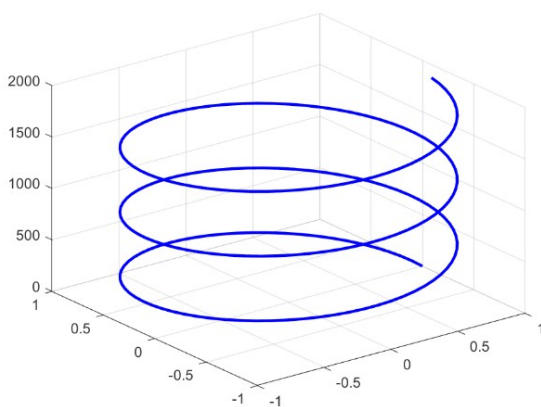


Рис. 3. (EHspiral31.m)

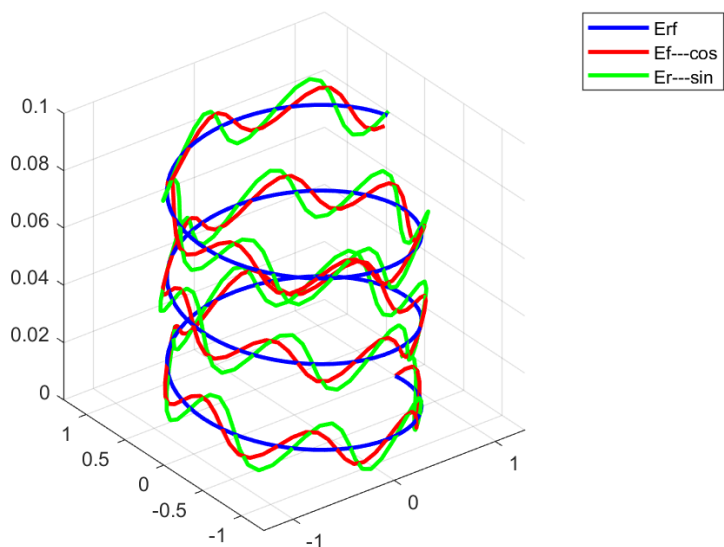


Рис. 4. (EHspiral32.m)

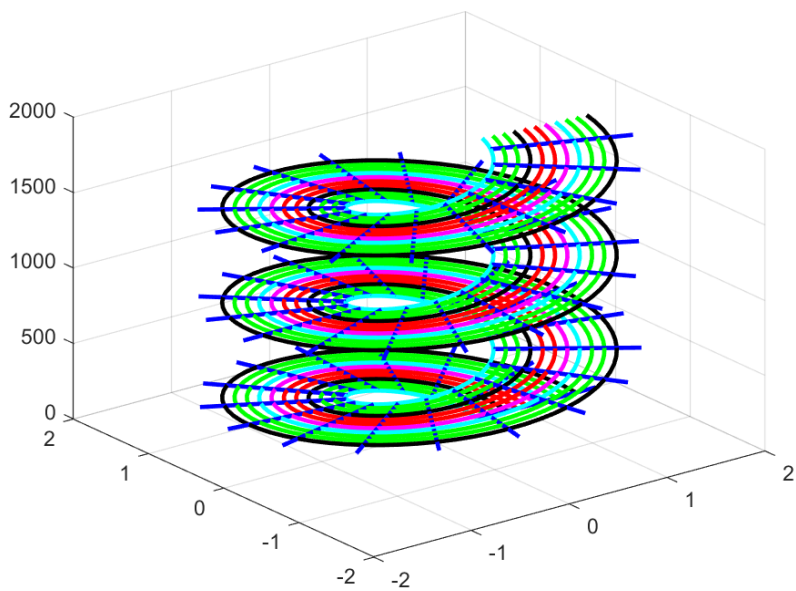


Рис. 5. (EHspiral34.m)

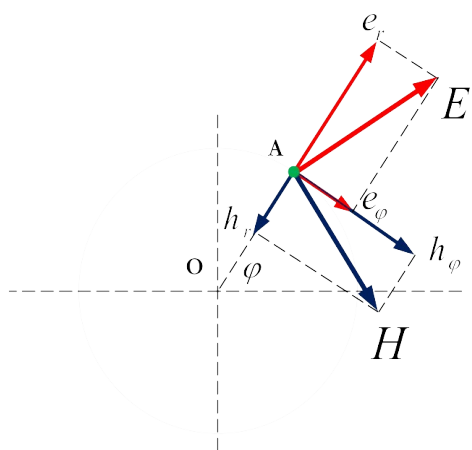


Рис. 6.

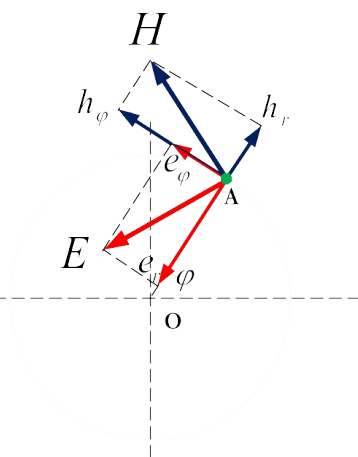


Рис. 7.

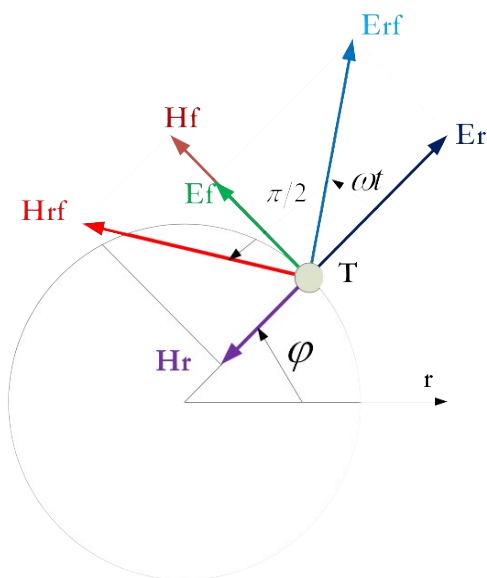
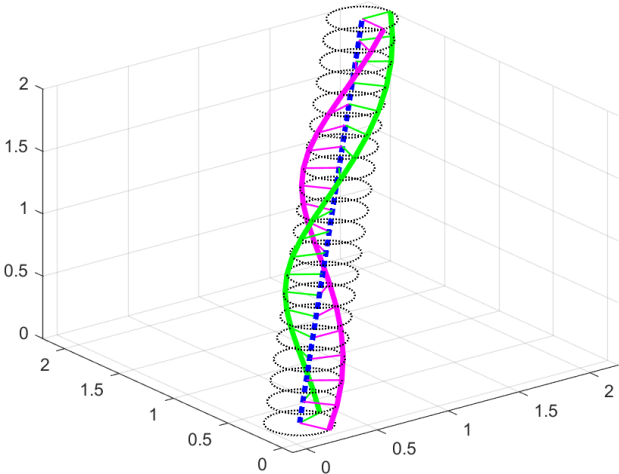
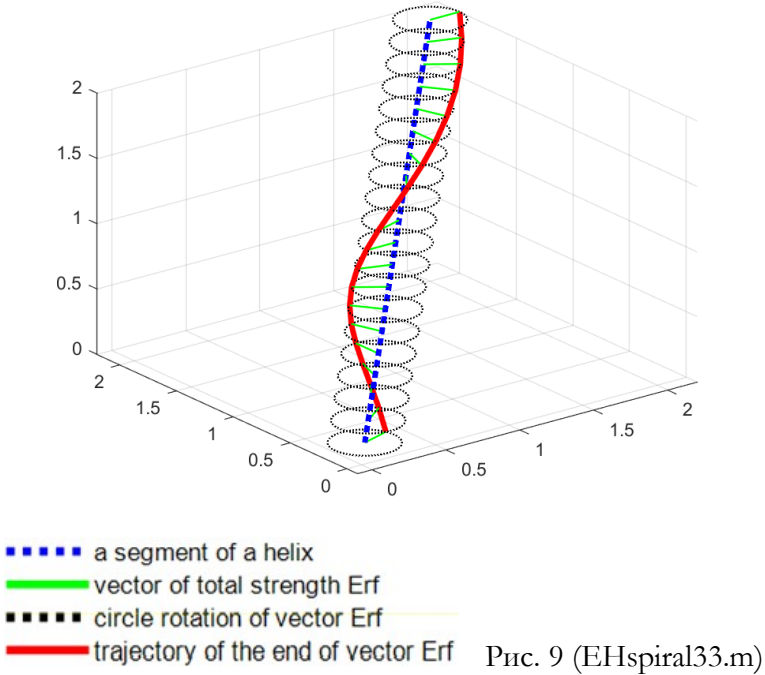


Рис. 8.



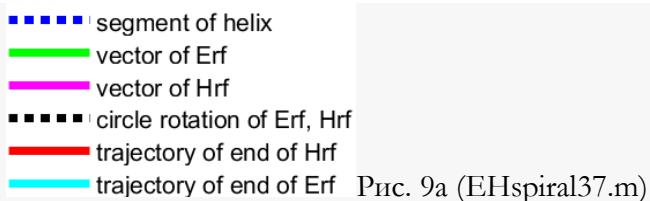


Рис. 9а (EHspiral37.m)

Итак, предложено описание цилиндрической электромагнитной волны - т.н. ДВОЙНОЙ ВОЛНЫ (double wave) и ее математическое определение – т.н. уравнение ДВОЙНОЙ ВОЛНЫ (double wave equation). Поток энергии в этой волне не изменяется во времени. В двойной волне векторы электрической и магнитной напряженностей постоянной величины скользят по винтовой линии, расположенной на цилиндре определенного радиуса, и при этом вращаются так, что заматают круг, плоскость которого перпендикулярна оси цилиндра. При этом они поворачиваются на 2π при вертикальном смещении на шаг Λ по винтовой линии. Наблюдается т.н. двойное вращение этих векторов. Шаг двойного вращения Λ является длиной двойной волны. Проекции векторов «заматают» синусоиды, осью которых является винтовая линия. При этом электрические и магнитные напряженности сдвинуты по фазе на четверть периода.

4. Энергия и потоки энергии

Плотность энергии

$$W = \frac{1}{8\pi} (\varepsilon H^2 + \mu E^2) \quad (a)$$

Учитывая (2.19-2.24), находим:

$$W = \frac{1}{8\pi} \left(\varepsilon \left((e_r \sin i)^2 + (e_\phi \cos \phi)^2 \right) + \mu \left((h_r \cos \phi)^2 + (h_\phi \sin i)^2 \right) \right)$$

или

$$W(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} (e(r))^2 \quad (b)$$

Таким образом, плотность энергии электромагнитной волны постоянна во времени и одинакова на всех точках цилиндра данного радиуса.

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

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

Поток, проходящий через данное сечение цилиндрической волны в данный момент времени,

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \bar{S}_r \\ \bar{S}_\phi \\ \bar{S}_z \end{bmatrix} = \iint_{r, \phi} \begin{bmatrix} S_r \\ S_\phi \\ S_z \end{bmatrix} dr \cdot d\phi \quad (6)$$

Выше показано, что $H_z(r) = 0, E_z(r) = 0$. Следовательно, $S_r = 0, S_\phi = 0$, т.е. поток энергии распространяется только вдоль оси oz и определяется в соответствии с (2.21-2.23) как

$$\bar{S} = \bar{S}_z = \eta \iint_{r, \phi} \left((e_r h_\phi \sin i)^2 + (e_\phi h_r \cos \phi)^2 \right) dr \cdot d\phi \quad (7)$$

или

$$\bar{S} = \bar{S}_z = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_\varphi dr) \quad (8)$$

Следовательно, существует только поток вдоль оси Z и этот поток энергии электромагнитной волны является постоянным во времени. Это соответствует закону сохранения энергии.

Отсутствие потока энергии по радиусу означает, что область существования волны НЕ расширяется. Это означает, данное решение уравнений Максвелла описывает цилиндрическую волну.

5. Скорость движения энергии

Прежде всего, найдем скорость распространения монохроматической электромагнитной волны. Очевидно, эта скорость равна производной $\frac{dz}{dt}$ от функции $z(t)$, заданной неявно в виде (2.16-2.21). Рассмотрим, например, функцию (2.16). Имеем:

$$\frac{d(H_r)}{dz} = h_r \frac{d}{dz} \dot{z}, \quad (1)$$

$$\frac{d(H_r)}{dt} = h_r \frac{d}{dt} \dot{z}. \quad (2)$$

Тогда скорость распространения монохроматической электромагнитной волны

$$v_m = \frac{dz}{dt} = \frac{d(H_z)}{dt} / \frac{d(H_z)}{dz} = \frac{\omega}{\chi}. \quad (3)$$

Учитывая (2.28), получаем

$$v_m = \omega / (\omega \sqrt{\mu \varepsilon} / c) = \frac{c}{\sqrt{\mu \varepsilon}}. \quad (4)$$

Поскольку в вакууме $\mu = \varepsilon = 1$, то скорость распространения монохроматической электромагнитной волны в вакууме равна скорости света.

$$v_m = c. \quad (5)$$

Общепринятой является концепция Умова [81], согласно которой плотность потока энергии S является произведением плотности энергии w и скорости движения энергии v_e :

$$S = w \cdot v_e. \quad (6)$$

Из (4.11, 3.3) получаем:

$$v_e = \frac{S_z}{W} = \left(\frac{c}{4\pi} e_r^2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) / \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} e_r^2 \right) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (7)$$

Таким образом, скорость движения энергии постоянна для всех точек сечения волны (не зависит от r).

Скорость движения электромагнитной энергии v_e не всегда равна скорости света. Например, в стоячей волне $v_e = 0$.

Заметим, что на основании известного решения и формулы (6) нельзя найти скорость v_e . Действительно, в системе СИ найдем:

$$v_e = \frac{S}{W} = EH / \left(\frac{\varepsilon E^2}{2} + \frac{H^2}{2\mu} \right) = 2\mu / \left(\varepsilon\mu \frac{E}{H} + \frac{H}{E} \right).$$

Если $\frac{\varepsilon E^2}{2} = \frac{H^2}{2\mu}$, то $\frac{H}{E} = \sqrt{\mu\varepsilon}$. Тогда для вакуума

$$v_e = 2\mu / \left(\varepsilon\mu \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} + \sqrt{\varepsilon\mu} \right) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \approx 376,$$

что не соответствует действительности. Вообще, полученное здесь решение не может быть найдено в векторной форме.

Найдем еще скорость вращения электромагнитной волны.

Очевидно, эта скорость равна производной $\frac{d\varphi}{dt}$ от функции $z(t)$, заданной неявно в виде (2.16-2.21). Рассмотрим, например, функцию (2.16). Имеем:

$$\frac{d(H_r)}{d\varphi} = h_r \frac{d}{d\varphi} \dot{z}, \quad (8)$$

$$\frac{d(H_r)}{dt} = h_r \frac{d}{dt} \dot{z}. \quad (9)$$

Тогда скорость вращения монохроматической электромагнитной волны

$$v_\varphi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d(H_r)}{dt} / \frac{d(H_r)}{d\varphi} = \frac{\omega}{\alpha}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что направление вращения зависит от знака α .

6. 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 существует поток энергии вдоль оси. Следовательно, в электромагнитной волне существует также импульс, направленный вдоль оси. Существует также момент импульса относительно оси z . Рассмотрим этот момент импульса. В соответствии с (3) найдем этот момент:

$$L_z = p_z r = s_z r / c^2. \quad (6)$$

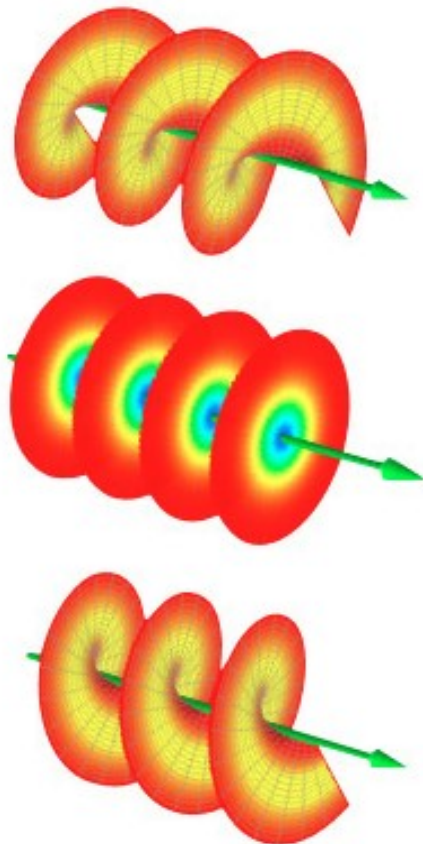


Рис. 10.

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. 10 (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. 3.5.

7. Обсуждение

Полученное решение описывает электромагнитную волну, но не является волновой функцией. Основные отличия найденного 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. Волну можно представить как множество винтовых линий, вдоль которых движутся векторы электрической и магнитной напряженностей. Эти векторы ортогональны и вращаются вокруг винтовой линии.
11. Такая волна не имеет ничего общего с волновой функцией. Поэтому такую волну мы будем называть двойной волной, а математическое описание этой волны мы будем называть уравнением двойной волны.

Глава 1а. Плоская волна

Рассмотрим вновь систему уравнений Максвелла для вакуума в цилиндрических координатах, которая приведена в главе 1 и имеет следующий вид (1.2.1-1.2.10). В плоской волне по определению напряженности не зависят от φ . При этом уравнения (1.2.1-1.2.8) принимают вид:

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

$$\frac{-\partial E_\varphi}{\partial z} = \frac{-\mu}{c} \frac{\partial}{\partial r} H_r, \quad (2)$$

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

$$\frac{E_\varphi}{r} + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = \frac{-\mu}{c} \frac{\partial}{\partial r} H_z, \quad (4)$$

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

$$\frac{-\partial H_\varphi}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial}{\partial r} E_r, \quad (6)$$

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

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial}{\partial r} E_z. \quad (8)$$

Решение этой системы уравнений для монохроматической волны, по-прежнему, имеет вид (1.2.11, 1.2.12, 1.2.16-1.2.21, 1.2.24-1.2.28). Но в этом случае

$$\propto = 0. \quad (9)$$

При этом вместо (1.2.11, 1.2.12, 1.2.25) надо записать соответственно:

$$\text{co} = \cos(\chi z + \omega t), \quad (11)$$

$$\text{si} = \sin(\chi z + \omega t), \quad (12)$$

$$e_r(r) = e_\varphi(r) = \frac{A}{2r}. \quad (25)$$

Таким образом, фронт плоской волны представляет собой плоский круг, напряженности на котором гиперболически убывают в

зависимости от радиуса. Такая плоская волна может существовать физически (что противоречит существующим представлениям)

Глава 1б. Решение уравнений Максвелла для вакуума в прямоугольной системе координат

В главе 1 найдено новое решение уравнений Максвелла для вакуума в цилиндрической системе координат. Здесь мы найдем новое решение уравнений Максвелла для вакуума в прямоугольной системе координат.

В главе 1 показано, что новое решение уравнений Максвелла для вакуума в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

$$H_r = h_r(r) co, \quad (1)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) si, \quad (2)$$

$$H_z = h_z(r) si, \quad (3)$$

$$E_r = e_r(r) si, \quad (4)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) co, \quad (5)$$

$$E_z = e_z(r) co, \quad (6)$$

где

$$co = \cos(\alpha \phi + \chi z + \omega t), \quad (7)$$

$$si = \sin(\alpha \phi + \chi z + \omega t), \quad (8)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \epsilon} / c, \quad (9)$$

$$e_z(r) = 0, \quad (10)$$

$$h_z(r) = 0, \quad (11)$$

$$e_r(r) = e_\phi(r) = 0.5 A r^{(\alpha-1)}, \quad (12)$$

$$h_\phi(r) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_r(r), \quad (13)$$

$$h_r(r) = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_r(r). \quad (14)$$

$A, \alpha, \omega - const.$

Перейдем теперь к декартовой системе координат. Тогда найдем:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (15)$$

$$\phi = \arctg(y/x), \quad (15a)$$

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_r \cos(\varphi) + E_\varphi \sin(\varphi) = \dot{c} \\
 e_r si \cdot \cos(\varphi) + e_\varphi co \cdot \sin(\varphi) &= \dot{c} \\
 e_r (si \cdot \cos(\varphi) + co \cdot \sin(\varphi)) &= \dot{c} \\
 e_r \sin((\alpha + 1)\varphi + \chi z + \omega t), &
 \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned}
 E_y &= E_r \sin(\varphi) + E_\varphi \cos(\varphi) = \dot{c} \\
 e_r si \cdot \sin(\varphi) + e_\varphi co \cdot \cos(\varphi) &= \dot{c} \\
 e_r (si \cdot \sin(\varphi) + co \cdot \cos(\varphi)) &= \dot{c} \\
 e_r \cos((\alpha - 1)\varphi + \chi z + \omega t), &
 \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
 H_x &= H_r \cos(\varphi) + H_\varphi \sin(\varphi) = \dot{c} \\
 h_r co \cdot \cos(\varphi) + h_\varphi si \cdot \sin(\varphi) &= \dot{c} \\
 h_r (co \cdot \cos(\varphi) - si \cdot \sin(\varphi)) &= \dot{c} \\
 h_r \cos((\alpha + 1)\varphi + \chi z + \omega t), &
 \end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
 H_y &= H_r \sin(\varphi) + H_\varphi \cos(\varphi) = \dot{c} \\
 h_r co \cdot \sin(\varphi) + h_\varphi si \cdot \cos(\varphi) &= \dot{c} \\
 h_r (co \cdot \sin(\varphi) - si \cdot \cos(\varphi)) &= \dot{c} \\
 h_r \sin((\alpha - 1)\varphi + \chi z + \omega t). &
 \end{aligned} \tag{19}$$

Отсюда получаем:

$$E_x = e_x \sin((\alpha + 1)\varphi + \chi z + \omega t), \tag{20}$$

$$E_y = e_y \cos((\alpha - 1)\varphi + \chi z + \omega t), \tag{21}$$

$$H_x = h_x \cos((\alpha + 1)\varphi + \chi z + \omega t), \tag{22}$$

$$H_y = h_y \sin((\alpha - 1)\varphi + \chi z + \omega t), \tag{23}$$

где

$$e_x(r) = e_y(r) = e_r(r) = 0.5 A r^{(\alpha-1)}, \tag{24}$$

$$h_x(r) = h_y(r) = h_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_x(r). \tag{25}$$

Плотность потока энергии по осям координат определяется по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_y H_z - E_z H_y \\ E_z H_x - E_x H_z \\ E_x H_y - E_y H_x \end{bmatrix}. \tag{26}$$

Видно, что существует только поток энергии по оси z . Найдем его, используя формулы (16-19):

$$\begin{aligned}
 S_z = & \eta \left(e_r (si \cdot \cos(\varphi) + co \cdot \sin(\varphi)) \cdot h_r (co \cdot \sin(\varphi) - si \cdot \cos(\varphi)) - e_r (si \cdot \sin(\varphi) + co \cdot \cos(\varphi)) \right. \\
 & \cdot \eta e_r h_r \begin{pmatrix} si \cdot \cos(\varphi) co \cdot \sin(\varphi) + si \cdot \cos(\varphi) si \cdot \cos(\varphi) \\ + co \cdot \sin(\varphi) co \cdot \sin(\varphi) + co \cdot \sin(\varphi) si \cdot \cos(\varphi) \\ - si \cdot \sin(\varphi) co \cdot \cos(\varphi) - si \cdot \sin(\varphi) si \cdot \sin(\varphi) \\ - co \cdot \cos(\varphi) co \cdot \cos(\varphi) - co \cdot \cos(\varphi) si \cdot \sin(\varphi) \end{pmatrix} \\
 & \cdot \eta e_r h_r \begin{pmatrix} si \cdot \cos(\varphi) co \cdot \sin(\varphi) + si \cdot \cos(\varphi) si \cdot \cos(\varphi) \\ + co \cdot \sin(\varphi) co \cdot \sin(\varphi) + co \cdot \sin(\varphi) si \cdot \cos(\varphi) \\ - si \cdot \sin(\varphi) co \cdot \cos(\varphi) - si \cdot \sin(\varphi) si \cdot \sin(\varphi) \\ - co \cdot \cos(\varphi) co \cdot \cos(\varphi) - co \cdot \cos(\varphi) si \cdot \sin(\varphi) \end{pmatrix} \\
 & \cdot \eta e_r h_r \begin{pmatrix} si \cdot \cos(\varphi) si \cdot \cos(\varphi) \\ + co \cdot \sin(\varphi) co \cdot \sin(\varphi) \\ - si \cdot \sin(\varphi) si \cdot \sin(\varphi) \\ - co \cdot \cos(\varphi) co \cdot \cos(\varphi) \end{pmatrix} \\
 & \cdot \eta e_r h_r \begin{pmatrix} (si \cdot \cos(\varphi))^2 - (si \cdot \sin(\varphi))^2 \\ + (co \cdot \sin(\varphi))^2 - (co \cdot \cos(\varphi))^2 \end{pmatrix} \\
 & \cdot \eta e_r h_r \begin{pmatrix} si^2 (\cos^2(\varphi) - \sin^2(\varphi)) \\ + co^2 (\sin^2(\varphi) - \cos^2(\varphi)) \end{pmatrix} \\
 & \cdot \eta e_r h_r (-si^2 + co^2) (\sin^2(\varphi) - \cos^2(\varphi)) \\
 & \left. S_z = -\eta \cos(2\varphi) (-si^2 + co^2) \right) \quad (26)
 \end{aligned}$$

Из (14) находим:

$$S_z = -\eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\kappa^2 \cos(2\varphi). \quad (27)$$

Таким образом, плотность потока энергии вдоль оси z не зависит от координаты z и от времени, откуда следует закон сохранения энергии.

Глава 1z. Второе решение уравнений Максвелла для цилиндрической волны в вакууме

Аннотация

Показывается, что, существуют естественные процессы, создающие такие цилиндрические волны. Доказывается, как следствие решения уравнений Максвелла, что теоретически возможны цилиндрические волны различного радиуса и различной частоты, несущие поток электромагнитной энергии различной величины.

Оглавление

1. Введение
2. О методе решения уравнений Максвелла
3. О потоке энергии
4. Решение уравнений Максвелла
5. Второе решение уравнений Максвелла
- Литература

1. Введение

В [202] «рассматривается цилиндрически симметричная волновая функция $\psi(\rho, t)$, где $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ - стандартная цилиндрическая координата. Предполагая, что эта функция удовлетворяет трехмерному волновому уравнению, которое можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = v^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right), \quad (538)$$

можно показать, что синусоидальная цилиндрическая волна с фазовым углом ϕ , волновым числом k и угловой частотой $\omega = kv$ имеет приближенную волновую функцию

$$\psi(\rho, t) \approx \psi_0 \rho^{-1/2} \cos(\omega t - k\rho - \phi) \quad (539)$$

в пределе $\omega = kv$. Здесь $\psi_0 \rho^{-1/2}$ - амплитуда волны. Соответствующие волновые фронты (то есть поверхности с постоянной фазой) представляют собой набор концентрических цилиндров, которые распространяются радиально наружу от их общей оси $\rho = 0$ с фазовой

скоростью $\omega/k=v$ - см. рис. 1. Амплитуда волны затухает как $\rho^{-1/2}$. Такое поведение можно понять, как следствие сохранения энергии, согласно которому мощность, протекающая через различные поверхности $\rho=const.$ (Площади таких поверхностей масштабируются как $A \propto \rho$. Более того, мощность, протекающая через них, пропорциональна $\psi^2 A$, потому что поток энергии, связанный с волной, обычно пропорционален ψ^2 , и направлена перпендикулярно волновым фронтам.) Цилиндрическая волна, указанная в выражении (539), такова, что генерируется однородным линейным источником, расположенным в точке $\rho=0$ - см. рис. 1.»

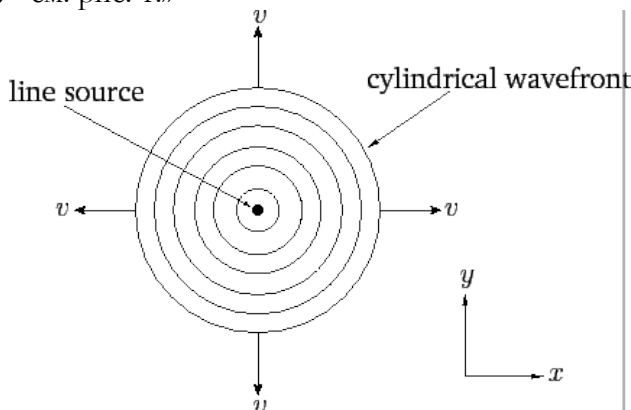


Рис. 1.

Странно, что автор назвал такие волны цилиндрическими. Следовало бы назвать их коническими, т.к. в них волновые фронты - набор концентрических цилиндров, которые распространяются радиально наружу, еще и распространяются вдоль оси: раньше возникшие фронты продолжают расширяться в то время, как возникающие цилиндры начинают расширяться. Следовательно, описываемые волны не являются цилиндрическими.

Однако цилиндрические волны существуют в природе. Посмотрите на увеличительное стекло, которым мальчик в полдень разводит огонь - см. рис. 2. Солнечный луч, который входим в лупу, очевидно является цилиндрической волной. Известны также цилиндрические линзы, особенность которых - наличие оси, в направлении которой оптическое действие не проявляется (т.е. отсутствует преломление, отражение и рассеяние излучения) [203]. Другой пример - луна Френеля, создающая цилиндрическую волну на выходе - см. рис. 3 из [207].

Таким образом, цилиндрические волны, (впрочем, также, как и конические) НЕ могут быть представлены волновой функцией. Поэтому рассмотрим новую функцию, описывающую цилиндрические волны и являющуюся решением уравнений Максвелла.

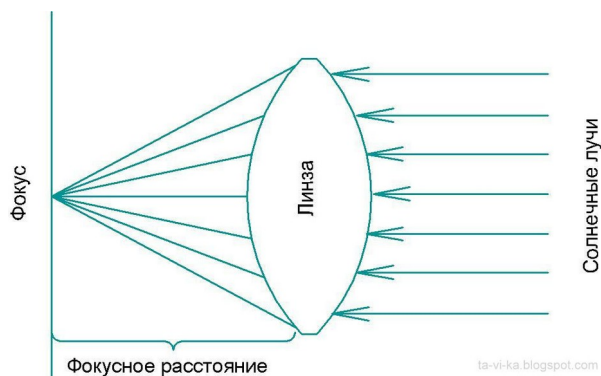


Рис. 2.

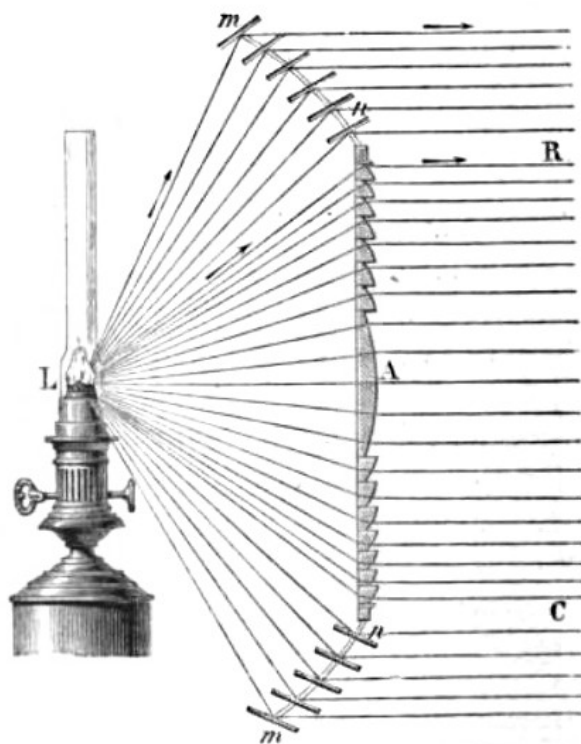


Рис. 3.

Далее будет доказано, что для системы уравнений Максвелла существует решение, описывающее цилиндрическую волну в вакууме. Это решение сохраняет постоянство потока энергии в такой волне и форму этой волны.

2. О методе решения уравнений Максвелла

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для вакуума, которая имеет вид

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

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

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

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

В системе цилиндрических координат r, ϕ, z эти уравнения имеют вид, показанный в главе 1:

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_\phi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_z}{dt}, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_r}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_\phi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_z}{dt}, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z — электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z — магнитные напряженности. В этой главе мы будем искать эти функции в следующем виде:

$$H_r = h_r(r) \cos, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \sin, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \sin, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) si, \quad (12)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) co, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) co, \quad (14)$$

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

$$co = \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (15)$$

$$si = \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (16)$$

и α, χ, ω – некоторые константы. Кратко рассмотрим метод решения этой системы уравнений из главы 1, поскольку далее будет предложена некоторая модификация этого метода.

Будем дифференцировать функции (15, 16) по аргументам r, φ, z для получения частных производных функций (9-14). Эти производные будем подставлять в уравнения (1-8). При этом окажется, что в каждом уравнении у всех слагаемых будет одна и та же тригонометрическая функция, которую можно сократить. Тогда уравнения (1-8) примут вид:

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

$$\frac{-1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (18)$$

$$e_r(r) \chi - e_z'(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi = 0, \quad (19)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e_\varphi'(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (20)$$

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

$$\frac{1}{r} h_z(r) \propto -h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) = 0, \quad (22)$$

$$-h_r(r) \chi - h_z'(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h_\varphi'(r) + \frac{h_r(r)}{r} \propto + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0. \quad (24)$$

Предположим, что

$$h_r = k e_r, \quad (25)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (26)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (27)$$

где k некоторая константа. Выполним замену переменных по (25-27) в уравнениях (17-24) и перепишем их:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (28)$$

$$-\frac{e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - \frac{\mu\omega}{c} k e_r = 0, \quad (29)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (30)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu\omega}{c} e_z = 0, \quad (31)$$

$$k \frac{e_r}{r} + k \dot{e}_r - k \frac{e_\varphi}{r} \alpha - k \chi e_z = 0, \quad (32)$$

$$-k \frac{e_z}{r} \alpha + k e_\varphi \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \quad (33)$$

$$k \dot{e}_z - k e_r \chi + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (34)$$

$$-k \frac{e_\varphi}{r} - k \dot{e}_\varphi + k \frac{e_r}{r} \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z = 0. \quad (35)$$

Можно доказать, что эта система сокращается до системы четырех уравнений (28-31) с неизвестными e_z, e_φ, e_r, k .

3. О потоке энергии

Первоочередная задача состоит в том, чтобы найти решение, в котором поток энергии остается постоянным во времени. Найдем те условия, при которых функции (2.9-2.14) удовлетворяют этому требованию.

Известно, что плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

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

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

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Будем рассматривать случай, когда продольные напряженности отсутствуют, т.е. $H_z(r) = 0, E_z(r) = 0$. Следовательно, $S_r = 0, S_\varphi = 0$, т.е.

поток энергии распространяется только вдоль оси OZ и его плотность равна

$$S = S_z = \eta (E_r H_\varphi - E_\varphi H_r) \quad (4)$$

или, с учетом (9-16),

$$S = S_z = \eta (e_r h_\varphi \sin^2 - e_\varphi h_r \cos^2). \quad (5)$$

Если

$$e_r h_\varphi = -e_\varphi h_r, \quad (6)$$

то

$$S_z = \eta e_r h_\varphi. \quad (7)$$

Из (7) найдем полный поток энергии через сечение волны

$$\dot{S}_z = \frac{c}{4\pi} \iint_{r, \varphi} (e_r h_\varphi dr \cdot d\varphi) = \frac{c}{2} \int_0^R (e_r h_\varphi dr). \quad (8)$$

Этот интеграл не зависит от времени. Следовательно, при выполнении условия (6) поток энергии электромагнитной волны является постоянным во времени.

4. Решение уравнений Максвелла

Следующая задача состоит в том, чтобы найти вид функций $e_r, h_\varphi, e_\varphi, h_r$, удовлетворяющих системе уравнений (1-8) и условию (3.6). Перед поиском решений надо отметить, что уравнения Максвелла могут иметь множество решений (как любая система дифференциальных уравнений в частных производных). Некоторые из этих решений нарушают очевидные физические требования, в частности, выполнение закона сохранения энергии. Например, известное решение в виде волновой функции, как известно нарушает этот (в этом решение он сохраняется лишь в среднем во времени, что противоречит самому духу этого закона).

В главе 1 найдено решение, в котором амплитуды магнитных и электрических напряженностей в цилиндрических координатах r, φ, z имеют следующий вид:

$$|E| = A r^\beta, \quad (1)$$

где A - некоторые константы, β - линейная функция от r .

В этом решении выполняется закон сохранения энергии. В цилиндрических координатах форма и объем волны не изменяются. Это означает, что в отсутствии продольной напряженности волна является цилиндрической. В практической радиотехнике применяется без доказательства утверждение о том, что радиоволна в дальней зоне является прямолинейным нерасходящимся лучем.

Таким образом, существует решение уравнений Максвелла, которые описывают цилиндрическую волну.

Глава 1с. Нереальные решения уравнений Максвелла

Оглавление

- 1. Введение \ 1
- 2. Уравнения Максвелла \ 1
- 3. Потоки энергии \ 4
- Приложение 1 \ 4
- Приложение 2 \ 5

1. Введение

В главе 1 рассматривается решение уравнений Максвелла для вакуума в декартовых координатах. Цель этой главы – показать, что существует еще одно математическое решение этой задачи, но оно НЕ может существовать физически. Другим таким же примером является волновое уравнение.

2. Решение уравнений Максвелла

Рассмотрим расширенную систему уравнений Максвелла в декартовых координатах, которая включает ток с плотностью J_z и плотность распределения зарядов ρ :

1.	$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0$	
2.	$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = 0$	
3.	$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} - J_z = 0$	
4.	$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} + \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$	(1)
5.	$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = 0$	
6.	$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0$	
7.	$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} - \frac{\rho}{\epsilon} = 0$	

8.	$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$	
----	---	--

Рассмотрим решение следующего вида [45]:

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (9)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (10)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (11)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (12)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (13)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (14)$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_o \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (15)$$

$$J_z(x, y, z, t) = j_z \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t). \quad (16)$$

В этом случае коэффициенты связаны системой уравнений вида

1.	$-\theta h_z + \beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	(2)
2.	$-\beta h_x + \theta h_z + \varepsilon \omega e_y = 0$	
3.	$-\theta h_y + \theta h_x - \varepsilon \omega e_z - j_z = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	
6.	$-\theta e_y + \theta e_x - \mu \omega h_z = 0$	
7.	$-\theta e_x - \theta e_y + \beta e_z - \frac{\rho_o}{\varepsilon} = 0$	
8.	$-\theta h_x - \theta h_y - \beta h_z = 0$	

Уравнение (27.7) используется для вычисления плотности заряда. Таким образом, мы получили систему 7-ми уравнений (1-6, 8) с 7-ю неизвестными - напряженностями и током j_z . Можно показать, что эта система не имеет решения. Поэтому рассмотрим ее при

$$h_z = 0: \quad (17)$$

Тогда она примет следующий вид:

1.	$\beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	(3)
2.	$-\beta h_x + \varepsilon \omega e_y = 0$	
3.	$-\theta h_y + \theta h_x - \varepsilon \omega e_z - j_z = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	

6.	$-\theta e_y + \theta e_x = 0$	
7.	$-\theta e_x - \theta e_y + \beta e_z - \frac{\rho_o}{\varepsilon} = 0$	
8.	$-\theta h_x - \theta h_y = 0$	

В частности, когда нет тока и зарядов, система имеет вид:

1.	$-\theta h_z + \beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	
2.	$-\beta h_x + \theta h_z + \varepsilon \omega e_y = 0$	
3.	$-\theta h_y + \theta h_x - \varepsilon \omega e_z = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	
6.	$-\theta e_y + \theta e_x - \mu \omega h_z = 0$	
7.	$-\theta e_x - \theta e_y + \beta e_z = 0$	
8.	$-\theta h_x - \theta h_y - \beta h_z = 0$	

(4)

В приложении 1 показано, что решение этой системы уравнений при данном e_x имеет вид:

$$h_z = 0 \quad (17)$$

$$\mu \varepsilon \omega^2 = 2\theta^2 - \beta^2 \quad (18)$$

$$e_y = e_x \quad (19)$$

$$e_z = \frac{2\theta}{\beta} e_x \quad (20)$$

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (21)$$

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (22)$$

Полученное решение является решением для волны в вакууме.

Рассмотрим случай, когда исключены уравнения для тока и зарядов. При этом система имеет вид:

1.	$-\theta h_z + \beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	
2.	$-\beta h_x + \theta h_z + \varepsilon \omega e_y = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	
6.	$-\theta e_y + \theta e_x - \mu \omega h_z = 0$	

(5)

8.	$-\theta h_x - \theta h_y - \beta h_z = 0$	
----	--	--

В приложении 2 показано, что решение этой системы уравнений при данном e_x имеет вид:

$$e_y = e_x, \quad (23)$$

$$e_z = \left(\frac{\beta}{\theta} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{\theta \beta} \right) e_x = (\beta^2 + \mu \varepsilon \omega^2) \frac{1}{\theta \beta} e_x, \quad (24)$$

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x, \quad (25)$$

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x. \quad (26)$$

После этого находим из (3.3) и (3.7):

$$j_z = -\theta h_y + \theta h_x - \varepsilon \omega e_z, \quad (27)$$

$$\rho_o = \varepsilon (-\theta e_x - \theta e_y + \beta e_z). \quad (28)$$

Полученное решение является решением для волны в проводе переменного тока.

Сравнивая решения, полученные для этих двух частных случаев, можно заметить, что уравнение (18) отсутствует во втором случае. Таким образом, оно является следствием того, что дивергенция электрических напряженностей равна нулю, т.е. отсутствуют заряды. Это возможно только в диэлектрике. Следовательно, уравнение (18) выполняется только в диэлектрике.

3. Потоки энергии

Плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_y H_z - E_z H_y \\ E_z H_x - E_x H_z \\ E_x H_y - E_y H_x \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Найдем

$$e_y = e_x, \quad (23)$$

$$e_z = \left(\frac{\beta}{\theta} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{\theta \beta} \right) e_x = (\beta^2 + \mu \varepsilon \omega^2) \frac{1}{\theta \beta} e_x, \quad (24)$$

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x, \quad (25)$$

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x. \quad (26)$$

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (9)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (10)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (11)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (12)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t), \quad (13)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t), \quad (14)$$

Найдем с учетом (2.9, 2.10, 2.12, 2.13, 2.23, 2.25, 2.26)

$$S_z = \eta (e_x \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \cos(\beta z + \omega t) \cdot h_y \exp(-\theta x) \exp(-\theta y) \sin(\beta z + \omega t) -$$

Поток энергии не является постоянным и, следовательно, предложенное решение уравнений Максвелла не может существовать физически.

Приложение 1

Рассмотрим систему уравнений следующего вида:

1.	$\beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	
2.	$-\beta h_x + \varepsilon \omega e_y = 0$	
3.	$-\theta h_y + \theta h_x - \varepsilon \omega e_z = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	
6.	$-\theta e_y + \theta e_x = 0$	
7.	$-\theta e_x - \theta e_y + \beta e_z = 0$	
8.	$-\theta h_x - \theta h_y = 0$	

Из (8) находим:

$$h_y = -h_x \quad (32)$$

Из (6) находим:

$$e_y = e_x \quad (33)$$

Из (7, 33) находим:

$$e_z = \frac{2\theta}{\beta} e_x \quad (34)$$

Из (1) находим:

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (35)$$

Из (2, 33) или из (2, 32) находим:

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (36)$$

Из (3, 34-36) находим, что (3) является тождеством. Из (4, 33, 34, 36) находим:

$$\begin{aligned} -\theta \frac{2\theta}{\beta} e_x + \beta e_x + \mu \omega \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x &= 0, \\ \frac{-2\theta^2}{\beta} + \beta + \mu \omega \frac{\varepsilon \omega}{\beta} &= 0, \\ \mu \varepsilon \omega^2 &= 2\theta^2 - \beta^2 \end{aligned} \quad (37)$$

Из (5, 34, 35) находим, что (5) является тождеством

Итак, при данном e_x все остальные величины можно вычислить по

$$\mu \varepsilon \omega^2 = 2\theta^2 - \beta^2 \quad (37)$$

$$e_y = e_x \quad (33)$$

$$e_z = \frac{2\theta}{\beta} e_x \quad (34)$$

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (35)$$

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (36)$$

Приложение 2

Рассмотрим систему уравнений следующего вида:

1.	$\beta h_y + \varepsilon \omega e_x = 0$	
2.	$-\beta h_x + \varepsilon \omega e_y = 0$	
4.	$-\theta e_z + \beta e_y + \mu \omega h_x = 0$	
5.	$-\beta e_x + \theta e_z + \mu \omega h_y = 0$	
6.	$-\theta e_y + \theta e_x = 0$	
8.	$-\theta h_x - \theta h_y = 0$	

Из (8) находим:

$$h_y = -h_x \quad (32)$$

Из (6) находим:

$$e_y = e_x \quad (33)$$

Из (1) находим:

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (35)$$

Из (2, 33) или из (2, 32) находим:

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x \quad (36)$$

Из (5, 35) находим:

$$e_z = \left(\frac{\beta}{\theta} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{\theta \beta} \right) e_x \quad (37)$$

Из (4, 37, 33, 36) находим, что (4) является тождеством.

Итак, при данном e_x все остальные величины можно вычислить по

$$e_y = e_x, \quad (33)$$

$$e_z = \left(\frac{\beta}{\theta} + \frac{\mu \varepsilon \omega^2}{\theta \beta} \right) e_x, \quad (37)$$

$$h_y = \frac{-\varepsilon \omega}{\beta} e_x, \quad (35)$$

$$h_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} e_x. \quad (36)$$

Глава 2. Решение уравнений Максвелла для диэлектрической цепи переменного тока в цилиндрических координатах

Оглавление

1. Введение
2. Монохроматическое решение системы уравнений
3. УНР-теорема
4. Обратимость решения
5. Полихроматическое решение системы уравнений
6. Еще один способ решения уравнений Максвелла для вакуума

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. Монохроматическое решение системы уравнений

Рассмотрим решение системы уравнений Максвелла. В системе цилиндрических координат r, ϕ, z эти уравнения имеют вид:

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_r}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_\phi}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} = \frac{\mu}{c} \frac{d H_z}{dt}, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_r}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_\phi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_z}{dt}, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z - электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z - магнитные напряженности. Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности E_z . При этом появляется и ненулевая напряженность H_z . Решение этой задачи приведено в главе 97.2.1 и имеет следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cos \phi, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \sin \phi, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \sin \phi, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) \sin \phi, \quad (12)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) \cos \phi, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) \cos, \quad (14)$$

$$\cos = \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (15)$$

$$\sin = \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (16)$$

где $h(r), e(r)$ - некоторые функции координаты r , а α, χ, ω - некоторые константы. На данном этапе константы α и ω считаются известными, а константа

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu \epsilon}. \quad (16a)$$

Неизвестные функции e определяются следующим образом:

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (17)$$

$$e_r = \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (18)$$

$$e_\varphi = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} - \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (19)$$

Функции h_r, h_φ, h_z определяются по формулам вида

$$h_r = k e_r, \quad (21)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (22)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (23)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}. \quad (24)$$

Равенства (21-23) были приняты как предположение при решении задачи в главе 97.2.1, а в результате решения было найдено значение константы (24). Рассмотрим обоснование этого предположения.

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

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (25)$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$S_r = \eta (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \cos \cdot \sin, \quad (26)$$

$$S_\varphi = \eta (e_z h_r \cos^2 - e_r h_z \sin^2), \quad (27)$$

$$S_z = \eta (e_r h_\varphi \sin^2 - e_\varphi h_r \cos^2) \quad (28)$$

Далее будет показано, что эти плотности потоков энергии удовлетворяют закону сохранения энергии, если верны следующие равенства (21-23).

Из (26, 22, 23) следует, что

$$S_r = \eta k (-e_\varphi e_z + e_z e_\varphi) co \cdot si = 0 \quad (29)$$

Это означает, что отсутствует радиальный поток энергии.

Из (27, 21, 23) следует, что

$$S_\varphi = \eta k e_r e_z (co^2 + si^2) = \eta k e_r e_z, \quad (30)$$

т.е. плотность потока энергии по окружности на данном радиусе не зависит от времени и других координат.

Из (28, 21, 22) следует, что

$$S_z = \eta k e_r e_\varphi (si^2 + co^2) = \eta k e_r e_\varphi, \quad (31)$$

т.е. плотность потока энергии вдоль оси цилиндра при данном радиусе не зависит от времени и других координат. Эти утверждения и были целью предположений (21-23).

Вычислим полный продольный поток энергии с учетом приведенных формул:

$$\overline{S}_z = \iint_{\varphi, r} (S_z \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr) = \iint_{\varphi, r} (\eta k r e_r e_\varphi d\varphi \cdot dr)$$

или

$$P_z = \overline{S}_z = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_\varphi dr) \quad (32)$$

Перепишем эту формулу с учетом (2.17-2.19):

$$P_z = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R \left(r e_z^2 \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} - \frac{\chi r}{\alpha} \right) dr \right)$$

или

$$P_z = \frac{-c}{8} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R \left(r^{1-2\alpha} \left(\left(\frac{\alpha}{\chi r} \right)^2 - \left(\frac{\chi r}{\alpha} \right)^2 \right) dr \right) \quad (33)$$

или

$$P_z = A^2 \frac{c}{8} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f(R, \chi, \alpha), \quad (34)$$

$$A = \sqrt{P_z / \left(\frac{c}{8} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f(R, \chi, \alpha) \right)}, \quad (35)$$

где

$$f(R, \chi, \alpha) = \int_0^R \left(r^{1-2\alpha} \left(-\left(\frac{\alpha}{\chi r} \right)^2 + \left(\frac{\chi r}{\alpha} \right)^2 \right) dr \right) = \left(-\left(\frac{\alpha}{\chi} \right)^2 \frac{\chi^2}{-2\alpha} R^{-2\alpha} + \left(\frac{\chi}{\alpha} \right)^2 \frac{\alpha}{-2\alpha+4} R^{-2\alpha+4} \right) \quad (36)$$

Вычислим еще полный поток энергии по окружности на всех окружностях внутри конденсатора толщиной L:

$$\overline{S}_\varphi = L \int_0^R (S_\varphi dr) = L \int_0^R (\eta k e_r e_z dr)$$

или

$$P_\varphi = \overline{S}_\varphi = L \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (e_r e_z dr). \quad (37)$$

Перепишем эту формулу с учетом (2.17-2.19):

$$P_\varphi = \frac{-1}{2} A^2 L \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R \left(r^{-2\alpha} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) dr \right) \quad (38)$$

или

$$P_\varphi = A^2 L \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left(\frac{-\alpha}{2\chi} R^{-2\alpha} + \frac{\chi}{2\alpha(1-\alpha+2)\alpha} R^{-2\alpha+2} \right). \quad (39)$$

Пример 1.

На рис. 1 показаны зависимости активной мощности P_z , проходящей через конденсатор, и активной мощности P_φ , циркулирующей в конденсаторе по окружности, в зависимости от коэффициента α и напряжения U между обкладками. Расчеты выполнены по программе [Example02_1.m](#) при

$$f = 50 \text{ Hz}, R = 6 \text{ cm}, L = 1 \text{ mm}.$$

В этом примере мы предварительно вычисляем коэффициент A по формуле

$$A = e_z(0)/R = U/LR. \quad (40)$$

Графики мощностей P_φ , определенные по (33), показаны на нижних окнах и обозначены, как PF. Видно, что их величина иногда намного превосходит величину P_z . Причина этого рассматривается в главе 2р. Там же найден поправочный коэффициент, с учетом которого рассчитаны реальные значения мощностей P_φ , которые показаны в средних окнах и обозначены, как PFreal.

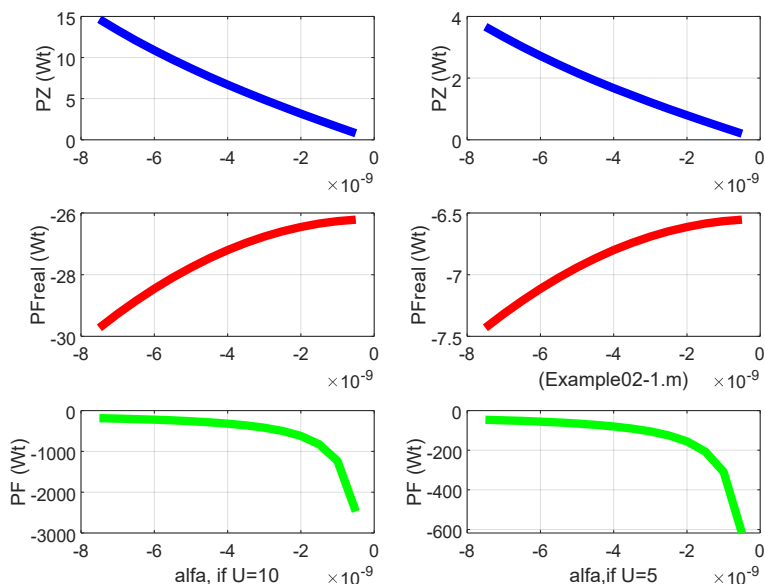


Рис. 2.

Пример 2.

Рассмотрим случай, когда вся мощность P_z , поступившая в д-провод из генератора, выделяется из д-провода в виде активной мощности P_φ , например в некотором устройстве. Пусть длина д-провода, используемого в устройстве, равна L , а средний радиус устройства

$$R_{mid} = 6R. \quad (8)$$

Тогда из (7, 8) находим:

$$P_{\varphi o} = q P_\varphi, \quad (9)$$

где

$$q = \frac{3\omega}{2\alpha c} R. \quad (10)$$

При этом на рис. 2 показана зависимость активной мощности $P_{\varphi o}$, циркулирующей в устройстве по окружности, в зависимости от коэффициентов α . Расчеты выполнены по программе [Example02_3.m](#) при $R=1mm$, $L=100cm$ и двух значениях частоты, указанных на рис. 2. Показаны также индукция на поверхности д-провода и коэффициент q в зависимости от α .

В верхних окнах красная линия указывает значение мощности P_z . Видно, что существует такое значение, при котором $P_z = P_{\varphi 0}$. При этом вся мощность генератора переходит в устройство.

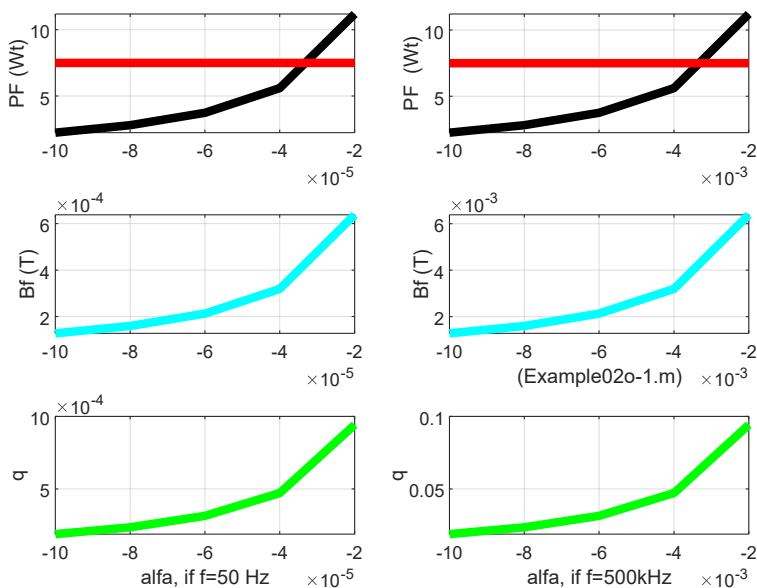


Рис. 2.

Этот поток энергии постепенно наполняет д-провод, как конденсатор, т.е. активная мощность генератора потом расходуется на его создание только при включении в начальный период. Есть еще реактивный поток, который будет рассмотрен в следующих главах

Если задать параметры α, χ, ω и значение амплитуды функции e_z , т.е. определить величины $e_z(0) = A, \alpha, \chi, \omega$, то становится известной напряженность

$$E_z = e_z(r) \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t) \quad (33)$$

в точке $r=0$. Функция (33) в точке $(r=0, \varphi=0, z=0)$ имеет вид

$$E_{z0} = A \cos(\omega t). \quad (34)$$

Таким образом, функция (50) определяет монохроматическое решение системы уравнений Максвелла. Аналогично можно найти значения других напряженностей в точке $(r=0, \varphi=0, z=0)$.

Пример 2.

При известных f, R, P, α по найденным выше зависимостям могут быть определены функции $e_r, e_\varphi, e_z, S_z, S_\varphi$ – см. рис. 2. Расчеты выполнены по программе [Example02 2.m](#) при $f=50 \text{ Hz}, R=10 \text{ cm}, P=10 \text{ Wt}, \alpha = -0.01$.

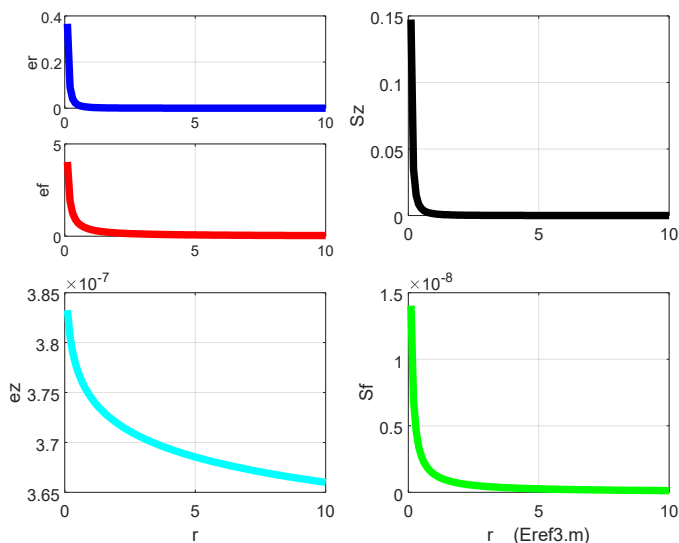


Рис. 2.

3. УНР-теорема

Вне зависимости от параметров провода существует однозначная зависимость между электрическим напряжением U на проводе, продольной магнитной напряженностью H_z в проводе и активной мощностью P , передаваемой по проводу.

Выше было показано, что все функции напряженностей и токов определяются значением параметров: A, α . Значением этих двух параметров определяются также потоки энергии (2.26-2.28), которые зависят от напряженностей. Следовательно, если задать значение двух величин из множества

$$E_r, E_\varphi, E_z, H_r, H_\varphi, H_z, S_r, S_\varphi, S_z, \quad (2)$$

то из приведенных уравнений можно найти значение параметров A, α , а затем найти значение остальных величин из множества (2).

Важно подчеркнуть, что в диэлектрической цепи существует продольная магнитная напряженность. В силу ограниченной длины этой цепи линии продольной магнитной напряженности оказываются незамкнутыми. Это противоречит существующим представлениям, но подтверждается экспериментами – см. главу 4с. Заметим, что незамкнутые линии заканчиваются не на нулевых значениях напряженности.

Пусть, например, в множестве (2) определены величины E_z, S_z . Тем самым определены напряжение на проводе с длиной L

$$U = E_z L \quad (3)$$

и активная мощность, передаваемая по проводу,

$$P = S_z. \quad (4)$$

Тогда при известных U, P можно найти E_z, S_z , из приведенных уравнений можно найти значение параметров A, α , а затем найти значение остальных величин из множества (2).

Точно также при известных продольной магнитной напряженности в проводе H_z и активной мощности (4) можно найти значение остальных величин из множества (2).

Из этого, в частности, следует, что вне зависимости от параметров провода существует однозначная зависимость

$$U = f(H, P). \quad (5)$$

В главе 4с будет описан эксперимент, доказывающий справедливость этой теоремы.

4. Обратимость решения

В силу симметрии полученного решения существует другое решение, где вместо функции продольной электрической напряженности задается функция продольной магнитной напряженности как значение амплитуды временной функции

$$H_z = h_z(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t) \quad (1)$$

в точке $r=0$, т.е. определяются величины $h_z(0) = A, \alpha, \chi, \omega$

Найдем напряжение на проводе с длиной L из (2.14):

$$U = \int_0^L E_z dz = e_z \int_0^L co \cdot dz. \quad (2)$$

Найдем магнитодвижущую силу на проводе с длиной L из (2.11):

$$F = \int_0^L H_z dz = h_z \int_0^L si \cdot dz = -k e_z \int_0^L si \cdot dz, \quad (3)$$

При большом L имеем:

$$\int_0^L co \cdot dz = \int_0^L si \cdot dz = Q. \quad (4)$$

Из (2-4) находим:

$$U = e_z Q, \quad (5)$$

$$F = -k e_z Q = -k U. \quad (6)$$

Формула (6) показывает связь между внешним напряжением внешней магнитодвижущей силой, которые создают равные токи в проводе.

5. Полихроматическое решение системы уравнений

Очевидно, если функция (2.33) определяет монохроматическое решение системы уравнений Максвелла, то функция

$$E_{zo} = \sum_b \left(A_b \cos(\omega_b t) \right). \quad (1)$$

определяет полихроматическое решение системы уравнений Максвелла. Обозначим эту функцию как

$$f(t) = \sum_b \left(A_b \cos(\omega_b t) \right). \quad (2)$$

Обратимое полихроматическое решение определяет функция

$$H_{zo} = \sum_b \left(A_b \sin(\omega_b t) \right). \quad (3)$$

Обозначим эту функцию как

$$y(t) = \sum_b \left(A_b \sin(\omega_b t) \right). \quad (4)$$

Коэффициенты функций (2) и (3) совпадают.

6. Еще один способ решения уравнений Максвелла для вакуума

В главе 1 решение было найдено в предположении об отсутствии продольной напряженности электрического поля.

Здесь в главе 2 постулировалось существование продольной напряженности электрического поля.

В главе 1 решение было найдено без каких-либо предположений о характеристиках потоков энергии вдоль осей координат. При этом было установлено, что существует только продольный поток энергии.

Здесь в главе 2 мы предположили, что существует только продольный поток энергии и поток энергии по окружности. При этом найти решение оказалось намного проще.

Теперь мы можем предположить, что отсутствует продольная напряженность электрического поля и существует только продольный поток энергии. Эти предположения соответствуют найденному в главе 1 решению. Но мы найдем это решение вновь, воспользовавшись примененным здесь методом.

Для этого достаточно в полученных формулах предположить

$$e_z = 0. \quad (1)$$

Тогда из (2.18) найдем:

$$\dot{e}_r + \frac{e_r}{r}(1 - \alpha) = 0 \quad (2)$$

или

$$e_r = A r^{\alpha-1}, \quad (3)$$

где A – некоторая константа. Тогда из (2.19) найдем:

$$e_\varphi = e_r. \quad (4)$$

Решение (3, 4) совпадает с решением, полученным в главе 1.

Глава 2а. Решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в цилиндрических координатах

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Решение уравнений Максвелла \ 2
3. Скорость распространения электромагнитной волны
 \ 3
4. Плотность энергии \ 3
5. Потоки энергии \ 4
6. Напряжение в конденсаторе \ 5
7. Обратимость конденсатора \ 6
8. Обсуждение \ 7

1. Введение

В главе 2 получено новое решение уравнений Максвелла для монохроматической волны в диэлектрической среде с определенными

ϵ, μ - диэлектрической и магнитной проницаемостью. Основной особенностью рассматриваемого далее решения является то, что поле имеет ненулевую продольную электрическую напряженность, создаваемую внешним источником. При рассмотрении электромагнитного поля в вакууме отсутствие внешнего источника постулировалось.

Диэлектрик конденсатора, находящийся под переменным напряжением, также является такой средой. Поэтому для него полученное в главе 2 решение может быть применено без оговорок.

По существующему представлению, в потоке энергии через конденсатор сохраняется только среднее (по времени) значение потока энергии [3]. Существующее решение таково, что предполагает синхронное изменение электрической и магнитной напряженностей такого поля в зависимости от радиуса по функции Бесселя, которая имеет нули по оси аргумента, т.е. на некоторых значениях радиуса. В

этих точках (точнее — окружностях данного радиуса) энергия радиального поля оказывается равной нулю [13]. А затем возрастает с увеличением радиуса ... Это противоречит закону сохранения энергии (что уже обсуждалось в выше для бегущей волны). Поэтому ниже применяется новое решение уравнений Максвелла для конденсатора, в котором закон сохранения энергии выполняется без исключений и для каждого момента времени.

2. Решение уравнений Максвелла

Далее мы будем использовать цилиндрические координаты r, ϕ, z и решение уравнений Максвелла, полученное в главе 2. Здесь отметим только следующее:

1. Существуют электрические и магнитные напряженности, направленные вдоль всех осей координат r, ϕ, z . В частности, существует продольная магнитная напряженность H_z , пропорциональная продольной электрической напряженности E_z .

2. Магнитная и электрическая напряженности на каждой оси координат r, ϕ, z сдвинуты по фазе на четверть периода.

3. Векторы электрической и магнитной напряженностей на каждой оси координат r, ϕ, z ортогональны.

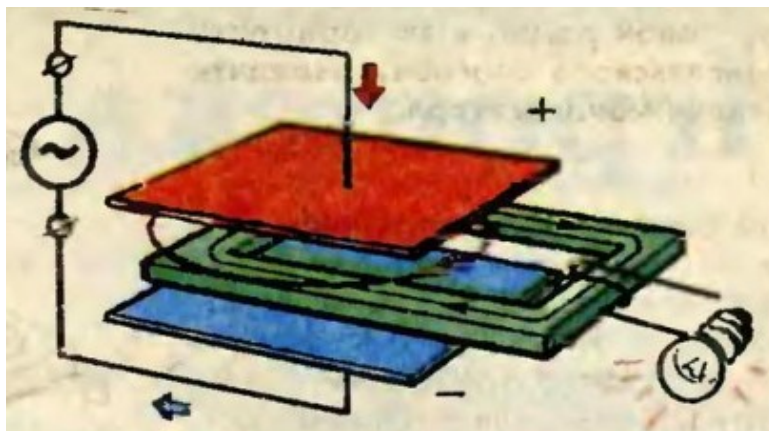


Рис. 1.

Важно отметить, в частности, что существует продольная магнитная напряженность H_z , пропорциональная продольной электрической напряженности E_z . Этот факт известен. Например, на рис. 1 изображен конденсаторный преобразователь переменного напряжения в переменную магнитную напряженность, которая в

магнитном сердечнике преобразуется в переменное напряжение на обмотке [117, 1992 г.]. Но, как осторожно отмечает автор статьи, «работа внешне нехитрого прибора и по сей день в своих тонкостях не совсем ясна».

3. Скорость распространения электромагнитной волны

Очевидно, скорость распространения электромагнитной волны равна производной $\frac{dz}{dt}$ от функции $z(t)$, заданной неявно в виде функций (2.2.13-2.2.18). Определив эту производную, найдем скорость распространения электромагнитной волны

$$v_m = \frac{dz}{dt} = \frac{-\omega}{\chi}. \quad (1)$$

В главе 2 показано, что

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (2)$$

Из (1, 2) получаем:

$$v_m = c / \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (3)$$

Найдем еще скорость вращения электромагнитной волны.

Очевидно, эта скорость равна производной $\frac{d\varphi}{dt}$ от функции $z(t)$, заданной неявно в виде (2.2.13-2.2.18). Определив эту производную, найдем скорость вращения электромагнитной волны

$$v_\varphi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega}{\alpha}. \quad (4)$$

4. Плотность энергии

Плотность энергии равна

$$W = \frac{1}{8\pi} (\epsilon H^2 + \mu E^2) \quad (1)$$

или, с учетом предыдущих формул главы 2,

$$W = \frac{\epsilon}{8\pi} \left((e_r \sin)^2 + (e_\varphi \cos)^2 + (e_z \cos)^2 \right) + \frac{\mu}{8\pi} \left((h_r \cos)^2 + (h_\varphi \sin)^2 + (h_z \sin)^2 \right)$$

или, с учетом (2.2.33-2.2.35),

$$W = \frac{1}{8\pi} (\epsilon + k\mu) \left((e_r \sin)^2 + (e_\varphi \cos)^2 + (e_z \cos)^2 \right). \quad (2)$$

Таким образом, плотность энергии электромагнитной волны в конденсаторе одинакова на всех точках цилиндра данного радиуса.

5. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии по координатам r, ϕ, z найдены в главе 2 – см. (2.2.36-2.2.38) соответственно. Там показано, что

- отсутствует радиальный поток энергии,
- плотность потока энергии по окружности на данном радиусе не зависит от времени и других координат,
- плотность потока энергии по вертикали при данном радиусе не зависит от времени и других координат.

Поток энергии, который распространяется вдоль оси OZ через сечение конденсатора, равен

$$\vec{S}_z = \iint_{r, \phi}^{\square} (S_z dr d\phi) = \iint_{r, \phi}^{\square} (\eta k e_r e_\phi dr d\phi) = 2\pi \eta k \int_0^R (e_r e_\phi dr). \quad (1)$$

Этот поток является активной мощностью

$$P = \vec{S}_z, \quad (2)$$

передаваемой через конденсатор. Есть только один параметр, который в математической модели волны еще не определен – это константа A в определении функции e_z , которая определена в приложении 4 как

$$e_z = A r^\beta. \quad (3)$$

Из (1, 2) находим:

$$k = P / 2\pi \eta \int_0^R (e_r e_\phi dr). \quad (4)$$

Из формулы (2.48с) главы 2 находим:

$$k = \sqrt[3]{\frac{\epsilon}{\mu}}. \quad (5)$$

Далее, из (4, 5) находим:

$$\sqrt[3]{\frac{\epsilon}{\mu}} = P / 2\pi \eta \int_0^R (e_r e_\phi dr), \quad (6)$$

В этой формуле функции e_r, e_ϕ зависят от константы A , поскольку они определены в зависимости от функции e_z , которая определена по (3).

Следовательно, можно записать:

$$e_r = A \dot{e}_r, e_\varphi = A \dot{e}_\varphi. \quad (7)$$

Тогда (6) принимает вид:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} = P/2\pi\eta A^2 \int_0^R (\dot{e}_r \dot{e}_\varphi dr) \quad (8)$$

или

$$A^2 = P / \left(2\pi\eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (\dot{e}_r \dot{e}_\varphi dr) \right) \quad (9)$$

6. Напряжение в конденсаторе

Из (2.2.18) следует, что

$$E_z = e_z(r) \cos(\varphi + \chi z + \omega t). \quad (1)$$

Будем полагать, что потенциал на нижней пластине при $z=0$ и некоторых ϕ_o, r_o равен нулю, а потенциал на верхней пластине при $z=d$ и тех же ϕ_o, r_o численно равен напряжению U на конденсаторе. Тогда

$$U = e_z(r_o) \cos(\varphi_o + \chi d + \omega t) \quad (2)$$

При некотором промежуточном значении z напряжение при тех же ϕ_o, r_o будет равно

$$u(z) = e_z(r_o) \cos(\varphi_o + \chi z + \omega t) \quad (3)$$

т.е. напряжение вдоль конденсатора меняется по функции $\cos(\chi z)$.

7. Обратимость конденсатора

При определенном внешнем напряжении между обкладками (т.е. при заданной электрической напряженности E_z) в конденсаторе возникает магнитная напряженность H_z – см. главу 2.3. Выше рассмотрен конденсатор, в котором определено внешнее напряжение между обкладками. Точно также можно рассмотреть конденсатор, в котором задана магнитная напряженность H_z . При этом (в силу обратимости решения системы уравнений Максвелла – см. главу 2.3) в конденсаторе возникает также электрическая напряженность E_z , т.е. на обкладках конденсатора возникает напряжение. Такой конденсатор может рассматриваться как преобразователь переменной магнитной индукции в переменное электрическое напряжение.

Известен «трансформатор Миславского» изобретенный учеником 7-го класса в 1992 г., где явным образом используется это преобразование электрической напряженности в магнитную индукцию

непосредственно в теле конденсатора – см. рис. 2 [117, 118]. В этом трансформаторе происходит преобразование электрической напряженности в магнитную напряженность (см. левую часть на рис. 1) и обратное преобразование магнитной напряженности в электрическую напряженность (см. правую часть на рис. 1).

Таким образом, этот эксперимент иллюстрирует обратимость конденсатора.

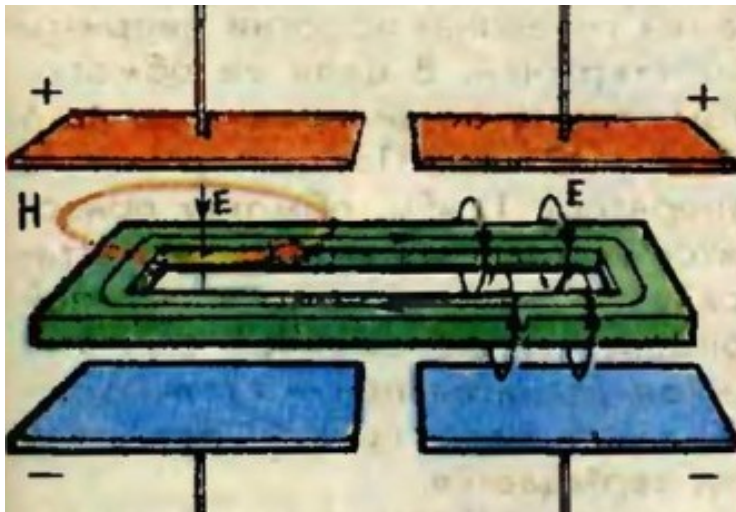


Рис. 1.

8. Обсуждение

Предлагаемое решение уравнений Максвелла для конденсатора, находящегося под переменным напряжением, интерпретируется как электромагнитная волна. Отметим следующие особенности этой волны:

4. Существуют электрические и магнитные напряженности, направленные вдоль всех осей координат r, φ, z . В частности, существует продольная магнитная напряженность H_z , пропорциональная продольной электрической напряженности E_z .

5. Магнитная и электрическая напряженности на каждой оси координат r, φ, z сдвинуты по фазе на четверть периода.

6. Векторы электрической и магнитной напряженностей на каждой оси координат r, φ, z ортогональны.

7. Мгновенный (а не средний по некоторому периоду) поток энергии через конденсатор не изменяется во времени, что соответствует закону сохранения энергии.

8. Поток энергии по оси конденсатора равен активной мощности, передаваемой через конденсатор.

9. Скорость распространения электромагнитной волны меньше скорости света

10. Эта скорость уменьшается с увеличением передаваемой мощности (в частности, при отсутствии мощности скорость равна нулю и волна становится стоячей).

11. Продольная электрическая напряженность изменяется по модифицированной функции Бесселя от радиуса.

12. Все остальные электрические и магнитные напряженности также зависят от радиуса и изменяются по модифицированной функции Бесселя или по ее производной.

13. Волна распространяется также по радиусам.

14. Поток энергии вдоль радиуса отсутствует на любом радиусе. Заметим, что этот вывод противоречит известному утверждению [13] о том, что существуют радиусы, где поток существует.

15. Существует электромагнитный импульс, пропорциональный квадрату активной мощности, передаваемой через конденсатор.

16. Конденсатор обратим в том смысле, что при определенном внешнем напряжении между обкладками (т.е. при заданной электрической напряженности E_z) в конденсаторе возникает магнитная напряженность H_z , а при определенной внешней индукции между обкладками (т.е. при заданной магнитной напряженности H_z) в конденсаторе возникает электрическая напряженность E_z . Этот эффект может быть использован в различных конструкциях.

Глава 2b. Решение уравнений Максвелла для провода переменного тока. Общий случай

Оглавление

1. Введение
2. Решение системы уравнений Максвелла
3. Соединение решений
4. Парадокс Штермера

1. Введение

В настоящее время неоспорима применимость уравнений Максвелла ко всем без исключения явлениям электродинамики и электротехническим устройствам. Однако не всегда удастся описать эти явления и устройства в виде решения полной системы уравнений Максвелла, а не некоторого подмножества этой системы. Это же относится и к проводу переменного тока. Ниже электромагнитная волна в проводе переменного тока описывается как решение полной системы уравнений Максвелла. Важно отметить, что известное решение уравнений Максвелла в виде волнового уравнения не приемлемо хотя бы потому, что в таком решении закон сохранения энергии выполняется только в среднем.

Здесь мы будем рассматривать прямолинейный цилиндрический провод неограниченной длины, в котором имеется удельная электрическая проводимость σ . При этом в проводе присутствуют не только токи смещения $\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$, но и токи проводимости J , а уравнения Максвелла в системе СГС принимают вид:

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

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

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

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

где H, E - магнитная и электрическая напряженности соответственно, J — плотность тока проводимости, μ, ε - абсолютная магнитная и диэлектрическая проницаемости.

Ток проводимости пропорционален электрической напряженности, но в проводнике их фазы не совпадают. Это означает, что не существует единственного решения уравнений Максвелла, в котором присутствует и ток проводимости. Поэтому мы будем искать решение, как сумму двух монохроматических решений с одинаковыми частотами. Но главным обоснованием такого подхода является электротехника.

2. Решение системы уравнений Максвелла

В системе цилиндрических координат r, ϕ, z уравнения (1-4) имеют вид:

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_r}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_\phi}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_z}{dt} = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t} - J_r = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\phi}{\partial t} - J_\phi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_z}{dt} - J_z = 0, \quad (8)$$

где

E_r, E_ϕ, E_z — электрические напряженности,

H_r, H_ϕ, H_z — магнитные напряженности,

J_r, J_ϕ, J_z — токи проводимости.

Решение этой задачи мы будем искать в виде:

$$H_r = h_r(r) \sin, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \cos, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \cos, \quad (11)$$

$$E_r = \bar{e}_r(r) \sin + \dot{e}_r(r) \cos, \quad (12)$$

$$E_\varphi = \bar{e}_\varphi(r) \cos + \dot{e}_\varphi(r) \sin, \quad (13)$$

$$E_z = \bar{e}_z(r) \cos + \dot{e}_z(r) \sin, \quad (14)$$

$$J_r = j_r(r) \sin, \quad (15)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cos, \quad (16)$$

$$J_z = j_z(r) \cos, \quad (17)$$

$$\cos = \cos(\dot{\alpha}\varphi + \chi z + \omega t) \dot{\iota}, \quad (19)$$

$$\sin(\dot{\alpha}\varphi + \chi z + \omega t) \dot{\iota}, \quad (20)$$

где $h(r), e(r), j(r)$ - некоторые функции координаты r , а α, χ, ω - некоторые константы.

Решение этой системы уравнений можно представить в виде суммы двух монохроматических решений с общими магнитными напряжениями (9-11) с одинаковой частотой.

Первое решение, где есть токи проводимости, рассмотрено в главе 2p и имеет вид:

$$H_r = h_r(r) \sin, \quad (21)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cos, \quad (22)$$

$$H_z = h_z(r) \cos, \quad (23)$$

$$E_r = \dot{e}_r(r) \cos, \quad (24)$$

$$E_\varphi = \dot{e}_\varphi(r) \sin, \quad (25)$$

$$E_z = \dot{e}_z(r) \sin, \quad (26)$$

$$J_r = j_r(r) \sin, \quad (27)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cos, \quad (28)$$

$$J_z = j_z(r) \cos, \quad (29)$$

В этом решении магнитные и электрические напряжения противофазны.

Для этого решения показано, что в проводе отсутствует радиальный поток энергии, направленный перпендикулярно поверхности провода, но, существуют потоки энергии, направленные вдоль провода и по окружности провода. Оба этих потока имеют величину, постоянную во времени. Они являются потоками активной энергии.

Второе решение, где нет токов проводимости, рассмотрено в главе 2r и имеет вид:

$$H_r = h_r(r) \sin i, \quad (30)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cos \varphi, \quad (31)$$

$$H_z = h_z(r) \cos \varphi, \quad (32)$$

$$E_r = \bar{e}_r(r) \sin i, \quad (33)$$

$$E_\varphi = \bar{e}_\varphi(r) \cos \varphi, \quad (34)$$

$$E_z = \bar{e}_z(r) \cos \varphi. \quad (35)$$

В этом решении магнитные и электрические напряженности синфазны.

Для этого решения показано, что в проводе отсутствует радиальный поток энергии, но существуют потоки энергии, направленные вдоль провода и вдоль окружности. Однако эти потоки меняют направление с удвоенной частотой. Это служит объяснением принятого в электротехнике представления о реактивной энергии. Реактивная энергия представляет собой такую энергию, в которой поток энергии пульсирует во времени.

В этом решении существуют реактивные токи, которые представляет собой токи смещения в проводе и имеют следующий вид:

$$J_{rr} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_r}{dt}, \quad J_{\varphi r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_\varphi}{dt}, \quad J_{zr} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_z}{dt}.$$

В рассматриваемых решениях синфазность и противофазность имеют более широкий смысл по сравнению с известными представлениями. А именно, в нашем случае синфазность означает, что обе синфазные функции зависят

$$\text{от } \cos(\dot{\alpha} \varphi + \chi z + \omega t) \dot{} \text{ или от } \sin(\dot{\alpha} \varphi + \chi z + \omega t) \dot{},$$

тогда как в известных представлениях обе синфазные функции зависят от $\cos(\dot{\omega} t) \dot{}$ или от $\sin(\dot{\omega} t) \dot{}$.

3. Соединение решений

Сопоставляя эти решения с решениями, найденными в электротехнике для комплексных переменных, замечаем, что первое решение соответствует решению для реальных составляющих, а второе решение соответствует решению для мнимых составляющих. Отличие найденных решений от электротехнических решений состоит в том, что последние содержат только продольные электрические и магнитные напряженности. Таким образом, найденные решения являются более строгими. Однако электротехнические решения убедительно подтверждены экспериментально и найденные уточнения многие могут признать излишними. Тем более, что учет этих

строгостей требует изменения множества промышленных программных комплексов.

Далее мы планируем показать, что иногда строгие решения позволяют конструировать такие электрические схемы, которые невозможно обосновать в существующей электротехнике.

Пока нет «строгой электротехники» воспользуемся обычной электротехникой для того, чтобы найти связь между найденными решениями.

Пусть провод имеет удельную электропроводность σ , радиус R_0 и длину z . На проводе присутствует внешнее напряжение U и по нему течет ток I . В проводе есть сопротивление R , индуктивность L и емкость C , которые определяются известными формулами.

Из электротехники известно, что при синусоидальном напряжении U в проводе появляется комплексный ток I , а на сопротивлении R и на индуктивности L появляются напряжения

$$U_R = R I, \quad (5)$$

$$U_L = j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I, \quad (6)$$

сдвинутые по фазе на угол $\pi/4$. При этом отношение

$$\vartheta = |U_L| / |U_R| = \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) / R. \quad (7)$$

Следовательно, напряженности \bar{e} и \acute{e} в нашей задаче связаны соотношением

$$\acute{e} = \vartheta \bar{e}. \quad (8)$$

4. Парадокс Штермера

В табл. 1 сведены некоторые параметры, найденные для двух решений.

Таблица 1.

	χ	k	$v_m = \frac{\omega}{\chi}$
Глава 2r	$\frac{\omega}{c} \sqrt{\mu \epsilon}$	$\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$	$v_{mA} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$

Глава 2p	$\sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{c}}$	$\sqrt{\frac{c\sigma}{\mu\omega}}$	$v_{mB} = \sqrt{\frac{\sigma\mu}{\omega c}}$
----------	------------------------------------	------------------------------------	--

Решения различаются величинами χ, k . Это означает, что существуют две электромагнитные волны. Эти волны распространяются с различными скоростями. В главе 1 показано, что скорость распространения монохроматической электромагнитной волны

$$v_m = \frac{\chi}{\omega}.$$

Применяя эту формулу к величинам, приведенным в табл. 1, находим для двух волн значения скоростей распространения. Найдем отношение

$$\frac{v_{mA}}{v_{mB}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} / \frac{c}{\mu\sqrt{\frac{c\sigma}{\mu\omega}}} = \sqrt{\frac{c\sigma}{\epsilon\omega}}.$$

В главе 2p показано, что скорость распространения электромагнитной волны тока проводимости примерно совпадает со скоростью движения свободных электронов. Например, при $\omega = 314$ эта скорость $v \approx 2.7 \frac{\text{мм}}{\text{сек}}$.

Из сказанного следует, что радиосигнал, распространяющийся в электропроводной среде, состоит из двух сигналов: один из них (сигнал А) распространяется со скоростью света v_{mA} , а другой (сигнал В) – со скоростью $v_{mB} \ll v_{mA}$. Если эти сигналы могут возвратиться и быть приняты в точке излучения, то наблюдатель обнаружит два сигнала: эхо сигнала А и эхо сигнала В. На эхо сигнала А наблюдатель вряд ли обратит внимание, ибо он вернулся мгновенно и слился с самим сигналом А. А вот эхо сигнала В, по форме совпадающее с сигналом А, будет воспринято наблюдателем как эхо сигнала А. «От чего отразился сигнал А и почему он так долго не возвращался?!» - воскликнет наблюдатель.

Такие случаи известны [171, 172]. Имеются в виду "парадокс Штермера", "мировое эхо", "long delayed echoes" (LDE) - радиоэхо с очень длительными задержками. «В отличие от известных эхо с задержками в доли секунды, механизм которых давно объяснен, задержки радиосигналов в секунды, в десятки секунд и даже минуты остаются одной из самых давних и интригующих загадок физики ионосферы».

Вот еще описание одного из экспериментов в море [173]: «... в 1960-х группа ученых из научно-исследовательского управления ВМС проводила испытания в области дальней подводной связи (передача сигнала в электропроводной среде). Антенна длиной в милю была уложена вдоль континентального шельфа ... Когда приступили к работе, то всех ошеломил тот факт, что судно сначала принимало сигнал (эхo сигнала А), затем его повторение (эхo сигнала В) ...».

Глава 2д. Решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в декартовых координатах

Здесь мы рассмотрим конденсатор в декартовых координатах – см. рис. 1.

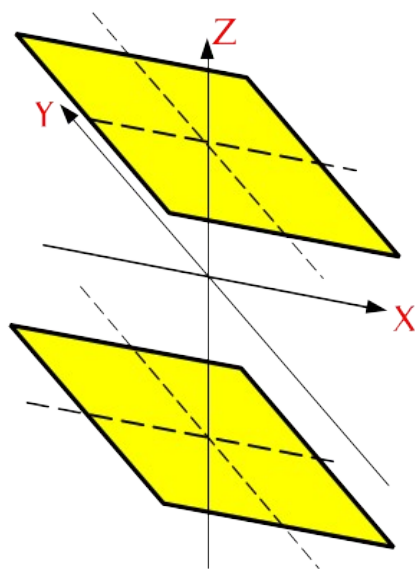


Рис. 1.

В главе 1b показано, что существует второе решение уравнений Максвелла для вакуума в прямоугольной системе координат. Это решение получено путем преобразования решения, полученного в главе 1 для вакуума, из цилиндрической системы координат в прямоугольную систему координат.

Теперь мы точно также получим решение для диэлектрической цепи переменного тока в прямоугольной системе координат путем

преобразования решения, найденного в главе 2 для такой цепи в цилиндрической системе координат.

В главе 2 показано, что

$$H_r = h_r(r) \cos \varphi, \quad (1)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \sin \varphi, \quad (2)$$

$$H_z = h_z(r) \sin \varphi, \quad (3)$$

$$E_r = e_r(r) \sin \varphi, \quad (4)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) \cos \varphi, \quad (5)$$

$$E_z = e_z(r) \cos \varphi, \quad (6)$$

где

$$\cos \varphi = \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (7)$$

$$\sin \varphi = \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t), \quad (8)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \epsilon} / c \quad (9)$$

и определены функции $e_r(r), e_z(r), e_\varphi(r), h_\varphi(r), h_r(r), h_z(r)$. Перейдем теперь к декартовой системе координат. Тогда найдем:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (10)$$

$$\varphi = \arctg(x/y), \quad (11)$$

$$E_x = E_r \cos \varphi + E_\varphi \sin \varphi = \dot{e}_r \cos \varphi + e_\varphi \sin \varphi, \quad (12)$$

$$E_y = E_r \sin \varphi + E_\varphi \cos \varphi = \dot{e}_r \sin \varphi + e_\varphi \cos \varphi, \quad (13)$$

$$H_x = H_r \cos \varphi + H_\varphi \sin \varphi = \dot{h}_r \cos \varphi + h_\varphi \sin \varphi, \quad (14)$$

$$H_y = H_r \sin \varphi + H_\varphi \cos \varphi = \dot{h}_r \sin \varphi + h_\varphi \cos \varphi. \quad (15)$$

Функции H_z, E_z остаются без изменения. Запишем их:

$$H_z = h_z(r) \sin \varphi, \quad (16)$$

$$E_z = e_z(r) \cos \varphi. \quad (17)$$

При этом

$$e_z = A r^\alpha, \quad (18)$$

где A – некоторая константа. При данной функции e_z определяется производная функции e_r в виде

$$\dot{e}_r = \frac{-e_r}{r} (1 - \alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{2 \chi r^2} + \chi \right) e_z, \quad (19)$$

а затем сама функция e_r . После этого определяется функция

$$e_\varphi = e_r - \frac{\dot{e}_z}{2 \chi}. \quad (20)$$

Функции h_r, h_φ, h_z определяются по формулам вида

$$h_r = k e_r, \quad (21)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (22)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (23)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}. \quad (24)$$

Очевидно, полученное решение может быть применено без оговорок для конденсатора.

Плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_y H_z - E_z H_y \\ E_z H_x - E_x H_z \\ E_x H_y - E_y H_x \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Найдем

$$S_z = \eta \left((e_r \sin(\varphi) + e_\varphi \cos(\varphi)) \cdot (h_r \cos(\varphi) + h_\varphi \sin(\varphi)) - (e_r \sin(\varphi) + e_\varphi \cos(\varphi)) \cdot (e_r \sin(\varphi) + e_\varphi \cos(\varphi)) \right)$$

$$i\eta \begin{pmatrix} e_r \sin(\varphi) h_r \cos(\varphi) + e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ + e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) + e_\varphi \cos(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ - e_r \sin(\varphi) h_r \cos(\varphi) - e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ - e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) - e_\varphi \cos(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \end{pmatrix}$$

$$i\eta \begin{pmatrix} e_r \sin(\varphi) h_r \cos(\varphi) + e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ + e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) + e_\varphi \cos(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ - e_r \sin(\varphi) h_r \cos(\varphi) - e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ - e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) - e_\varphi \cos(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \end{pmatrix}$$

$$i\eta \begin{pmatrix} e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ + e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) \\ - e_r \sin(\varphi) h_\varphi \sin(\varphi) \\ - e_\varphi \cos(\varphi) h_r \cos(\varphi) \end{pmatrix}$$

$$i\eta \begin{pmatrix} e_r h_\varphi ((\sin(\varphi))^2 - (\sin(\varphi))^2) \\ + e_\varphi h_r ((\cos(\varphi))^2 - (\cos(\varphi))^2) \end{pmatrix}$$

$$i\eta \begin{pmatrix} e_r h_\varphi \sin^2(\varphi) (\cos^2(\varphi) - \sin^2(\varphi)) \\ + e_\varphi h_r \cos^2(\varphi) (\sin^2(\varphi) - \cos^2(\varphi)) \end{pmatrix}$$

$$\dot{\eta} \left(-e_r h_\varphi s i^2 + e_\varphi h_r c o^2 \right) \left(\sin^2(\varphi) - \cos^2(\varphi) \right) \\ S_z = -\eta \cos(2\varphi) \left(-e_r h_\varphi s i^2 + e_\varphi h_r c o^2 \right) \quad (26)$$

Из (26, 21, 22) находим:

$$S_z = -\eta e_r e_\varphi \cos(2\varphi) \left(k s i^2 + k c o^2 \right) \quad (27)$$

или

$$S_z = -\eta k e_r e_\varphi \cos(2\varphi). \quad (28)$$

Таким образом, плотность потока энергии вдоль оси z не зависит от координаты z и от времени, откуда следует закон сохранения энергии.

Глава 2г. Уравнения Максвелла для внутри-статорного пространства трехфазной электрической машины

Оглавление

1. Вступление
2. О методе решения уравнений Максвелла
3. О скорости вращения электромагнитной волны
4. Потоки энергии
5. Электромагнитное пересоединение

1. Вступление

Известен следующий опыт [162, 163]: «в перемотанный статор кладут шарик и кратковременно подают напряжение. Если всё нормально, то шарик начинает внутри вращаться, и как пуля вылетает из статора». Следовательно, в статоре вектор магнитной напряженности имеет радиальную, круговую и продольную составляющие. Вместе с ним должен существовать и вектор электрической напряженности с такими же составляющими. Ниже эти напряженности определяются на основе решения уравнений Максвелла.

2. О методе решения уравнений Максвелла

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для вакуума, которая имеет вид

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

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

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

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

где H, E - магнитная и электрическая напряженности соответственно.

В системе цилиндрических координат r, φ, z эти уравнения имеют вид [4]:

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

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

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\mu}{c} \frac{dH_\phi}{dt}, \quad (3)$$

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

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_r}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_\phi}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{dE_z}{dt}, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z – электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z – магнитные напряженности. Мы будем искать эти функции в следующем виде:

$$H_r = h_r(r) \cos, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \sin, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \cos, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) \sin, \quad (12)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) \cos, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) \sin, \quad (14)$$

где $h(r), e(r)$ – некоторые функции координаты r ,

$$\cos = \cos(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (15)$$

$$\sin = \sin(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (16)$$

и α, χ, ω – некоторые константы. Формально точно такая же задача возникает при описании конденсатора в цепи переменного тока. Отличие состоит в том, что в конденсаторе известна напряженность E_z , а в данном случае известна напряженность H_r . Решение для конденсатора имеет следующий вид.

Известна функция

$$e_z = A r^\alpha, \quad (17)$$

где A – некоторая константа. При данной функции e_z определяется производная функции e_r в виде

$$\dot{e}_r = \frac{-e_r}{r}(1-\alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{2\chi r^2} + \chi \right) e_z, \quad (18)$$

а затем сама функция e_r . После этого определяется функция

$$e_\varphi = e_r - \frac{\dot{e}_z}{2\chi}. \quad (19)$$

Функции h_r, h_φ, h_z определяются по формулам вида

$$h_r = k e_r, \quad (21)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (22)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (23)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}. \quad (24)$$

Кроме того, известна константа

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\varepsilon}. \quad (25)$$

Таким образом, решение таково, что в области статора появляются электрические и магнитные напряженности, изменяющиеся по спирали. Обращаясь к эксперименту, описанному вначале, замечаем, что магнитные напряженности, изменяющиеся по спирали, заставляют шарик вращаться по винтовой линии и, в конце концов, вылетать из статора.

3. О скорости вращения электромагнитной волны

В главе 1 показано, что скорость вращения монохроматической электромагнитной волны

$$v_\varphi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} \quad (1)$$

или

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{\omega}{\alpha}, \quad (2)$$

где T – время одного оборота, или

$$\frac{1}{T} = \frac{f}{\alpha}, \quad (3)$$

где f – частота электромагнитного поля. Из конструктивных характеристик трехфазного статора следует, что число оборотов электромагнитного поля в секунду n связано с частотой f формулой вида

$$f = np = \frac{p}{T}, \quad (4)$$

где p - число пар полюсов. Из (3, 4) находим:

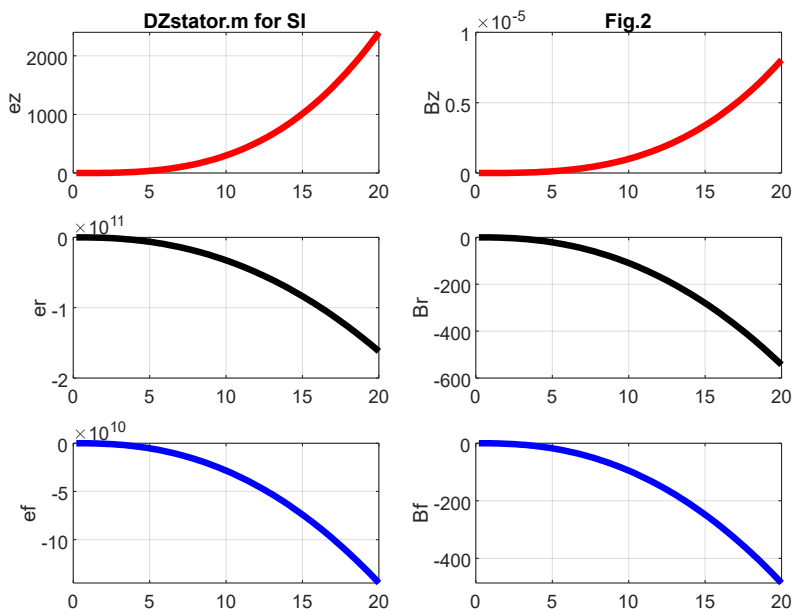
$$\alpha = p. \quad (5)$$

Пример 1.

На рис. 1 показаны графики функций

$$e_\phi, e_r, e_z, B_\phi = h_\phi \mu_o, B_r = h_r \mu_o, B_z = h_z \mu_o$$

в зависимости от r при $R=0.2, \alpha = 3, \omega=314$, в системе СИ. Следует обратить внимание на то, что индукция B_r , создаваемая обмоткой статора, имеет начальную величину при $r=R$, убывает при уменьшении r . Величину A можно найти по известной индукции B_r при $r=R$. В этом примере при $B_r=0.54$ имеем $A=10^{-8}$.



4. Поток энергии

Известно, что плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

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

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

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (3)$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$S_r = \eta (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \cos \cdot \sin i, \quad (26)$$

$$S_\varphi = \eta (e_z h_r \cos^2 - e_r h_z \sin^2), \quad (27)$$

$$S_z = \eta (e_r h_\varphi \sin^2 - e_\varphi h_r \cos^2) \quad (28)$$

Из (26, 22, 23) следует, что

$$S_r = \eta k (-e_\varphi e_z + e_z e_\varphi) \cos \cdot \sin i = i \frac{1}{2} \eta k (-e_\varphi e_z + e_z e_\varphi) \sin (2(i\alpha\varphi + \chi z + \omega t)) i \quad (29)$$

Это означает, что существует радиальный поток по всем радиусам.

Из (27, 21, 23) следует, что

$$S_\varphi = \eta k e_r e_z (\cos^2 + \sin^2) = \eta k e_r e_z, \quad (30)$$

т.е. плотность потока энергии по окружности на данном радиусе не зависит от времени и других координат.

Из (28, 21, 22) следует, что

$$S_z = \eta k e_r e_\varphi (\sin^2 + \cos^2) = \eta k e_r e_\varphi, \quad (31)$$

т.е. плотность потока энергии вдоль оси цилиндра при данном радиусе не зависит от времени и других координат. Эти утверждения и были целью предположений (21-23).

Вычислим с учетом приведенных формул продольный поток энергии через данное сечение провода:

$$\overline{S}_z = \iint_{\varphi, r} (S_z \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr) = \iint_{\varphi, r} (\eta k e_r e_\varphi d\varphi \cdot dr)$$

или

$$\overline{S}_z = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_\varphi dr) \quad (32)$$

Этот продольный поток возникает в каждом сечении и накапливается в сторону движения потока.

Выше в (29) мы обнаружили, что сумма радиальных потоков энергии равна нулю. Но физически поток энергии не может исчезнуть.

Следовательно, потоки следует складывать, как модули их величин. Сумма модулей встречных радиальных потоков является постоянной величиной на шаге спиралей функций напряженностей. В главе 1 показано, что этот шаг равен

$$\Lambda = \frac{2\pi\alpha}{\chi} r. \quad (33)$$

Из (29, 33) найдем суммарный радиальный поток на каждом шаге спирали:

$$S_{r\Lambda} = \Lambda \eta k e_z e_\varphi. \quad (34)$$

В соответствии с законом сохранения энергии этот суммарный радиальный поток с плотностью $S_{r\Lambda}$ превращается в продольный поток с плотностью S_z в одном и том же сечении внутри-статорной области. Следовательно,

$$S_{r\Lambda} = S_z \quad (35)$$

или

$$\Lambda \eta k e_z e_\varphi = \eta k e_r e_\varphi. \quad (36)$$

или

$$\Lambda e_z = e_r. \quad (37)$$

Из этой формулы может быть найдена величина α .

Весь поток энергии из статорной обмотки во внутри-статорную область, очевидно, равен

$$\overline{S}_r = \sum_1^{Z/\Lambda} S_{r\Lambda}(\alpha), \quad (38)$$

где Z - длина статора. При этом α на каждом шаге сложения вычисляется по (37) в зависимости от величин, найденных на предыдущем шаге. Плотность продольного потока S_z на выходе из статора вычисляется по (31) при α , найденном на последнем шаге сложения в (32). Наконец, весь поток продольный поток \overline{S}_z на выходе из статора вычисляется по (32)

Обозначим мощность, потребляемую обмоткой статора как P . Если пренебречь тепловыми потерями, то можно утверждать, что вся эта мощность P переходит в мощность \overline{S}_r , излучаемую во внутри-статорную область, и далее изучается в виде продольного потока \overline{S}_z на выходе из статора, т.е.

$$P = \overline{S}_r = \overline{S}_z. \quad (39)$$

Из (32, 39) находим:

$$P = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_\varphi dr) \quad (40)$$

Отсюда можно найти величину α . Тем самым определяются все параметры продольного потока энергии на выходе из статора S_r .

5. Электромагнитное пересоединение

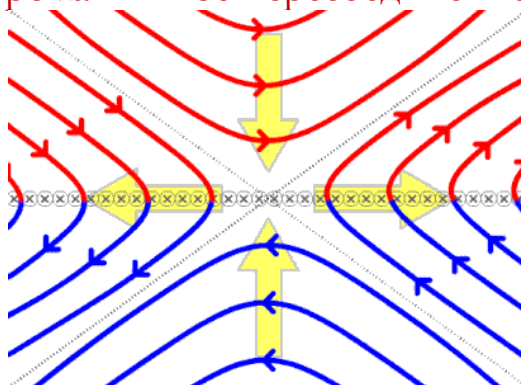


Рис. 1.

Итак, весь радиальный поток (38) из статорной обмотки преобразуется в продольный поток (32) на выходе из статора. Поток меняет направление на 90 градусов, сохраняя свою величину. Это явление похоже на магнитное пересоединение, наблюдаемое в астрономии [213] – см. рис. 1. Его объясняют тем, что в плазме силовые линии противоположно направленных магнитных полей сталкиваются. При этом образуются новые силовые линии. Предполагается, что противоположно направленные магнитные поля, сливаются, частично уничтожая друг друга и высвобождая магнитную энергию, направленную вдоль новых силовых линий. Однако в нашем случае видно, что «сталкивающиеся» радиальные потоки не уничтожаются и не создают новую энергию – все происходит в рамках закона сохранения энергии. Но в процессе участвуют не только магнитные поля, а и электромагнитные поля. Очевидно, что в рассматриваемом астрономическом явлении участвуют электромагнитные поля, т.к. переменные магнитные поля не могут существовать без электромагнитных полей. Следовательно, астрономическое «магнитное пересоединение» является на самом деле слиянием противоположно направленных электромагнитных потоков энергии и резким изменением направления суммарного потока энергии. Важно подчеркнуть, что такие явления могут происходить без участия электрических частиц и магнитных диполей. Важно также отметить, что статор многофазных машин может быть устройством для лабораторных исследований электромагнитного пересоединения.

Глава 2о. Решение уравнений Максвелла для окрестности провода переменного тока

Оглавление

1. Поток энергии вокруг провода
 2. Внешнее поле с продольным потоком энергии
 3. Внешнее поле с окружным потоком энергии
 4. О скорости вращения энергии
- Приложение 1

1. Поток энергии вокруг провода

Преыдущие расчеты показывают, что электромагнитное поле провода фактически является функцией продольной электрической напряженности: при данной функции

$$e_z = Ar^\alpha \quad (2.21)$$

определяются все остальные характеристики электромагнитного поля, включая потоки энергии вдоль провода и по окружности внутри провода.

Электрическое поле провода не меняется скачком при переходе за границу провода. Очевидно, оно плавно уменьшается от граничного значения до нуля. Однако функция изменения неизвестна даже для высоковольтных линий электропередач, где знание этой функции важно для решения технологических и экологических задач.

От размера внешнего поля зависит мощность, выделяемая этим полем. С другой стороны, эта мощность равна мощности, потребляемой этим полем. Таким образом, размер внешнего поля определяется мощностью потребителя этого поля. Таким потребителем может быть, например, трансформатор, в котором этот провод является одной из его обмоток. Потребителем может быть провод – длинная антенна. В этом случае потребителем мощности является среда, поглощающая мощность излучения, и технические приемники излучения. В любом случае переносчиком энергии должен быть поток электромагнитной энергии. Если это не продольный поток энергии через торец провода, то это поток энергии через боковую поверхность

провода. Несмотря на то, что (как показано выше) радиальный поток энергии из провода отсутствует, мы должны искать объяснение всем случаям беспроводной передачи энергии, как передачу через поверхность провода.

Принято говорить, что энергия внутри технических устройств между катушками передается магнитным полем и называть такую передачу энергии индуктивной передачей мощности, магнитно-резонансной связью и, вообще, безизлучательной передачей, противопоставляя такую передачу электромагнитному излучению [1, 2]. Но в электродинамике для переноса энергии существует только поток электромагнитной энергии. То магнитное поле, которое передается между катушками, является электромагнитным полем, т.к. переменное магнитное поле не может существовать без электрического поля. Поэтому далее мы будем рассматривать поток электромагнитной энергии через боковую поверхность провода, ибо именно так начинается любая передача энергии.

В любом случае поле в окрестности провода возбуждается окружной магнитной напряженностью h_ϕ . Поле может возникнуть только, если в этом поле может возникнуть поток электромагнитной энергии, а последний может возникнуть только, если существует потребитель этой энергии.

Обозначим параметры провода как A_w, α_w, P_w . Из главы 2р перепишем:

$$e_{\phi w} = B r^{1-\alpha_w}, \quad (1)$$

$$e_{zw} = A_w r^{-\alpha_w}, \quad (1a)$$

$$P_w = B^2 \frac{ck}{2} \cdot \frac{R^{4-2\alpha_w}}{4-2\alpha_w}, \quad (2)$$

$$B = \frac{\chi A_w}{2(1-\alpha_w)}, \quad (3)$$

$$0 < \alpha_w < 1, \quad (4)$$

Плотность тока на периметре провода

$$j_z = \sigma e_z = \sigma A_w r^{-\alpha_w}. \quad (4a)$$

На периметре провода круговая напряженность внутреннего поля провода $e_{\phi w}$ и внешнего поля e_ϕ совпадают, т.е.

$$e_\phi(R) = e_{\phi w}(R). \quad (5)$$

Это внешнее поле в окрестности провода может быть электромагнитной волной с потоком энергии, направленным вдоль провода (как, например, в антенне «длинный провод») или

электромагнитной волной, с потоком энергии, направленным вокруг провода (как, например, в железном торе, надетом на провод).

Далее будем рассматривать только такой случай, когда вся мощность, поступившая в провод из генератора, выделяется из провода через боковую поверхность в виде активной мощности

$$P_o = P_w. \quad (6)$$

Величины этих мощностей, естественно, не зависят от провода. Мы рассмотрим, как изменяются параметры провода в зависимости от мощности P_o .

2. Внешнее поле с продольным потоком энергии

Рассмотри рис. 1. В этом случае внешний поток энергии P_o направлен вдоль провода - также, как и внутренний поток энергии P_w . Внешнее поле находится в трубе с внутренним радиусом R и внешним радиусом $R_2 > R$. Здесь отсутствуют продольные электрические и магнитные напряженности и математическое решение этой задачи полностью аналогично решению для вакуума в главе 1. Решение имеет вид:

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

$$h_\phi(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r), \quad (2)$$

$$h_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi(r), \quad (3)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} / c, \quad (4)$$

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}, \quad (4a)$$

где $A, \varepsilon, \mu, \alpha, \omega$ – константы.

Таким образом, также, как и в вакууме, в окрестности провода существует только поток вдоль оси Z и этот поток энергии электромагнитной волны является постоянным во времени. Полный поток энергии в данном случае определяется в виде

$$P_o = L \overline{S_z} = L \frac{ck}{2} \int_R^\infty (r e_r e_\varphi dr). \quad (5)$$

где L - длина провода. Совмещая (1, 5), находим:

$$P_o = L A^2 \frac{ck}{2} \int_R^{R_2} (r^{2\alpha-1} dr) \quad (6)$$

ИЛИ

$$P_o = L A^2 \frac{ck}{4 \alpha} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha}). \quad (7)$$

Из (7) находим:

$$A = \sqrt{P_o / \left(L \frac{c}{4 \alpha} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha}) \right)}. \quad (8)$$

Из (1, 1.5) имеем:

$$A R^{\alpha-1} = B R^{1-\alpha_w} \quad (9)$$

или, с учетом (1.3),

$$A R^{\alpha-1} = \frac{\chi A_w}{2(1-\alpha_w)} R^{1-\alpha_w}$$

или

$$\frac{A}{A_w} = \frac{\chi}{2(1-\alpha_w)} R^{2-\alpha_w-\alpha}. \quad (10)$$

Найдем соотношения между параметрами волн в проводе и окрестности при условии, что вся мощность P_w , поступившая в провод из генератора, выделяется из провода в виде активной мощности P_o , например в устройстве, показанном на рис. 1. Тогда из (7, 1.2, 1.3, 1.6) получим:

$$\left(\frac{\chi A_w}{2(1-\alpha_w)} \right)^2 \frac{ck}{2} \cdot \frac{R^{4-2\alpha_w}}{4-2\alpha_w} = L A^2 \frac{ck}{4\alpha} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha}) \quad (11)$$

или

$$\left(\frac{\chi}{2(1-\alpha_w)} \right)^2 \frac{R^{4-2\alpha_w}}{4-2\alpha_w} = L \left(\frac{A}{A_w} \right)^2 \frac{1}{2} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha})$$

или, с учетом (10),

$$\left(\frac{\chi}{2(1-\alpha_w)} \right)^2 \frac{R^{4-2\alpha_w}}{4-2\alpha_w} = L \left(\frac{\chi}{1-\alpha_w} \right)^2 R^{4-2(\alpha_w+\alpha)} \frac{1}{8} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha})$$

или

$$\frac{1}{(2-\alpha_w)} = L R^{-2\alpha} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha})$$

или

$$\left(L \left(\left(\frac{R_2}{R} \right)^{2\alpha} - 1 \right) \right) = \frac{1}{(2-\alpha_w)}$$

или

$$\left(\frac{R_2}{R}\right)^{2\alpha} = 1 + \frac{1}{L(2 - \alpha_w)}$$

или

$$\alpha = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{R}{R_2}\right) \ln\left(1 + \frac{1}{L(2 - \alpha_w)}\right). \quad (12)$$

При условии (1.4) вида $0 < \alpha_w < 1$ и при $L \gg 1$ мы на основе соотношения $\lim_{x \rightarrow 0} (\ln(1+x)) = 0$ из (12) получаем:

$$\alpha = \ln\left(\frac{R}{R_2}\right) \frac{1}{2L(2 - \alpha_w)}. \quad (13)$$

Например, при $\frac{R}{R_2} = 0.2$ и $L = 800$ получаем:

$$\alpha = \frac{-1.6}{2 \cdot 800(2 - \alpha_w)} = \frac{-0.001}{(2 - \alpha_w)}. \quad (14)$$

В частности, при $\alpha_w \rightarrow 1$ получаем: $\alpha = -0.001$. Тогда из (8) и (14) находим:

$$A = \sqrt{P_o / \left(-800 \frac{c}{4 \cdot 0.001} (R_2^{2\alpha} - R^{2\alpha}) \right)}. \quad (15)$$

Если, например, $R = 0.2$, $R_2 = 1$ получаем:

$$A = \sqrt{P_o / \left(-800 \frac{c}{4 \cdot 0.001} (1 - 0.2^{-0.002}) \right)}. \quad (19)$$

Но $0.2^{-0.002} = 1.0032$. Тогда

$$A = \sqrt{P_o / \left(800 \frac{c}{4 \cdot 0.001} 0.0032 \right)} = \sqrt{P_o / (640c)} \approx 2.3 \cdot 10^{-7} \sqrt{P_o} \quad (20)$$

Видно, что при любых передаваемых мощностях могут существовать такие параметры, которые описывают волны в проводе и его окрестности и которые сопрягаются по величинам напряженности на границе провода.

Пример 1.

На рис. 1 показаны зависимости активной мощности P_z , и индукции B на поверхности провода. Расчеты выполнены по программе [Example02o 1.m](#) при $R = 2 \text{ mm}$, $L = 1 \text{ m}$.

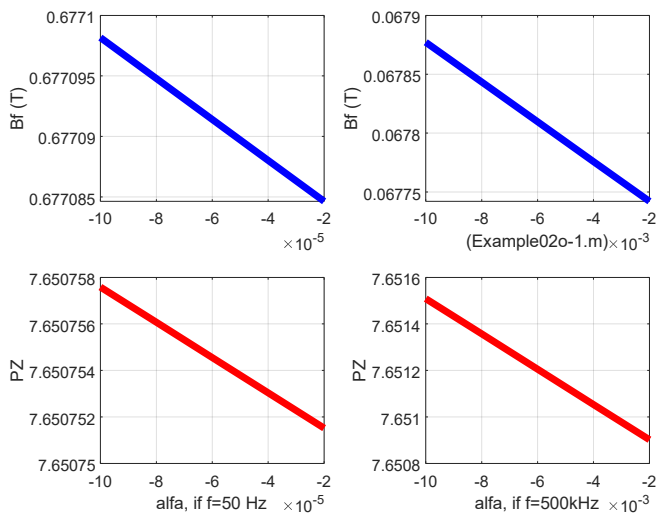


Рис. 1.

3. Внешнее поле с окружным потоком энергии

Рассмотрим рис. 2 – магнитомягкое кольцо надето на провод, по которому идет переменный ток, а его энергия передается лампочке. Энергия, передаваемая по проводу, передается лампочке. Очевидно, энергия из провода передается в магнитомягкое кольцо, циркулирует в нем и передается в провод вторичной обмотки. Следовательно, через боковую поверхность провода в кольцо передается энергия. Как это происходит? Этот вопрос даже не задается в учебниках электродинамики. Я думаю, указанная схема передачи энергии очевидна многим, но обсуждению не подлежит. Произносится только волшебное словосочетание «индуктивная передача мощности», дабы не нарушить радость от детской сказки про красивую и вездесущую волновую функцию.

На рис. 1, где

P_w - мощность, передаваемая по проводу продольным потоком энергии,

P_o - мощности, создаваемая проводом в кольце,

$h_{\varphi R}$ - окружная магнитная напряженность на поверхности провода,

L - ширина кольца,

R - радиус провода,

R_2 - внешний радиус тора.

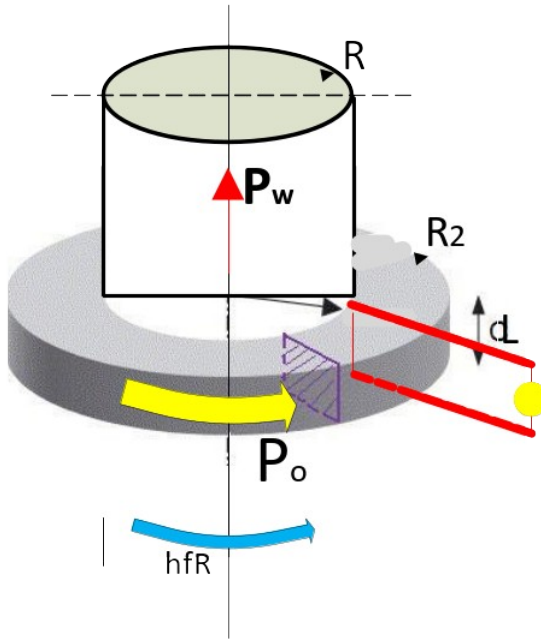


Рис. 1.

Итак, в этом случае внутренний поток энергии P_w преобразуется во внешний поток энергии P_o , который направлен вокруг провода. Внешнее поле находится в кольце с внутренним радиусом R и внешним радиусом $R_2 > R$. Решение уравнений Максвелла в этом случае получено в главе 2 и имеет вид:

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (1)$$

$$e_r = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (2)$$

$$e_\varphi = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} - \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (3)$$

$$h_r = k e_r, \quad (4)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (5)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (6)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \epsilon} / c, \quad (7)$$

$$k = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}, \quad (8)$$

где $A, \epsilon, \mu, \alpha, \omega$ — константы.

В этом поле существуют постоянные во времени потоки вдоль продольной оси P_z и по окружности P_φ . Они вычисляются по формулам:

$$P_z = \frac{ck}{2} \int_R^{R_2} (r e_r e_\varphi dr), \quad (9)$$

$$P_\varphi = L \frac{ck}{2} \int_R^{R_2} (r e_r e_z dr), \quad (10)$$

где L – толщина кольца. Решение таково, что $P_z \ll P_\varphi$ и далее мы будем пренебрегать величиной P_z . Вся мощность, передаваемая внешним полем,

$$P_o \approx P_\varphi. \quad (11)$$

Далее, как и в разделе 2, будем искать взаимосвязь между параметрами волн в проводе и вне провода. При этом мы предполагаем, что спиральная волна в проводе не меня своих основных характеристик A и α переходит из провода в окружающую среду – просто расширяется из провода во вне. Тогда из (1.4, 1.5) имеем:

$$e_\varphi(R) = B R^{1-\alpha} \quad (14)$$

или, с учетом (3, 1.3),

$$\begin{aligned} e_z &= A r^{-\alpha}, \\ A R^{-\alpha} \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi R} - \frac{\chi R}{\alpha} \right) &= \frac{\chi_w A}{2(1-\alpha)} R^{1-\alpha} \end{aligned} \quad (1)$$

или

$$(1-\alpha) \left(\frac{\alpha}{\chi R} - \frac{\chi R}{\alpha} \right) = \frac{\chi_w}{2\chi} R. \quad (15)$$

В приложении 1 показано решение этого уравнения для определения α .

Из (10, 11, 3.1, 3.2) находим:

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (1)$$

$$e_r = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (2)$$

$$\begin{aligned} P_o &= L \frac{ck}{2} \int_R^{R_2} \left(A^2 r^{-2\alpha} - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) dr \right) = \dot{\imath} \dot{\imath} \\ \dot{\imath} &- L \frac{ck}{4} A^2 \left(\frac{\alpha}{\chi} \int_R^{R_2} (r^{-2\alpha-1} dr) + \frac{\chi}{\alpha} \int_R^{R_2} (r^{-2\alpha+1} dr) \right) = \dot{\imath} \end{aligned}$$

$$\dot{I} - L \frac{ck}{4} A^2 \left(\frac{\alpha}{\chi} \left(\frac{R_2^{-2\alpha} - R^{-2\alpha}}{-2\alpha} \right) + \frac{\chi}{\alpha} \left(\frac{R_2^{-2\alpha+2} - R^{-2\alpha+2}}{-2\alpha+2} \right) \right). \quad (19)$$

Обозначим:

$$R_2 = mR. \quad (20)$$

Тогда из (19, 20) получим:

$$P_o = -L \frac{ck}{4} A^2 \left(\frac{\alpha}{\chi} \left(\frac{R^{-2\alpha} (m^{-2\alpha} - 1)}{-2\alpha} \right) + \frac{\chi}{\alpha} \left(\frac{R^{-2\alpha+2} (m^{-2\alpha+2} - 1)}{-2\alpha+2} \right) \right)$$

или

$$P_o = -L \frac{ck}{4} A^2 \gamma. \quad (19)$$

где

$$\gamma = \left(\frac{\alpha}{\chi} \left(\frac{R^{-2\alpha} (m^{-2\alpha} - 1)}{-2\alpha} \right) + \frac{\chi}{\alpha} \left(\frac{R^{-2\alpha+2} (m^{-2\alpha+2} - 1)}{-2\alpha+2} \right) \right). \quad (19a)$$

Мощность, выделенная в проводе, расходуется на нагрев и на излучение. В любом случае она равна произведению напряжения U на ток I . В нашем случае, пренебрегая мощностью нагрева и учитывая (1а), находим:

$$\begin{aligned} P_w = U \cdot I = I \cdot L \int_0^R (e_z dr) &= \dot{I} \dot{I} \\ \dot{I} I \cdot L \int_0^R (A r^{-\alpha} dr) &= \dot{I} I \cdot L A R^{1-\alpha} / (1-\alpha) \dot{I}. \end{aligned} \quad (20)$$

Мы рассматриваем случай, когда вся поступившая в провод мощность P_w передается из провода, как мощность P_o . Поэтому

$$P = P_w \dot{I} P_o. \quad (21)$$

Из (19, 20, 21) находим:

$$I \cdot L A R^{1-\alpha} / (1-\alpha) = P. \quad (22)$$

или

$$I = \frac{1}{AL} P (1-\alpha) R^{\alpha-1}. \quad (23)$$

Из (1.2, 1.3) находим:

$$P = \left(\frac{\chi_w A}{2(1-\alpha)} \right)^2 \frac{ck_w}{2} \cdot \frac{R^{4-2\alpha}}{4-2\alpha} \quad (26)$$

или

$$\left(\frac{\chi_w A}{2(1-\alpha)} R^{-\alpha} \right)^2 = P / \left(\frac{ck_w}{4} \cdot \frac{R^4}{2-\alpha} \right).$$

Отсюда находим:

$$A = \frac{2(1-\alpha)}{\chi_w} R^\alpha \sqrt{P / \left(\frac{c k_w}{4} \cdot \frac{R^4}{2-\alpha} \right)} = \frac{4(1-\alpha)}{\chi_w} R^{\alpha-2} \sqrt{(2-\alpha) P / c k_w}. \quad (27)$$

Из (19) также находим:

$$A^2 = P / \left(L \frac{c k}{2 \chi} \gamma \right). \quad (27a)$$

Из (27, 27a) находим:

$$A = \sqrt{P_w / \left(\frac{c k_w}{4} \cdot \frac{R^4}{2-\alpha} \right)} / \chi R^{\alpha-1} \left(1 + \frac{\alpha}{\chi^2 R} \left(\frac{\alpha}{R} - 1 \right) \right) \quad (28)$$

Подставляя найденное из (15) значение α в (28), находим A , а найденные α и A в (23) мы можем найти зависимость тока I от выделяемой мощности P . Эта мощность будет выделена из провода, если устройство может ее потребить и соответствующая мощность будет выработана генератором, посылающим ток в провод.

Пример 2.

Рассмотрим снова рис. 3. В провод поступает мощность P_w , которая передается во внешнее поле – поле, в которой вращается поток энергии с мощностью P_o . Эта мощность может быть передана потребителю. Мы рассматриваем случай, когда $P_o = P_w$ и вся эта мощность передается потребителю. На рис. 3 показана зависимость магнитодвижущей силы F_m , измеренной в ампер-метрах, от частоты - $F_m = (f)$ при различных значения мощности P , радиусов $R, R_2 = 3R$ и относительной магнитной проницаемости μ . Важно отметить, что μ не влияет на результаты расчета. Эта величина, также как и радиус R_2 , не влияют на результаты данного расчета – они характеризуют приемное устройство, а в данном расчете это устройство полностью определяется величиной принимаемой мощности. Расчет выполнен по программе `Example02o_2.m`

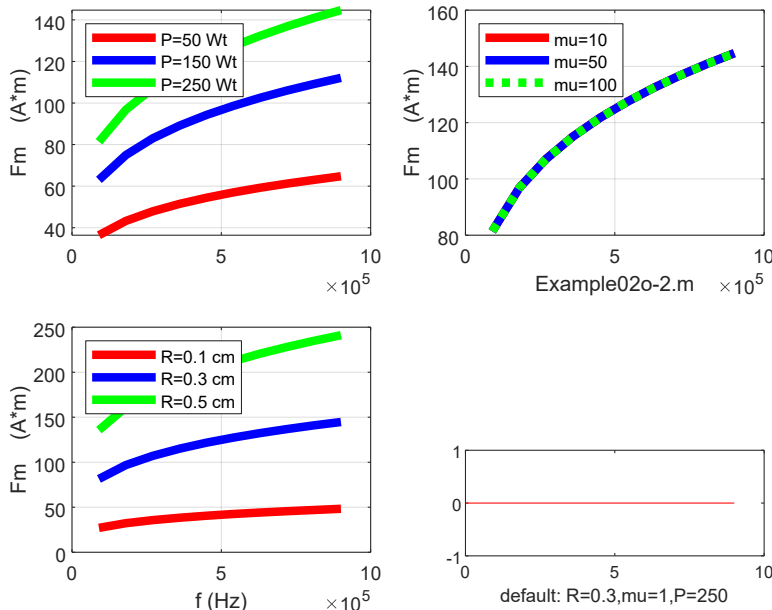


Рис.

3.

Приложение 1

Рассмотрим уравнение (3.15)

$$(1 - \alpha) \left(\frac{\alpha}{\chi R} - \frac{\chi R}{\alpha} \right) = \frac{\chi_w}{2\chi} R. \quad (1)$$

Последовательно преобразуем его:

$$(1 - \alpha) (\alpha^2 - \chi^2 R^2) = \frac{\chi_w}{2\chi} \chi R \alpha,$$

$$(\alpha^2 - \chi^2 R^2 - \alpha^3 + \chi^2 R^2 \alpha) = \frac{\chi_w}{2\chi} \chi R \alpha,$$

$$-\alpha^3 + \alpha^2 + \alpha \left(\chi^2 R^2 - \frac{\chi_w}{2\chi} \chi R \right) - \chi^2 R^2 \alpha = 0,$$

$$\alpha^3 - \alpha^2 - \alpha (\chi^2 R^2 - 0.5 \chi_w R) + \chi^2 R^2 \alpha = 0.$$

Уравнение (3) имеет 3 решения, из которых физический смысл имеет третье решение.

Глава 2р. Решение уравнений Максвелла для переменного тока проводимости в проводе

Оглавление

1. Введение
 2. Решение системы уравнений Максвелла
 3. Скорость движения электромагнитной волны
 4. Потоки энергии
 5. О скорости вращения энергии
 6. Определение значения констант Λ и \propto .
- Приложение 1

1. Введение

Здесь мы будем искать одно из двух уравнений Максвелла для провода, кратко сформулированных в **главе 2б**. В рассматриваемом случае уравнения Максвелла имеют вид:

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

$$\operatorname{rot}(H) - J = 0, \quad (2)$$

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

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

где E - электрические напряженности, H - магнитные напряженности, J - токи проводимости, μ - магнитная проницаемость.

2. Решение системы уравнений Максвелла

В системе цилиндрических координат r, ϕ, z уравнения (1-4) имеют вид:

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_r}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_\phi}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{dH_z}{dt} = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} - J_r = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} - J_\phi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - J_z = 0, \quad (8)$$

где

E_r, E_ϕ, E_z – электрические напряженности,

H_r, H_ϕ, H_z – магнитные напряженности,

J_r, J_ϕ, J_z – токи проводимости.

Решение этой задачи мы будем искать в виде:

$$H_r = h_r(r) \sin i, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \cos, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \cos, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) \cos, \quad (12)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) \sin i, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) \sin i, \quad (14)$$

$$J_r = j_r(r) \sin i, \quad (16)$$

$$J_\phi = j_\phi(r) \cos, \quad (17)$$

$$J_z = j_z(r) \cos, \quad (18)$$

$$\cos = \cos(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (19)$$

$$\sin = \sin(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (20)$$

где $h(r), e(r), j(r)$ – некоторые функции координаты r , а α, χ, ω – некоторые константы.

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (10-18) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами

r, ϕ, z, t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r), e(r), j(r)$. Эта система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e_r'(r) - \frac{e_\phi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = 0, \quad (21)$$

$$\frac{-1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\phi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r = 0, \quad (22)$$

$$e_r(r) \chi - \dot{e}_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\phi = 0, \quad (23)$$

$$\frac{e_\phi(r)}{r} + \dot{e}_\phi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z = 0, \quad (24)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + \dot{h}_r(r) + \frac{h_\phi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (25)$$

$$\frac{1}{r} h_z(r) \alpha - \dot{h}_\phi(r) - j_r(r) = 0, \quad (26)$$

$$-h_r(r) \chi - \dot{h}_z(r) - j_\phi(r) = 0, \quad (27)$$

$$\frac{h_\phi(r)}{r} + \dot{h}_\phi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \alpha - j_z(r) = 0. \quad (28)$$

Далее введем в рассмотрение коэффициент k , который связывает функции h и e :

$$h_r = k e_r, \quad (29)$$

$$h_\phi = -k e_\phi. \quad (30)$$

$$h_z = -k e_z. \quad (31)$$

Далее введем в рассмотрение коэффициент σ , который связывает функции i и e :

$$j_r = \sigma e_r, \quad (32a)$$

$$j_\phi = \sigma e_\phi. \quad (32b)$$

$$j_z = \sigma e_z. \quad (32c)$$

где σ — электропроводность. Эта электропроводность не равна известной электропроводности, которая означает пропорциональность между полным током и полной напряженностью. У автора нет ссылок на эксперименты по обнаружению вводимой электропроводности σ . Мы будем полагать, что она равна известной электропроводности.

С учетом вышесказанного выполним замену переменных по (30-32) в уравнениях (21-28) и перепишем их:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\phi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (33)$$

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\phi \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_r = 0, \quad (34)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_\phi = 0, \quad (35)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu\omega}{c} e_z = 0, \quad (36)$$

$$k \frac{e_r}{r} + k \dot{e}_r - k \frac{e_\varphi}{r} \alpha - k \chi e_z = 0, \quad (37)$$

$$\frac{-k e_z}{r} \alpha + k e_\varphi \chi - \sigma e_r = 0, \quad (38)$$

$$k \dot{e}_z - k e_r \chi - \sigma e_\varphi = 0, \quad (39)$$

$$-k \frac{e_\varphi}{r} - k \dot{e}_\varphi + k \frac{e_r}{r} \alpha - \sigma e_z = 0, \quad (40)$$

Предположим, что

$$k = \frac{c\chi}{\mu\omega}. \quad (41)$$

или

$$\chi = \frac{k\mu\omega}{c}. \quad (41a)$$

Складывая (34, 35), находим:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha - \dot{e}_z + (e_\varphi + e_r) \left(\chi - k \frac{\mu\omega}{c} \right) = 0$$

или, с учетом (41),

$$\dot{e}_z = \frac{-e_z}{r} \alpha. \quad (42)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$e_z = A r^{-\alpha}. \quad (43)$$

Из (40) находим:

$$e_z = \frac{k}{\sigma} \left(\frac{-e_\varphi}{r} - \dot{e}_\varphi + \frac{e_r}{r} \alpha \right), \quad (43a)$$

откуда следует, что уравнения (36, 37) можно переписать в виде

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k^2 \chi \frac{1}{\sigma} \left(\frac{-e_\varphi}{r} - \dot{e}_\varphi + \frac{e_r}{r} \alpha \right) = 0, \quad (44)$$

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - k^2 \chi \frac{1}{\sigma} \left(\frac{-e_\varphi}{r} - \dot{e}_\varphi + \frac{e_r}{r} \alpha \right) = 0, \quad (45)$$

Они выполняются одновременно при

$$e_\varphi = e_r. \quad (46)$$

Подставляя (46) и (43) в (37), находим:

$$\frac{e_r}{r} (1 - \alpha) + \dot{e}_r - \chi A r^{-\alpha} = 0, \quad (48)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$e_r = Br^{1-\alpha}. \quad (49)$$

Подставляя (49) в (48), находим:

$$Br^{-\alpha}(1-\alpha) + (1-\alpha)Br^{-\alpha} - \chi Ar^{-\alpha} = 0. \quad (50)$$

Следовательно,

$$B = \frac{\chi A}{2(1-\alpha)}. \quad (51)$$

Итак, из (46, 49) имеем:

$$e_\phi = e_r = Br^{1-\alpha}, \quad (51a)$$

Из (38-40, 37) находим:

$$\frac{k\mu\omega}{c} = \frac{\sigma}{k}. \quad (52)$$

Из (41a, 52) находим:

$$k = \frac{\sigma}{\chi}, \quad (53)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{c}}, \quad (54)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sigma c}{\mu\omega}}, \quad (55)$$

$$\sigma = \frac{c\chi^2}{\mu\omega}. \quad (56)$$

Из экспериментов известно, что напряженность h_ϕ увеличивается с увеличением радиуса. Из (51a, 30) следует, что это условие выполняется при

$$0 < \alpha < 1. \quad (57)$$

Итак, решение имеет следующий вид:

$$k = \sqrt{\frac{\sigma c}{\mu\omega}}, \quad (53)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{c}}, \quad (54)$$

$$e_z = Ar^{-\alpha}, \quad (44)$$

$$e_\phi = e_r = Br^{1-\alpha}, \quad (51a)$$

$$B = \frac{\chi A}{2(1-\alpha)}, \quad (51)$$

$$h_r = ke_r, \quad (29)$$

$$h_\phi = -ke_\phi. \quad (30)$$

$$h_z = -ke_z, \quad (31)$$

$$j_r = \sigma e_r, \quad (32a)$$

$$j_{\varphi} = \sigma e_{\varphi}, \quad (32b)$$

$$j_z = \sigma e_z, \quad (32c)$$

$$0 < \alpha < 1. \quad (57)$$

3. Скорость движения электромагнитной волны

Рассмотрим еще скорость распространения электромагнитной волны в проводе, связанной с током проводимости. В главе 1 показано, что скорость распространения электромагнитной волны определяется по формуле

$$v = \frac{\chi}{\omega} \quad (1)$$

Из (2.41, 2.53) находим:

$$\chi = \sqrt{\frac{\sigma \mu \omega}{c}}. \quad (2)$$

Из (1, 2) находим:

$$v = \frac{\chi}{\omega} = \sqrt{\frac{\sigma \mu}{\omega c}}. \quad (3)$$

Например, при $\omega = 314$ в медном проводе, где $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$, $c \approx 3 \cdot 10^8$, электропроводность $\sigma \approx 5 \cdot 10^9$, эта скорость равна

$$v \approx 2.7 \frac{\text{мм}}{\text{сек}},$$

что примерно совпадает со скоростью движения свободных электронов. Таким образом, скорость движения активной электромагнитной волны в проводе совпадает со скоростью движения свободных электронов.

4. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется по формуле

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

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

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\varphi H_z - E_z H_\varphi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\varphi - E_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (3)$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$S_r = \eta (e_\varphi h_z - e_z h_\varphi) \cos \varphi, \quad (4)$$

$$S_\varphi = \eta (e_z h_r \cos^2 \varphi - e_r h_z \sin^2 \varphi), \quad (5)$$

$$S_z = \eta (e_r h_\varphi \sin^2 \varphi - e_\varphi h_r \cos^2 \varphi). \quad (6)$$

Подставляя сюда (2.30-2.32), получаем:

$$S_r = \eta (-k e_\varphi e_z + k e_z e_\varphi) \cos \varphi \sin \varphi = 0, \quad (7)$$

$$S_\varphi = \eta (k e_z e_r \cos^2 \varphi + k e_r e_z \sin^2 \varphi) = \eta k e_r e_z, \quad (8)$$

$$S_z = \eta (-k e_r e_\varphi \sin^2 \varphi - k e_\varphi e_r \cos^2 \varphi) = -\eta k e_r e_\varphi. \quad (9)$$

Из (7) следует, что отсутствует радиальный поток энергии, направленный перпендикулярно поверхности провода, но, как следует из (8, 9), существуют потоки энергии, направленные вдоль провода и по окружности провода. Оба этих потока имеют величину, постоянную во времени.

Из (3) следует, что продольный поток энергии является следствием присутствия напряженностей $E_r, H_\varphi, H_r, E_\varphi$. Но сами эти напряженности являются следствием появления напряженности E_z . Действительно, функции e_r, e_φ определяются через функцию e_z – см. (2.46, 2.47) и далее (2.30, 2.31).

Но возможен и другой случай, когда в начале провода создаются напряженности $E_r, H_\varphi, H_r, E_\varphi$. Тогда возникает продольный поток энергии. Следствием этого потока является э.д.с., описываемая в главе 15 и названная там четвертой электромагнитной индукцией. При этом в проводе устанавливаются напряженности и токи, удовлетворяющие системе уравнения Максвелла. Следовательно, и в этом случае эти напряженности и токи удовлетворяют уравнениям, полученным выше.

При известной плотности продольного потока энергии может быть найдена мощность, передаваемая по проводу:

$$P = \oint_{\varphi, r} (S_z \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr) = \oint_{\varphi, r} (\eta k r e_r e_\varphi d\varphi \cdot dr)$$

или

$$P = \frac{c}{2} k \int_0^R (r e_r e_\varphi dr). \quad (10)$$

Перепишем эту формулу с учетом (2.51а):

$$P = B^2 \frac{c}{2} k \int_0^R (r^{3-2\alpha} dr) = B^2 \frac{c}{2} k \cdot \frac{R^{4-2\alpha}}{4-2\alpha} \quad (11)$$

Вычислим еще полный поток энергии по окружности на всех окружностях внутри провода на отрезке провода длиной L:

$$P_\phi = L \int_0^R (S_\phi(r) r dr) = L \int_0^R (\eta k r e_r e_z \cdot dr)$$

или

$$P_\phi = L \eta k \int_0^R (r e_r e_z dr). \quad (12)$$

Пример 1.

На рис. 1 показаны зависимости активной мощности P_z , проходящей через провод, активной мощности P_ϕ , циркулирующей в проводе по окружности, плотности продольного тока I_z в зависимости от коэффициента α .

Величина P_ϕ иногда намного превосходит величину P_z . Причина этого рассматривается в разделе 5. Там же найден поправочный коэффициент q , с учетом которого рассчитаны реальные значения мощностей P_ϕ , показанные на графике. Зависимость этого коэффициента от коэффициента α также показана на рис. 1.

Расчеты выполнены по программе [Example02p_1.m](#) при

$$f = 500 \text{ Hz}, A = 10^{-7}, R = 1 \text{ mm}, L = 1000 \text{ cm}.$$

и для двух значений частоты, показанных на рис. 1

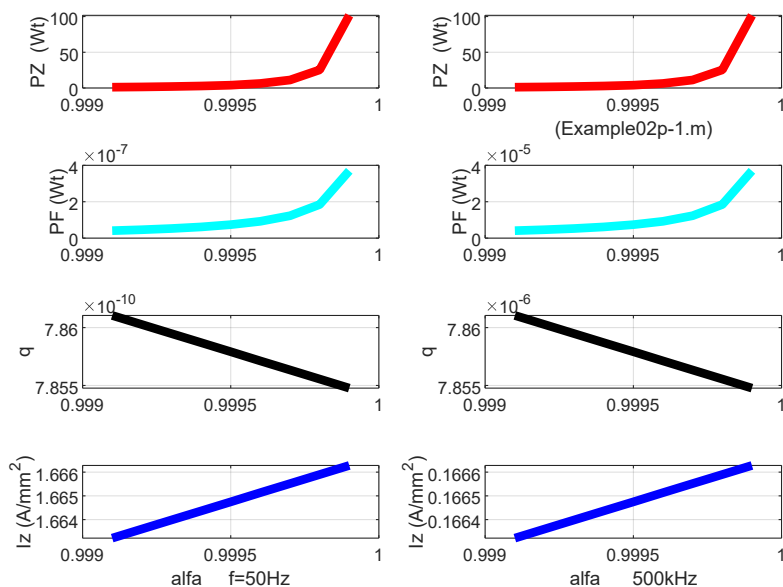


Рис. 1

5. О скорости вращения энергии

Расчет по формулам (2.15) и (2.16) показывает, что $P_z \ll P_\phi$. Этот результат противоречит экспериментам и его нельзя объяснить выбором параметров.

Для объяснения такого соотношения рассмотрим скорость вращения потока электромагнитной энергии P_ϕ по внешней окружности провода. В главе 1 показано, что вращение является следствием определения напряженностей через тригонометрические функции (11, 12), угловая скорость вращения

$$\omega_\phi = \frac{d\phi}{dt} = \frac{\omega}{\alpha}. \quad (1)$$

Тогда линейная скорость вращения по радиусу

$$v_\phi = \omega_\phi r = \frac{\omega}{\alpha} r. \quad (2)$$

Среднюю скорость вращения по кольцу со средним радиусом R_{mid} определим как

$$\bar{v}_\phi = \frac{\omega}{2\alpha} R_{mid}. \quad (3)$$

Таким образом, линейная скорость вращения потока энергии P_ϕ в проводе намного меньше продольной скорости движения потока энергии P_z , равной скорости света c . Однако плотность потоков энергии определена по формуле Пойнтинга в предположении, что скорости всех потоков равны скорости света, что оказывается неверным для вращающегося в проводе потока.

Формула Умова связывает плотность энергии w , плотность потока энергии S и скорость его движения v :

$$S = w \cdot v, \quad (4)$$

В нашем случае реальный поток вращающейся энергии

$$P_{\phi o} = w_\phi \cdot \bar{v}_\phi. \quad (5)$$

Но в формуле (2.15) этот поток определен через скорость c . Следовательно

$$P_{\phi o} = P_\phi \bar{v}_\phi / c. \quad (6)$$

Из (6, 3) находим

$$P_{\phi o} = P_\phi \frac{\omega}{2\alpha c} R_{mid}. \quad (7)$$

6. Определение значения констант A и α .

Исходными данными для расчета будем полагать продольную электрическую напряженность на поверхности провода

$$e_z(R) = A R^{-\alpha}, \quad (1)$$

окружную магнитную напряженность на поверхности провода

$$h_\phi(R) = k B R^{1-\alpha}, \quad (2)$$

и передаваемую мощность $P = \bar{S}_z$, т.к. эти величины можно измерить. Обозначим:

$$q = e_z(R) / h_\phi(R). \quad (3)$$

Тогда из (1-3, 2.51) найдем:

$$q = k \frac{2(1-\alpha)}{\chi} R \quad (4)$$

или

$$\alpha = 1 - \frac{q \chi k R}{2}. \quad (5)$$

Из (2.51, 4.11) имеем:

$$P = A^2 \left(\frac{\chi}{2(1-\alpha)} \right)^2 \frac{c k}{2} \cdot \frac{R^{4-2\alpha}}{4-2\alpha}. \quad (6)$$

или

$$P = A^2 \gamma \left(\frac{1}{1-\alpha} \right)^2 \frac{1}{16} \cdot \frac{R^{4-2\alpha}}{2-\alpha}, \quad (7)$$

где

$$\gamma = \chi^2 c k. \quad (8)$$

Из (2.54, 2.55) следует, что константа

$$\gamma = c k \chi^2 = c \sqrt{\frac{\sigma c}{\mu \omega} \frac{\sigma \mu \omega}{c}} = \sigma \sqrt{\sigma c \mu \omega}. \quad (9)$$

Уравнение (7) запишем в виде:

$$A = 4(1-\alpha) R^{2\alpha-4} \sqrt{P(2-\alpha)/\gamma}. \quad (10)$$

Таким образом, по (5, 9) могут быть найдены α и A при известных $e_z(R), h_\varphi(R), P$. Найденные α и A позволяют построить функции напряженностей и плотности потока энергии в проводе.

Пример 2.

Рассмотрим на рис. 2 указанные функции напряженностей и плотности потоков энергии в проводе, вычисленные по функции **Example02p_2.m** при

$$0.2 \text{ cm}, P = 10 \text{ Wt}, f = 50 \text{ Hz}, e_z(R) = 28 \frac{\text{V}}{\text{m}}, h_\varphi(R) = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

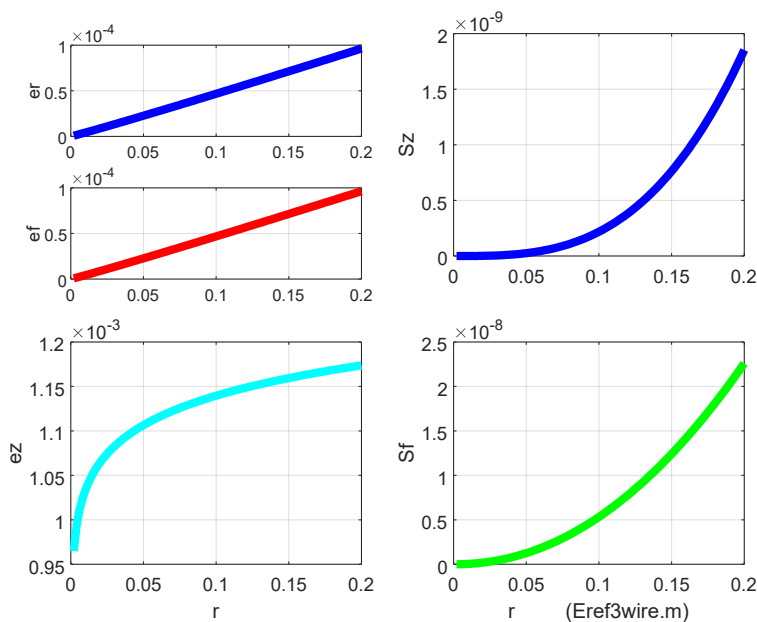


Рис. 2.

Приложение 1

Из (1.4а) для плотность продольного тока определяем величину

$$u = \frac{j_z}{\sigma} = e_{zmax}(R) = A_w R^{-\alpha_w}. \quad (1)$$

Например, при заданной плотности тока $5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ для медного провода, у которого $\frac{1}{\sigma} = 0.018 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$, находим:

$$u = \frac{j_z}{\sigma} = 5 \cdot 10^6 \cdot 0.02 \cdot 10^{-6} = 0.1 \text{ V/m}$$

или, в системе CGS,

$$u = \frac{j_z}{\sigma} = 3.3 \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

Из (1, 2) можно найти

$$A_w = u R^{\alpha_w}. \quad (3)$$

Из (3.20, 3) находим

$$\begin{aligned} P_w &= \left(\frac{\chi_w A_w}{2(1 - \alpha_w)} \right)^2 \frac{c k_w}{2} \cdot \frac{R^{4-2\alpha_w}}{4-2\alpha_w}, \\ P_w &= \frac{c k_w}{2} \left(\frac{\chi_w u}{2(1 - \alpha_w)} \right)^2 \cdot \frac{R^4}{2(2 - \alpha_w)}, \\ \frac{c k_w}{2} \frac{\chi_w^2 u^2 R^4}{8(2 - \alpha_w)(1 - \alpha_w)^2} &= P_w. \end{aligned} \quad (4)$$

Обозначим:

$$w = \frac{c k_w \chi_w^2 u^2 R^4}{16 P_w}. \quad (5)$$

Из (4, 5) находим

$$(2 - \alpha_w)(1 - \alpha_w)^2 = w$$

или

$$\alpha_w^3 - 4\alpha_w^2 + 5\alpha_w - 2 + w = 0. \quad (6)$$

Можно показать, что из уравнения (6) при $w \ll 1$ и ограничении (1.4) вида $0 < \alpha_w < 1$, могут быть найдены величины

$$\alpha_w \approx 1, \alpha_w < 1; (1 - \alpha_w) \approx 0. \quad (7)$$

Глава 2г. Решение уравнений Максвелла для реактивного тока в проводе

Оглавление

1. Введение
2. Решение системы уравнений Максвелла
3. Потоки энергии

1. Введение

Здесь мы будем искать одно из двух уравнений Максвелла для провода, кратко сформулированных в [главе 2б](#). В рассматриваемом случае уравнения Максвелла в системе СГС принимают вид:

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

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

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

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

где H, E - магнитная и электрическая напряженности соответственно, μ, ϵ - абсолютная магнитная и диэлектрическая проницаемости,

2. Решение системы уравнений Максвелла

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

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_r}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_\phi}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_z}{dt} = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_r}{dt} = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_\phi}{dt} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_z}{dt} = 0, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z – электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z – магнитные напряженности. Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = \cos(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (9)$$

$$si = \sin(\alpha\phi + \chi z + \omega t), \quad (10)$$

где α, χ, ω – некоторые константы. Решение этой задачи мы будем искать в виде:

$$H_r = h_r(r) si, \quad (11)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) co, \quad (12)$$

$$H_z = h_z(r) co, \quad (13)$$

$$E_r = e_r(r) si, \quad (14)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) co, \quad (15)$$

$$E_z = e_z(r) co, \quad (16)$$

Важно отметить, что магнитные напряженности тут имеют такой же вид, как в главе 2г для токов проводимости.

В формулах (11-13) тригонометрические функции противоположны тем, которые приняты в соответствующих формулах (11-13) главы 97.2.1. (17)

Этому утверждению присвоен номер, как формуле для удобства дальнейших ссылок.

Предположим, что

$$h_r = -k e_r, \quad (18)$$

$$h_\phi = +k e_\phi, \quad (19)$$

$$h_z = +k e_z, \quad (20)$$

Знаки в этих формулах противоположны тем, которые приняты в соответствующих формулах (25-27) главы 97.2.2. (21)

Этому утверждению присвоен номер, как формуле для удобства дальнейших ссылок.

Уравнения (1-8) мы преобразуем с учетом (18-20) к виду формул (28-35), полученному в главе 97.2.2. Но при этом надо учесть два

вышеуказанных утверждения (17, 21). Из этих утверждений следует, что в формулах (28-35) мы должны поменять знаки перед коэффициентом k и перед коэффициентами α , χ , ω , полученными при дифференцировании напряженностей H . Это означает, что знаки должны поменяться во всех слагаемых, кроме $k \frac{e_r}{r}, k \dot{e}_r, k \dot{e}_z, k \frac{e_\varphi}{r}, k \dot{e}_\varphi$.

Мы поменяем знаки только у этих слагаемых. Тогда получим переписанные уравнения (22-29) -см. ниже. Сравнивая их с уравнениями (28-35) в главе 97.2.2, замечаем, что отличие имеется только в слагаемых $-k \frac{e_r}{r} - k \dot{e}_r$. Это означает, что мы можем использовать решение, полученное в главе 97.2.2, заменив нем только знаки перед функциями e_r, \dot{e}_r .

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (22)$$

$$-\frac{e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - k \frac{\mu \omega}{c} e_r = 0, \quad (23)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu \omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (24)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu \omega}{c} e_z = 0, \quad (25)$$

$$-k \frac{e_r}{r} - k \dot{e}_r - k \frac{e_\varphi}{r} \alpha - k \chi e_z = 0, \quad (26)$$

$$-k \frac{e_z}{r} \alpha + k e_\varphi \chi - \frac{\varepsilon \omega}{c} e_r = 0, \quad (27)$$

$$-k \dot{e}_z - k e_r \chi + \frac{\varepsilon \omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (28)$$

$$+ k \frac{e_\varphi}{r} + k \dot{e}_\varphi + k \frac{e_r}{r} \alpha + \frac{\varepsilon \omega}{c} e_z = 0. \quad (29)$$

Итак, решение имеет вид:

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu \varepsilon}, \quad (30)$$

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}, \quad (31)$$

$$e_z = A r^\alpha, \quad (32)$$

$$-\dot{e}_r = \frac{+e_r}{r} (1 - \alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) e_z, \quad (33)$$

$$e_\varphi = -e_r + \frac{\alpha}{\chi r} e_z, \quad (34)$$

$$h_r = -k e_r, \quad (35)$$

$$h_\varphi = +k e_\varphi, \quad (36)$$

$$h_z = +k e_z. \quad (37)$$

4. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется по формуле

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

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

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\phi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \eta \begin{bmatrix} E_\phi H_z - E_z H_\phi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\phi - E_\phi H_r \end{bmatrix}. \quad (3)$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$S_r = \eta (e_\phi h_z - e_z h_\phi) \cos^2, \quad (4)$$

$$S_\phi = \eta (e_z h_r - e_r h_z) \cos \cdot \sin, \quad (5)$$

$$S_z = \eta (e_r h_\phi - e_\phi h_r) \cos \cdot \sin. \quad (6)$$

Подставляя сюда (2.18-2.20), получаем:

$$S_r = \eta (k e_\phi e_z - k e_z e_\phi) \cos^2 = 0, \quad (7)$$

$$S_\phi = \eta (k e_z e_r + k e_r e_z) \cos \cdot \sin = \eta k e_r e_z \cos \cdot \sin, \quad (8)$$

$$S_z = \eta (-k e_r e_\phi - k e_\phi e_r) \cos \cdot \sin = -\eta k e_r e_\phi \cos \cdot \sin. \quad (9)$$

Из (7) следует, что отсутствует радиальный поток энергии, но, как следует из (8, 9), существуют потоки энергии, направленные вдоль провода и вдоль окружности. Однако эти потоки меняют направление с удвоенной частотой. Это служит объяснением принятого в электротехнике представления о реактивной энергии. Реактивная энергия представляет собой такую энергию, в которой поток энергии пульсирует во времени.

Вычислим полный продольный поток реактивной энергии по аналогии с полным потоком активной энергии:

$$Q_z = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_\phi dr) \quad (10)$$

Вычислим еще полный поток реактивной энергии по окружности на всех окружностях внутри провода длиной L также по аналогии с полным потоком активной энергии по окружности:

$$Q_{\varphi} = L \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^R (r e_r e_z dr). \quad (11)$$

Реактивные токи представляет собой токи смещения в проводе, имеющие вид

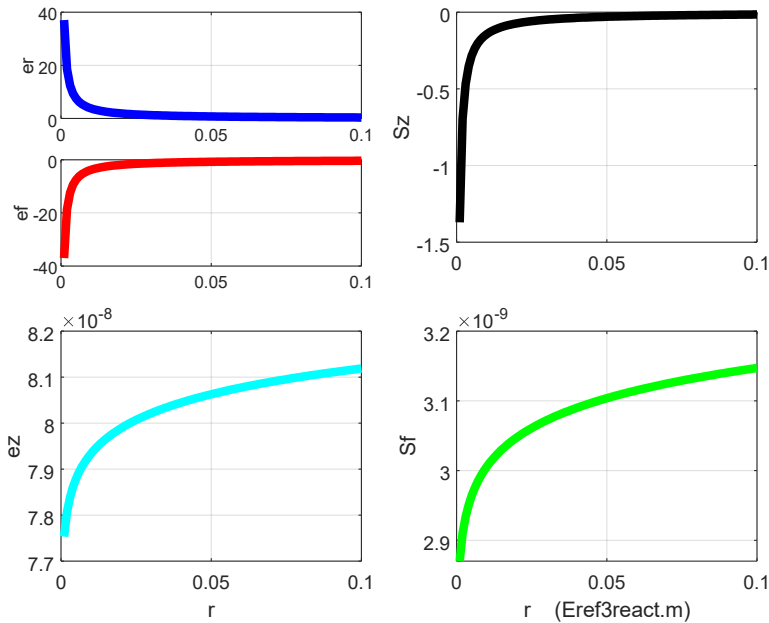
$$J_{rr} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_r}{dt}; \quad J_{\varphi r} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_{\varphi}}{dt}, \quad J_{zr} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_z}{dt}.$$

Пример 1.

При известных f, R, Q, α по найденным выше зависимостям могут быть определены функции $e_r, e_{\varphi}, e_z, S_z, S_{\varphi}$ – см. рис. 2. Расчеты выполнены по программе [Example02r_1.m](#) при

$$f = 50 \text{ kHz}, R = 1 \text{ mm}, Q = 10 \text{ Wt}, \alpha = -0.01.$$

Сравнивая этот рис. 2 с рис. 2 в главе 2 заметим, что они отличаются только знаком функции S_{φ} . В результате здесь появляется реактивная энергия Q вместо активной энергии P в главе 2



Глава 2z. Распределение зарядов на обкладках конденсатора переменного тока

Оглавление

1. Введение
2. Решение системы уравнений

1. Введение

В главе 2 найдено аналитическое решение уравнений Максвелла для электромагнитного поля, которое существует в конденсаторе переменного тока. Существенным отличием этого поля от поля в вакууме является то, что это поле имеет ненулевую электрическую напряженность по одной из координат, создаваемую внешним источником. Здесь мы рассмотрим распределение электрических зарядов на обкладках такого конденсатора. Для этого в уравнения Максвелла для конденсатора надо добавить электрические заряды. Тогда эти уравнения в системе СИ принимают вид

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

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

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

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

где

H, E - магнитная и электрическая напряженности соответственно,

μ, ε - абсолютная магнитная и диэлектрическая проницаемости диэлектрика соответственно,

ρ - плотность электрических зарядов на обкладках конденсатора.

2. Решение системы уравнений

Рассмотрим решение этой системы уравнений Максвелла. В системе цилиндрических координат r, ϕ, z эти уравнения имеют вид:

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (1)$$

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

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

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

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

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

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

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

где E_r, E_φ, E_z – электрические напряженности, H_r, H_φ, H_z – магнитные напряженности. Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности E_z . При этом появляется и ненулевая напряженность H_z . Решение этой задачи будем искать по аналогии с главой 2 в следующем виде:

$$H_r = h_r(r) \cos, \quad (9)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \sin, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \sin, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) \sin, \quad (12)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) \cos, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) \cos, \quad (14)$$

$$\rho = \rho_o(r) \cos, \quad (15)$$

$$\cos = \cos(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (16)$$

$$\sin = \sin(\alpha\varphi + \chi z + \omega t), \quad (16a)$$

где $h(r), e(r), \rho_o(r)$ – некоторые функции координаты r , а α, χ, ω – некоторые константы. На данном этапе константы α и ω считаются известными, а константа

$$\chi = \omega \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (16b)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что функции (13-16) преобразуют систему уравнений (1-8) с четырьмя аргументами r, φ, z, t в систему уравнений с одним аргументом r и неизвестными функциями $h(r), e(r), \rho_o(r)$. Эта система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\varphi(r)}{r} \alpha - \chi \cdot e_z(r) = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (17)$$

$$\frac{-1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \mu\omega h_r = 0, \quad (18)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \mu\omega h_\varphi = 0, \quad (19)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \mu\omega h_z = 0, \quad (20)$$

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

$$\frac{1}{r} h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi + \sigma e_r(r) = 0, \quad (22)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) - \sigma e_\varphi(r) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \alpha - \sigma e_z(r) = 0. \quad (24)$$

По аналогии с главой 2 предположим, что

$$h_r = k e_r, \quad (25)$$

$$h_\varphi = k e_\varphi. \quad (26)$$

$$h_z = k e_z. \quad (27)$$

Выполним замену переменных по (25-27) в уравнениях (17-24) и перепишем их:

$$\frac{e_r}{r} + e'_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi \cdot e_z = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (28)$$

$$\frac{-1}{r} \cdot e_z \alpha + e_\varphi \chi - k\mu\omega e_r = 0, \quad (29)$$

$$e_r \chi - e'_z + k\mu\omega e_\varphi = 0, \quad (30)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + e'_\varphi - \frac{e_r}{r} \cdot \alpha + k\mu\omega e_z = 0, \quad (31)$$

$$k \frac{e_r}{r} + k e'_r + k \frac{e_\varphi}{r} \alpha + k \chi \cdot e_z = 0, \quad (32)$$

$$k \frac{1}{r} e_z \alpha - k e_\varphi \chi + \sigma e_r = 0, \quad (33)$$

$$-k e_r \chi - k e'_z - \sigma e_\varphi = 0, \quad (34)$$

$$k \frac{e_\varphi}{r} + k e'_\varphi + k \frac{e_r}{r} \alpha - \sigma e_z = 0. \quad (35)$$

Вычтем (35) из (31) и получим:

$$\frac{-e_r}{r} \cdot 2\alpha - \left(k\mu\omega + \frac{\sigma}{k}\right) e_z = 0. \quad (36)$$

Сложим (29) и (33) и получим:

$$k = \sqrt{\frac{\sigma}{\mu\omega}}. \quad (37)$$

Сложим (30) и (34) и получим:

$$-2e'_z + \left(k\mu\omega - \frac{\sigma}{k}\right) e_\varphi = 0, \quad (38)$$

Из (37) и (38) найдем:

$$-2e'_z = 0$$

или

$$e_z = Ar. \quad (39)$$

где C – константа. Из (36, 39) получим:

$$\frac{-e_r}{r} \cdot 2\alpha - \left(k\mu\omega + \frac{\sigma}{k}\right) Ar = 0$$

или

$$e_r = \frac{-\sigma}{k\alpha} Ar^2 \quad (40)$$

Из (29, 39, 40) получим:

$$\frac{-1}{r} \alpha Ar + e_\varphi \chi + k\mu\omega \frac{\sigma}{k\alpha} Ar^2 = 0$$

или

$$e_\varphi = \frac{A}{\chi} \left(\alpha - \mu\omega \frac{\sigma}{\alpha} r^2 \right), \quad (41)$$

Из (28, 40, 41, 39) получим:

$$\begin{aligned} \rho &= \varepsilon \left(\frac{e_r}{r} + e'_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi \cdot e_z \right) = \dot{i} \\ \varepsilon \left(\frac{-\sigma}{k\alpha} Ar^2 \frac{1}{r} - \frac{2\sigma}{k\alpha} Ar - \frac{1}{r} \alpha \frac{A}{\chi} \left(\alpha - \mu\omega \frac{\sigma}{\alpha} r^2 \right) - \chi Ar \right) &= \dot{i} \\ \varepsilon A \left(\frac{-3\sigma}{k\alpha} r - \frac{1}{r} \frac{\alpha}{\chi} \left(\alpha - \mu\omega \frac{\sigma}{\alpha} r^2 \right) - \chi r \right) &= \dot{i} \\ \varepsilon A \left(\frac{-3\sigma}{k\alpha} r - \frac{1}{r} \frac{\alpha^2}{\chi} + \frac{\sigma}{\chi} \mu\omega r - \chi r \right) &= \dot{i} \\ \varepsilon A \left(\left(\frac{\sigma}{\chi} \mu\omega - \frac{3\sigma}{k\alpha} - \chi \right) r - \frac{1}{r} \frac{\alpha^2}{\chi} \right) &= \dot{i} \end{aligned}$$

Подставляя сюда (16b, 37) получим:

$$\rho = \varepsilon A \left(\left(\frac{\sigma}{\omega \sqrt{\mu \varepsilon}} \mu \omega - \frac{3\sigma}{\alpha} \sqrt{\frac{\mu \omega}{\sigma}} - \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \right) r - \frac{1}{r} \frac{\alpha^2}{\omega \sqrt{\mu \varepsilon}} \right)$$

или

$$\rho = \varepsilon A \left(\sqrt{\mu} \left(\sigma \sqrt{\frac{\omega}{\varepsilon}} - \frac{3}{\alpha} \sqrt{\sigma \omega} - \omega \sqrt{\varepsilon} \right) r - \frac{1}{r} \frac{\alpha^2}{\omega \sqrt{\mu \varepsilon}} \right). \quad (42)$$

Итак, мы получили следующие соотношения:

$$\rho = \varepsilon A \left(r \sqrt{\mu} \left(\sigma \sqrt{\frac{\omega}{\varepsilon}} - \frac{3}{\alpha} \sqrt{\sigma \omega} - \omega \sqrt{\varepsilon} \right) - \frac{1}{r} \frac{\alpha^2}{\omega \sqrt{\mu \varepsilon}} \right), \quad (42)$$

$$e_z = Ar, \quad (39)$$

$$e_r = -A \frac{\sigma}{k\alpha} r^2 = -A \frac{1}{\alpha} r^2 \sqrt{\mu \omega \sigma}, \quad (40)$$

$$e_\varphi = \frac{A}{\chi} \left(\alpha - \mu \omega \frac{\sigma}{\alpha} r^2 \right), \quad (41)$$

$$h_r = k e_r, \quad (25)$$

$$h_\varphi = k e_\varphi, \quad (26)$$

$$h_z = k e_z, \quad (27)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}, \quad (16b)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sigma}{\mu \omega}}. \quad (37)$$

В этой математической модели остались неопределенными две константы: α, A . Для их определения можно использовать две величины, данные по условиям эксперимента. Продольная напряженность (вдоль оси oz) может быть измерена как E_o и определена как среднеквадратичная величина \widehat{E}_z вычисленной напряженности E_z . Активная мощность P может быть измерена и вычислена как поток электромагнитной энергии \widehat{S}_z , проходящий через конденсатор (вдоль оси oz).

Напомним, что в математической модели внутреннего поля конденсатора, также остались неопределенными две константы: α, A_1 . Для их определения также можно использовать те же две величины \widehat{E}_z и \widehat{S}_z . Важно отметить, что они являются общими для обеих моделей и общей является величина α . Но константы A, B и A_1 различны для разных моделей (поэтому мы ввели обозначение A_1).

Итак, мы можем записать:

$$E_o = \widehat{E}_z = f_1(\alpha, A, B),$$

$$E_o = \widehat{E}_z = f_2(\alpha, A_1),$$

$$P = \widehat{S}_z = f_3(\alpha, A, B),$$

$$P = \widehat{S}_z = f_4(\alpha, A_1),$$

где индексами ρ и e обозначены модель заряда и модель поля соответственно. Таким образом, мы имеем 4 уравнения для определения 4 констант α, A, B, A_1 .

Глава 3. Решение уравнений Максвелла для магнитной цепи переменного тока

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 вида (2.2.1-2.2.8) и решение этих уравнений в виде (2.2.11-2.2.18с), где функции $h(r)$, $e(r)$, $j(r)$ определяются в приложении 1 главы 2 при данных значениях параметров A, α, χ, ω .

Здесь также, как в главе 2, определяются потоки электромагнитной энергии с плотностями (2.2.36-2.2.37). Поток электромагнитной энергии вдоль магнитной цепи S_z равен и активной мощности P , передаваемой по магнитной цепи,

$$P = S_z. \quad (1)$$

В главе 2, раздел 2а показано, что, если задать значение двух величин из множества

$$E_r, E_\varphi, E_z, H_r, H_\varphi, H_z, S_r, S_\varphi, S_z, \quad (2)$$

то из полученного решения уравнений Максвелла можно найти значение параметров A, α , а затем найти значение остальных величин из множества (2).

Пусть, например, определена магнитодвижущая сила в магнитной цепи с длиной L

(3)

и активная мощность, передаваемая по магнитной цепи,

$$P = S_z. \quad (4)$$

Тогда при известных F и P можно найти и S_z , из полученного решения уравнений Максвелла можно найти значение параметров A, α , а затем найти значение остальных величин из множества (2).

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.

Такая электромагнитная волна распространяется в магнитной цепи трансформатора. Вместе с ней по магнитной цепи распространяется магнитный поток и поток электромагнитной энергии. Важно отметить, что величина магнитного потока не изменяется при изменении нагрузки. Следовательно, именно поток электромагнитной энергии переносит энергию от первичной обмотки ко вторичной обмотке. Итак, поток энергии не зависит от магнитного потока. Здесь можно заметить аналогию с передачей тока по электрической цепи, где один и тот же ток может предавать различную энергию. Этот вопрос подробно рассматривается в главе 5. Там показано, что поток энергии при данной плотности тока (в рассматриваемом случае, при данной плотности магнитного потока) передаваемая мощность может принимать практически любое значение в зависимости от значений величин χ, α , т.е. от плотности винтовой траектории тока (в рассматриваемом случае, при данной плотности магнитного потока). Следовательно, передаваемая мощность определяется плотностью винтовой траектории электромагнитной энергии при фиксированной величине магнитного потока.

Глава 4с. Специальные трансформаторы

Оглавление

1. Вступление \ 1
2. Трансформатор Маркова \ 1
3. Трансформатор Зацаринина \ 2
4. Трансформатор Позыничя \ 3

1. Вступление

В главе 2, раздел 3 показано, что в проводе ток может возникнуть не только в результате приложенного переменного напряжения U , но в результате приложенной внешней продольной магнитодвижущей силы F . Для того и другого случая в проводе создаются равные токи, если в системе СИ

$$F = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\mu}} U. \quad (0)$$

В главе 2, раздел 2а показано также, что в проводе существует продольная магнитная напряженность с **незамкнутыми** линиями продольной магнитной напряженности.

2. Трансформатор Маркова

Известен трансформатор Маркова [150, 151] – см. рис. 1. В отличие от обычного трансформатора этот трансформатор имеет вытянутую форму магнитопровода, две первичные обмотки и вторичную обмотку, которая намотана поверх первичных обмоток. Первичные обмотки включены встречно и создают встречные магнитные потоки.

По новому закону индукции Маркова магнитный поток в проводнике может индуцироваться одновременно в обоих противоположных направлениях. После нескольких лет экспериментов и практических исследований Марков сумел доказать обоснованность своей теории, разработать работоспособный трансформатор на его основе и получить несколько международных патентов на свое изобретение. Преимуществом трансформаторов Маркова является то,

что они могут индуцировать необходимое напряжение даже от «худшего железа» и могут иметь значительно уменьшенные размеры.

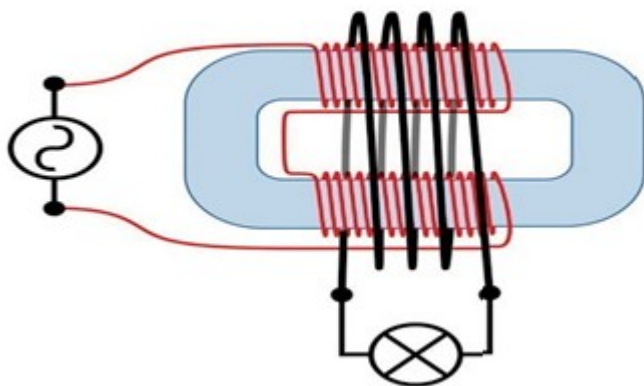


Рис. 1.

По существующим представлениям линии магнитной напряженности должны быть замкнутыми. Встречно включенные обмотки с равным числом витков в трансформаторе Маркова не допускают существование замкнутых линий магнитной напряженности. Следовательно, их нет вообще. Этот вывод (надо думать) заставил Маркова создавать новую теорию.

Выше указано, существование незамкнутых линий магнитной напряженности возможно. Этим объясняется функционирование трансформатора Маркова.

3. Трансформатор Зацаринина

Известен трансформатор Зацаринина [120]. Этот трансформатор представляет собой соленоид, по оси которого расположен стержень из любого токопроводящего материала. Если на обмотку соленоида подается напряжение U_1 , то на стержне также возникает напряжение U_2 . Стержень может быть соединен с нагрузкой (например, лампочкой) и тогда мощность P_1 от источника напряжения U_1 передается в нагрузку, которая потребляет мощность $P_1 < P_2$. Известны и другие эксперименты с трансформатором Зацаринина.

Этот факт - *появление напряжения в стержне* не является следствием закона электромагнитной индукции. Однако в соленоиде присутствует продольная составляющей магнитной напряженности и, следовательно, есть магнитодвижущая сила F . Следовательно, трансформатор

Зацаринина доказывает предыдущее теоретическое утверждение: ток может возникнуть в результате приложенной внешней продольной магнитодвижущей силы F .

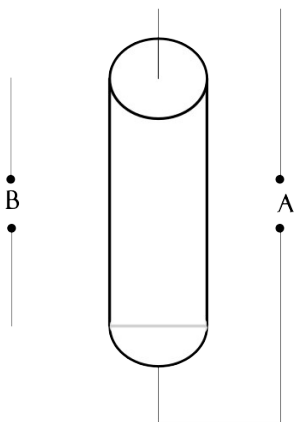


Рис. 2.

4. Трансформатор Позынича

Известен коаксиальный трансформатор Позынича - КТП [121]. В этом трансформаторе оболочка и центральный провод включаются как обмотки трансформатора – см. рис. 2. Возможны две схемы включения.

1. Центральный провод – это первичная обмотка КТП, подключенная к источнику напряжения; оболочка – это вторичная обмотка КТП.
2. Оболочка – это первичная обмотка КТП, подключенная к источнику напряжения; центральный провод – это вторичная обмотка КТП.

При этом первичная обмотка КТП подключается к источнику напряжения, а вторичная – к нагрузке.

Эксперименты показали, что в обоих режимах коэффициент трансформации был равен 1.

КТП нельзя отождествить с выше рассмотренным трансформатором Зацаринина (хотя внешние проявления похожи). Схема КТП не совпадает со схемой известного коаксиального трансформатора (поскольку последний является двух-полюсником, а КТП является четырех-полюсником).

Как будет показано ниже, функционирование КТП в режиме 2 не может быть объяснено законом электромагнитной индукции.

Все эти особенности КТП требуют объяснения.

В режиме 1 в центральном проводе существует ток с плотностью

$$J_{zp} = j_{zp} \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t) \quad (1)$$

см. главу 2р. В соответствии с законом электромагнитной индукции этот ток создает в оболочке магнитную напряженность

$$H_{\varphi o} = \frac{dJ_{zp}}{dt} = \omega j_{zp} \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t). \quad (2)$$

Эта напряженность создает в оболочке продольную электромагнитную волну. Эта электромагнитная волна создает четвертую электромагнитную индукцию, которая, в свою очередь, создает ток

$$J_{zo} = j_{zo} \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t). \quad (3)$$

Таким образом, ток (1) трансформируется в ток (3).

В **режиме 2** оболочка кабеля находится под переменным напряжением, т.е. эта оболочка является трубчатым проводом. Ток оболочки в целом не должен создавать в центре трубы магнитную напряженность, поскольку элементарные токи по всем образующим цилиндра создают напряженности, которые в силу симметрии взаимно компенсируются. Однако, как показывает эксперимент, ток по центральному проводу течет. Он может быть вызван только магнитной напряженностью. Итак, "по Фарадею" магнитной напряженности нет, а "по Позыничу" магнитная напряженность есть. Это требует объяснения.

В **режиме 2** в оболочке, как в трубчатом проводе, существует ток с плотностью

$$J_{zo} = j_{zo} \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t). \quad (4)$$

см. главу 2р. При этом в полости трубчатого провода (как в середине обычного провода) создается продольная магнитная напряженность

$$H_{\varphi o} = h_{\varphi o} \cos(\alpha \varphi + \chi z + \omega t). \quad (5)$$

Центральный провод находится в области существования этой напряженности. Эта напряженность (5) создает в проводе продольную электромагнитную волну. Эта электромагнитная волна создает четвертую электромагнитную индукцию, которая, в свою очередь, создает ток

$$J_{zp} = j_{zp} \sin(\alpha \varphi + \chi z + \omega t). \quad (6)$$

Таким образом, ток (4) трансформируется в ток (6).

Этот факт (как показывалось) не является следствием закона электромагнитной индукции. В связи с этим следует заметить, что уравнения Максвелла явились обобщением этого и некоторых других частных законов. Это обобщение охватывает такую область явлений, которая больше областей, относящихся к каждому частному закону. Поэтому следствие уравнений Максвелла может описать явление, не

подпадающее под действие закона электромагнитной индукции (но не может противоречить этому закону там, где он действует).

В главе 2 доказана УНР-теорема, в которой утверждается, что **вне зависимости от параметров провода** существует однозначная зависимость между электрическим напряжением U на проводе, продольной магнитной напряженностью в проводе H и активной мощностью P , передаваемой по проводу,

$$U = f(H, P). \quad (8)$$

В нашем случае на оболочке и центральном проводе существует общая напряженность H , а между оболочкой и центральным проводом при любом режиме включения КТП передается мощность P . Следовательно, напряжения U на оболочке и центральном проводе должны совпадать при любом режиме включения КТП.

Именно это и наблюдается в экспериментах.

Таким образом, КТП описывается 16-ю уравнениям с 16-ю неизвестными вида

$$\begin{aligned} E_{pr}, H_{pr}, J_{pr}, E_{p\phi}, H_{p\phi}, J_{p\phi}, J_{pz}, \\ E_{\dot{z}}, H_{\dot{z}}, J_{\dot{z}}, E_{o\phi}, H_{o\phi}, J_{o\phi}, J_{oz}, E_z, H_z. \end{aligned} \quad (9)$$

Такая система уравнений имеет единственное решение. Эта система является системой дифференциальных уравнений (поскольку таковыми являются уравнения для провода в главе 2). Следовательно, решение зависит от начальных условий.

По полученному решению (9) может быть определен поток энергии, проходящий через КТП, т.е. мощность, передаваемую через КТП или мощность нагрузки, равную мощности генератора. Следовательно, начальные условия определяют мощность нагрузки.

Физически, конечно, все происходит наоборот: мощность генератора определяет начальные условия, а начальные условия определяют вид решения.

Таким образом, существование перечисленных трансформаторов является еще одним экспериментальным подтверждением развиваемой в этой книге теории.

Глава 5. Решение уравнений Максвелла для провода постоянного тока

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Математическая модель \ 3
3. Расчет токов и напряженностей \ 7
4. Потоки энергии \ 10
5. Расчет всех параметров \ 15
6. Скорость движения энергии в проводе \ 18
7. Скорость движения энергии из аккумулятора \ 19
8. Обсуждение \ 21

1. Введение

В [7, 9-11] было показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру. Ток J в проводе создает в теле провода магнитную индукцию B , которая действует на электроны с зарядом q_e , движущиеся со средней скоростью v в направлении, противоположном току J , силой Лоренца F , заставляя их смещаться к центру провода – см. рис. А.

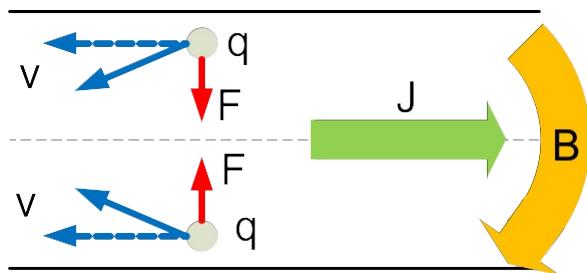


Рис А.

В связи с известным распределением индукции B по сечению провода сила F убывает от поверхности провода к центру – см. рис. В,

где показано изменение силы F в зависимости от радиуса r , на котором находится электрон.

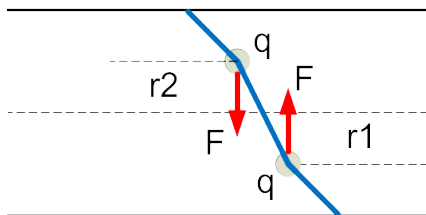


Рис В.

Таким образом, можно полагать, что в теле провода существуют элементарные токи I , начинающиеся на оси и направленные по некоторым углом α к оси провода – см. рис. С.

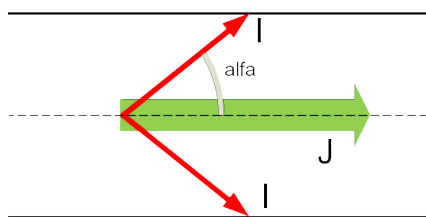


Рис С.

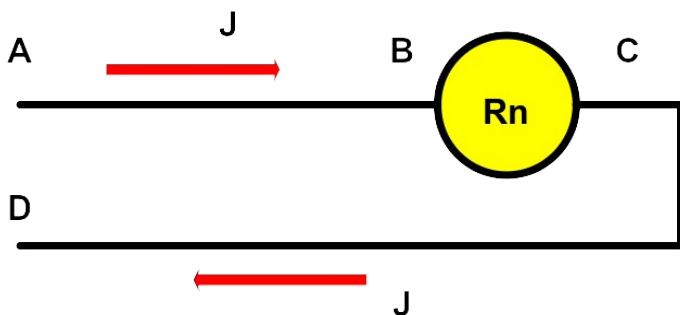


Рис. 1.

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 R_n . В этой нагрузке расходуется некоторая мощность P . Следовательно, поток энергии на участке АВ 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 имеют вид:

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

$$\operatorname{rot}(H)-J=0, \quad (b)$$

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

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

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

- токи с плотностью J_r, J_ϕ, J_z ,
- магнитные напряженности H_r, H_ϕ, H_z ,
- электросопротивление ρ .

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

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (d)} \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = J_r, \quad \text{см. (b)} \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\phi, \quad \text{см. (b)} \quad (3)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = J_z, \quad \text{см. (b)} \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (c)} \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial \phi} - \frac{\partial J_\phi}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (a)} \quad (6)$$

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

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

В решении необходимо найти плотности распределения всех напряженностей и токов. 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 основному 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 основному 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).
10. ток J_z формирует кольцевое магнитное поле H_ϕ и радиальное магнитное поле H_r - см. (4); и т.д.

Таким образом основной ток J_o создает 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

- А. Вертикальный поток энергии был равен передаваемой мощности,
- В. 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 условиям А и В.

Мы будем искать решение в виде следующих функций:

$$J_r = j_r \sin + J_{ro}, \quad (12)$$

$$J_\varphi = j_\varphi \cos + J_{\varphi o}, \quad (13)$$

$$J_z = j_z \cos + J_{zo}, \quad (14)$$

$$H_r = h_r \cos + H_{ro}, \quad (15)$$

$$H_\varphi = h_\varphi \sin + H_{\varphi o}, \quad (16)$$

$$H_z = h_z \sin + H_{zo}, \quad (17)$$

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

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

где α, χ – некоторые константы, $j_z(r), h_z(r), J_{zo}(r), H_{zo}(r)$ и т.п. – некоторые функции координаты r .

При таком определении искомых функций полная система уравнений должна быть использована для вычисления первых слагаемых в уравнениях (12-13), т.е. для определения искомых функций в виде

$$J_r = j_r \sin, \quad (12)$$

$$J_\varphi = j_\varphi \cos, \quad (13)$$

$$J_z = j_z \cos, \quad (14)$$

$$H_r = h_r \cos, \quad (15)$$

$$H_\varphi = h_\varphi \sin, \quad (16)$$

$$H_z = h_z \sin, \quad (17)$$

Для вычисления функций $J_{zo}(r), H_{zo}(r)$ необходимо выделить из слагаемых в этих уравнениях только те члены, которые не зависят от φ и z . При этом получается следующая система уравнений:

$$\frac{H_{ro}}{r} + \frac{\partial H_{ro}}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_{zo}}{\partial r} = J_{\varphi o}, \quad (3)$$

$$\frac{H_{\varphi o}}{r} + \frac{\partial H_{\varphi o}}{\partial r} = J_{zo}, \quad (4)$$

$$\frac{J_{ro}}{r} + \frac{\partial J_{ro}}{\partial r} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{J_{\varphi o}}{r} + \frac{\partial J_{\varphi o}}{\partial r} = 0. \quad (8)$$

Решая эту систему уравнений, находим из (8,5,1,4) последовательно

$$J_{\phi o} = F/r \quad \text{из (8)}$$

$$J_{r o} = P/r \quad \text{из (5)}$$

$$H_{r o} = L/r \quad \text{из (1)}$$

$$H_{\phi o} = V r^{\beta-1}, J_{z o} = V \beta r^{\beta-2} \quad \text{из (4)}$$

$$\frac{\partial H_{z o}}{\partial r} = J_{\phi o} = F/r \quad \text{или } H_{z o} = F \ln(r) \quad \text{из (3)}$$

где F, P, L, V, β - некоторые константы.

В главе 5z подробно рассматривается первая часть решения уравнений Максвелла, т.е. вычисление функций (без констант). При этом доказывается для провода постоянного тока, что решение системы (1-8) существует при ненулевых токах J_r, J_ϕ, J_z .

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

$$\Delta\phi \equiv \Delta z. \quad (18)$$

Таким образом, на цилиндре постоянного радиуса r существует траектория точки, описываемая формулами (10, 11, 18). Такая траектория является винтовой линией. С другой стороны, в соответствии с (12-17) через каждую окружность проходит множество траекторий, на которых напряженности и плотности токов изменяются синусоидально в зависимости от ϕ . Следовательно,

линия на цилиндре постоянного радиуса r , по которой точка движется так, что все напряженности и плотности токов остаются постоянными, является винтовой линией.

На основе этого предположения можно построить траекторию движения заряда в соответствии с функциями (10, 11). На рис. 1 показаны три винтовые линии при $\Delta\phi = \Delta z$, 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 $\alpha=2, \chi=1.6$.

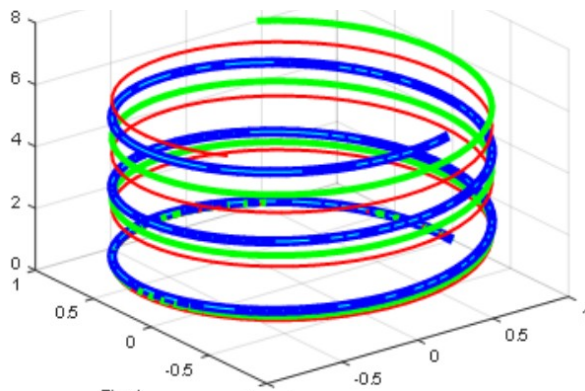


Рис. 1.

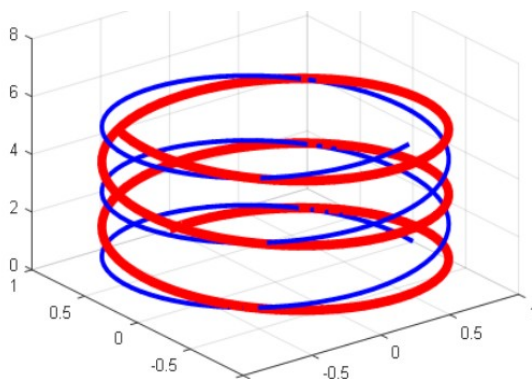


Рис. 2.

На рис. 1 показаны винтовые линии для функций JuH , определенных по (10-17), а именно для суммарного тока с проекциями J_φ и J_z при $r = \text{const}$. Эти проекции определяются по (13, 14), т.е. зависят от функции si . Однако функции JuH могут быть определены следующим образом:

$$\overline{J_r} = j_r \text{co}, \quad (19)$$

$$\overline{J_\varphi} = j_\varphi \text{si}, \quad (20)$$

$$\overline{J_z} = j_z \text{si}, \quad (21)$$

$$\overline{H_r} = h_r \text{si}, \quad (22)$$

$$\overline{H_\varphi} = h_\varphi \text{co}, \quad (23)$$

$$\overline{H_z} = h_z \text{co}. \quad (24)$$

Отличие этих функций от функций (10-17) состоит в том, что функции co заменены на функции si и наоборот. На рис. 2 показаны винтовые линии

- для функций J и H , определенных по (13, 14), как на рис. 1, и зависящих от функции co (см. тонкую линию) и
- для функций J и H , определенных по (20, 21) и зависящих от функции si (см. толстую линию).



Рис. 3.

Сам факт существования вокруг проводника с постоянным током магнитного поля, имеющего спиралеобразную конфигурацию, установлен еще Эрстедом в 1820 г. [127, стр. 184]. На рис. 3 показана фотография провода, смоченного магнитной жидкостью (увеличено в 20 раз). Видны спиральные линии, образуемые магнитной жидкостью. Эта фотография свидетельствует о существовании спиральных линий магнитной напряженности.

3. Расчет токов и напряженностей

В главе 5z рассматривается решение системы дифференциальных уравнений (2.1-2.8) в виде функций (2.10-2.17). Определяются функции $j_r(r), j_\phi(r), j_z(r), h_r(r), h_\phi(r), h_z(r)$ в зависимости от значения двух параметров: α и χ . Эти функции определяются следующей системой уравнений:

$$h_z''(r) + h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0, \quad (18)$$

$$h_\phi(r) = \frac{\alpha}{\chi} \left(\frac{h_z(r)}{r} - j_r(r) \right), \quad (19)$$

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} \left(h_z'(r) + j_\phi(r) \right), \quad (20)$$

$$h_{\varphi}(r) = \frac{\alpha}{\chi} \frac{h_z(r)}{r}, \quad (26)$$

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} h'_z(r), \quad (27)$$

причем $r \geq R$, где R – радиус провода.

Найдем значение среднего осевого тока J_{zmid} в проводе с радиусом R , который создается плотностью тока $j_z(r)$. Можно полагать, что ток в объеме сечения провода толщиной dz движется, вращаясь вдоль оси провода. Если ВЕСЬ объем провода заполнен спиралями тока, то средний осевой ток в проводе может быть определен по формуле вида:

$$J_{zmid} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^R j_z(r) r dr \right) d\varphi = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int_0^R j_z(r) r dr$$

или

$$J_{zmid} = \frac{2}{R^2} \int_0^R j_z(r) r dr. \quad (1)$$

Аналогично найдем значение среднего радиального тока J_{rmid} , направленного по ВСЕМ радиусам провода некоторого сечения,

$$J_{rmid} = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^R j_r(r) 2\pi r dr \right) \cos(\alpha \varphi + \chi z) d\varphi = 4\pi \int_0^R j_r(r) r dr \quad (2)$$

Найдем также значение среднего кругового тока $J_{\varphi mid}$, текущего по всем окружностям некоторого сечения,

$$J_{\varphi mid} = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^R j_{\varphi}(r) 2\pi r dr \right) \cos(\alpha \varphi + \chi z) d\varphi = 4\pi \int_0^R j_{\varphi}(r) r dr \quad (3)$$

Аналогично можно определить средние магнитные напряженности:

$$H_{zmid} = \frac{2}{R^2} \int_0^R h_z(r) r dr. \quad (4)$$

$$H_{rmid} = 4\pi \int_0^R j_r(r) r dr \quad (5)$$

$$H_{\varphi mid} = 4\pi \int_0^R j_{\varphi}(r) r dr \quad (6)$$

4. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется, как известно, по формуле:

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

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	$\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$
Магнитная индукция	B	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-2} / \text{А}$
Магнитная напряженность	H	$\text{А} / \text{м}$
Электрическая напряженность	E	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{м} \cdot \text{А}^{-1}$
Электрический заряд	q	$\text{с} \cdot \text{А}$
Объемная плотность силы Лоренца	F	$\text{Н} \cdot \text{м}^{-3} = \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{м}^{-2}$
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 этого тока. Следовательно, можно утверждать, что вектор Пойнтинга создает э.д.с. в проводнике. Этот вопрос с другой стороны рассмотрен в главе 15, 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.

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

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

- см. рис 4.1. Суммарная плотность потока в каждой точке цилиндрической поверхности, направленного по радиусу,

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

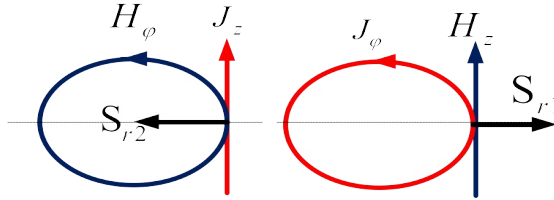


Рис. 4.1.

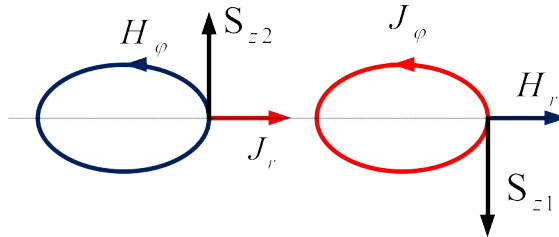


Рис. 4.2.

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

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

- см. рис 4.2. Суммарная плотность потока в каждой точке сечения цилиндра, направленного по вертикали,

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

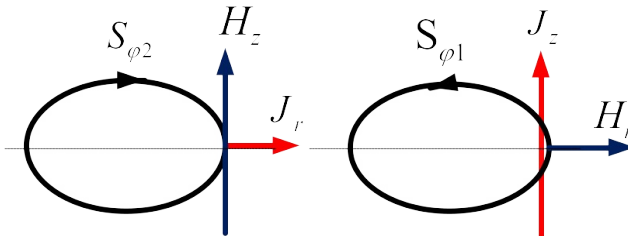


Рис. 4.3.

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

$$S_{\phi 1} = \rho J_z H_r, \quad S_{\phi 2} = -\rho J_r H_z, \quad (10)$$

- см. рис 4.3. Суммарная плотность потока в каждой точке цилиндрической поверхности, направленного по окружности,

$$S_{\phi} = S_{\phi 1} + S_{\phi 2} = \rho (J_z H_r - J_r H_z) \quad (11)$$

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

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

Из (12, 2.12-2.17) находим:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_{\phi} \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \begin{bmatrix} (j_{\phi} h_z \cos \cdot \sin - (j_z \cos + j_o)(h_{\phi} \sin + H_{\phi o})) \\ (j_z h_r \cos^2 - j_r h_z \sin^2) + j_o h_r \cos \\ (j_r h_{\phi} \sin^2 - j_{\phi} h_r \cos^2) + j_r \sin H_{\phi o} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

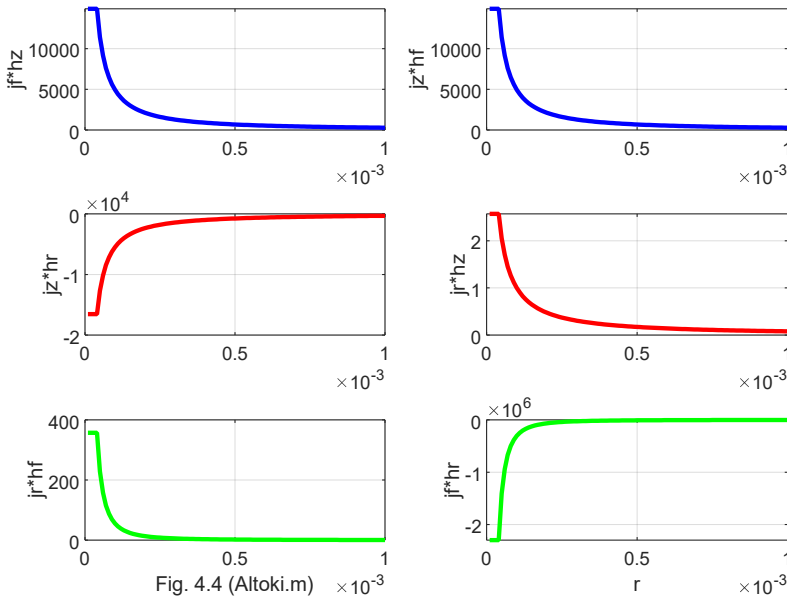


Fig. 4.4 (Altoki.m) $\times 10^{-3}$

Пример 2. На рис. 4.4 показаны произведения логарифмов функций вида $j_\phi h_z$, приведенные в формуле (14). Вычисления выполнены при условиях примера 1 из раздела 3 при $\rho = 0.018 \cdot 10^{-6}$ для меди. Видно, что величины из $S_z(r)$ существенно (на три порядка) превосходят величины из $S_r(r)$ и $S_\phi(r)$. Поэтому далее мы подробнее рассмотрим только плотность потока энергии по оси провода. Кроме того, далее мы не будем учитывать слагаемые, которые при интегрировании обращаются в ноль.

Итак, рассмотрим плотность осевого потока энергии из (13):

$$S_z = \rho (j_r h_\phi s i^2 - j_\phi h_r c o^2) \quad (15)$$

На площади сечения провода плотность осевого потока энергии равна

$$S_{zR} = \rho \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(d\phi \int_{r=0}^R S_z 2\pi r dr \right) = 2\pi \rho \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(d\phi \int_{r=0}^R (j_r h_\phi s i^2) r dr \right) - \int_{\phi=0}^{2\pi} \left(d\phi \int_{r=0}^R (c o^2) r dr \right)$$

или

$$S_{zR} = 2\pi^3 \rho \int_{r=0}^R (j_r h_\phi - j_\phi h_r) r dr. \quad (16)$$

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

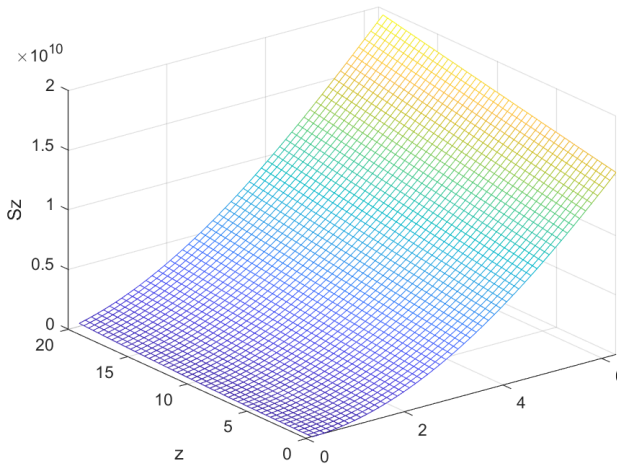
Продольный поток энергии S_{zR} равен мощности P , передаваемой по проводу:

$$P = S_{zR}. \quad (17)$$

Заметим, что эта мощность изменяется вдоль провода, т.к. часть энергии тратится на тепловые потери.

Пример 3.

Рассмотрим еще функцию (16). На рис. 4.5 показана эта функция при $\alpha = 0.1$, $\chi = 0.005$, радиусе провода $R = 0.001$ и $\rho = 0.018 \cdot 10^{-6}$ для меди. Видно, что она всегда неотрицательна. Среднее значение $P = S_{zR} = 15000$.



fi Fig. 4.5 (Meisner.m)

5. Расчет всех параметров

При данных α и χ могут быть найдены плотности токов и напряженности, а также средний осевой ток J_{zmid} - см. (3.1). Могут быть также найдены магнитные напряженности ВНЕ провода.

При известных плотностях токов и напряженностей могут быть найдены потоки энергии, как показано в разделе 4.

Важно еще раз отметить, что передаваемая мощность P и полный осевой ток J_o независимы. Этот факт позволяет выполнить полный расчет следующим образом:

- при известном радиусе R , и известной мощности P и материале провода определяются значения констант α и χ , т.к. функция $P(\alpha, \chi)$ является однозначной;
- при известных α и χ по (3.1) определяется ток J_{zmid} ;
- по известным параметрам α и χ определяются функции $j_r(r), j_\phi(r), j_z(r), h_r(r), h_\phi(r), h_z(r)$ - см. раздел 3
- по известным параметрам α и χ определяются магнитные напряженности вне провода $h_r(r), h_\phi(r), h_z(r)$ - см. приложение 3 в главе 5z.

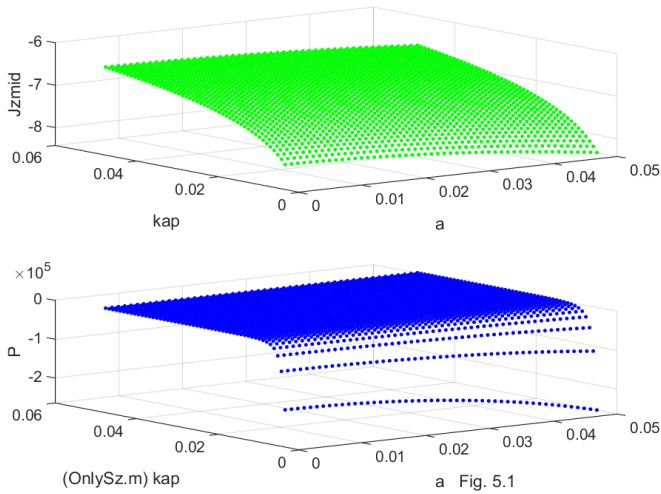
Пример 1.

На рис. 5.1 показаны функции $P(\alpha, \chi)$ и $J_{zmid}(\alpha, \chi)$, полученные при $R=0.002$ для медного провода с $\rho=0.018 \cdot 10^{-6}$. Мощность

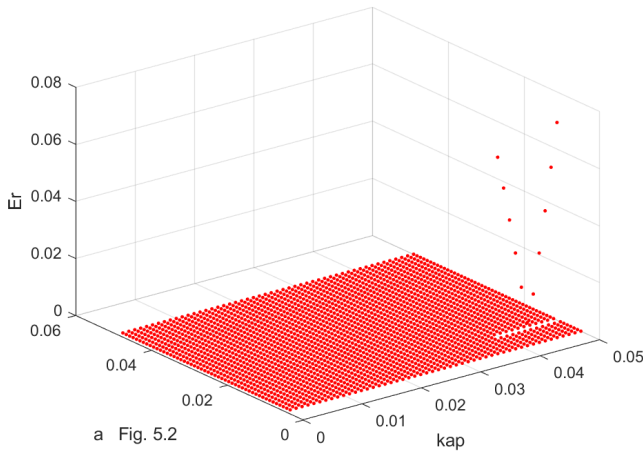
определялась как $P=S_{zR}$ по (4.17, 4.16). На рис. 5.2 показана функция вида

$$\varepsilon = (P - P_o) / P_o$$

где $P_o=4000$ – данное значение мощности. Точками показаны значения ошибки $\varepsilon < \varepsilon_o$, где допустимая ошибка $\varepsilon_o=7\%$. Белая полоса показывает область значений (α, χ) , для которых выполняется условие $\varepsilon < \varepsilon_o$. При этом получены значения $(\alpha=0.041, \chi=0.0113)$, а по этим значениям и по (3.1) найдено $J_{zmid}(\alpha, \chi) \approx 7.7$ (см. OnlySz.m).



а Fig. 5.1



а Fig. 5.2

Пример 2. На рис. 5.3 показаны зависимости функции $\alpha(P)$, $\chi(P)$, $J_{zmid}(P)$, полученные при $R=0.002$ для медного провода с $\rho=0.018 \cdot 10^{-6}$ – см. соответствующие окна.

Из функции $J_{zmid}(P)$ следует, что эта величина практически НЕ изменяется при изменении мощности, передаваемой через провод. Можно предположить, что рассматриваемая структура токов существует даже тогда, когда мощность равна нулю и отсутствует ток нагрузки J_o . Следовательно, тепловые токи не хаотичны, а имеют спиральную структуру.

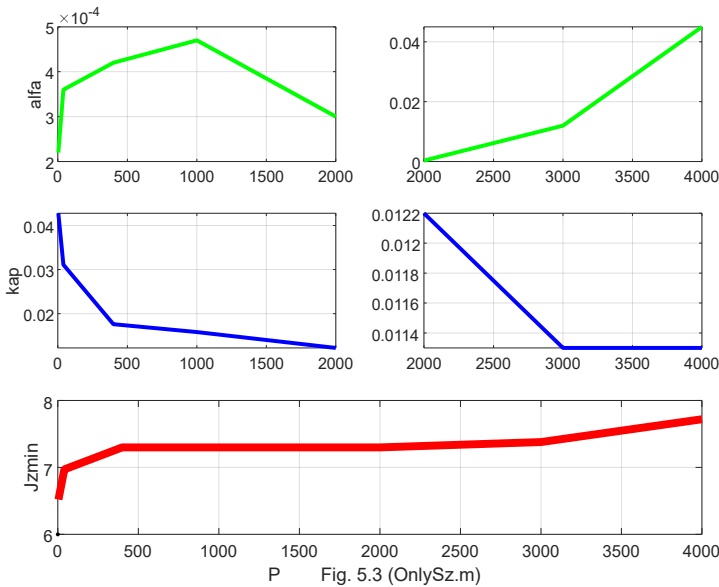


Fig. 5.3 (OnlySz.m)

Рассмотрим связь между основным током J_o в проводе и током J_{zmid} . Реально спирали тока располагаются с некоторым шагом, зависящим от скорости распространения тока по проводу. Поэтому примем вначале, что реальный осевой ток в проводе, формирующийся током J_{zmid} , определяется как

$$J_\beta = \beta \cdot J_{zmid}, \quad (1)$$

где коэффициент β предстоит определить. Если ток J_w , измеренный в проводе, таков, что $J_\beta < J_w$, то в проводе существует основной ток $J_o = J_w - J_\beta$.

Можно также предположить, что ток J_β является током J_o , т.е. $J_o = J_w = J_\beta$. Это будет означать, что скорость распространения тока по проводу всегда такова,

$$J_o = \beta \cdot J_{zmid}. \quad (2)$$

Связь скорости распространения тока и скорости распространения статического потока энергии по проводу предстоит определить. Последняя рассматривается ниже.

6. Скорость движения энергии в проводе

Рассмотрим скорость движения энергии в проводе постоянного тока. Так же, как и в главе 1, мы будем использовать концепцию Умова [81], согласно которой плотность потока энергии s является произведением плотности энергии w и скорости движения энергии V_e :

$$s = w \cdot v_e. \quad (1)$$

Мы будем рассматривать только поток энергии вдоль провода. Этот поток равен мощности P , передаваемой по проводу в нагрузку. Поэтому

$$s = P / \pi R^2. \quad (2)$$

где R - радиус провода.

Предположим вначале, что источником энергии является внутренняя энергия провода – энергия магнитного поля основного тока I_o . Эта энергия равна

$$W_m = \frac{L_i L I_o^2}{2}, \quad (3)$$

где L - длина провода, L_i - индуктивность единицы длины провода, причем [83]

$$L_i \approx \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{1}{R}. \quad (4)$$

Объем провода

$$V = L\pi \cdot R^2. \quad (5)$$

Из (3-5) найдем плотность энергии в проводе

$$w = \frac{W_m}{V} = \frac{L_i I_o^2}{2\pi R^2}. \quad (6)$$

Из (1, 2, 6) найдем скорость движения энергии

$$v_\phi = \frac{s}{w} = \frac{P}{\pi R^2} / \left(\frac{L_i I_o^2}{2\pi R^2} \right) = \frac{2P}{L_i I_o^2}. \quad (7)$$

Сопротивление нагрузки

$$R_H = \frac{P}{I_o^2} \quad (8)$$

Следовательно,

$$v_{\phi} = \frac{2R_H}{L_i}. \quad (9)$$

Например, при $R = 10^{-3}$ и $R_H = 1$ имеем:

$$\ln \frac{1}{r} \approx 7, L_i \approx \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{1}{r} \approx 7 \cdot 10^{-7}, v_{\phi} = 3 \cdot 10^6.$$

Эта скорость значительно меньше скорости света в вакууме. С этой скоростью энергия втекает в провод и из него вытекает в нагрузку. Энергию тепловых потерь мы не учитываем, т.к. она не передается в нагрузку.

При включении такой нагрузки ток в проводе нарастает по функции

$$I_o = \frac{U}{R_H} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right), \quad (10)$$

где U - входное напряжение и

$$\tau = \frac{L_i L}{R_H}. \quad (11)$$

Из (9, 10) находим:

$$v_{\phi} = \frac{2P}{L_i I_o^2} = \frac{2U}{L_i I_o} = \frac{2U}{L_i} / \frac{U}{R} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right) = \frac{2R}{L_i} / \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right). \quad (12)$$

Таким образом, скорость движения энергии в переходном процессе уменьшается от бесконечности (скорости света в вакууме) до величины (9).

7. Скорость движения энергии из аккумулятора

Рассмотрим для сравнения скорость движения энергии из аккумулятора. Характеристики "среднего аккумулятора" представлены ниже [92]:

E_m – емкость аккумулятора	60 Ач
ρ - плотность электролита	1250 кг\м ³
G - вес электролита	1.5 кг
$V = G/\rho$ - объем электролита	0.0012 м ³
R – сопротивление нагрузки	0.047 Ом
U – напряжение на нагрузке	12.8 В
I – ток нагрузки (стартовый)	270 А
$P = U \cdot I = U^2/R$ – мощность нагрузки	3456 Вт
$W = 3600 \cdot E_m \cdot U$ – энергия электролита	2764800 Дж
$w = W/V$ – плотность энергии	2.3 10 ⁹ Дж\м ³

$S = P$ – поток энергии	3456 Вт
b – сечение провода	100 мм ²
$s = S / (b \cdot 10^{-6})$ – плотность потока энергии	$3.5 \cdot 10^7$
$v_\phi = \frac{w}{s}$ – скорость движения энергии	100 м\сек
c – скорость света	$300 \cdot 10^6$ м\сек

Таким образом, скорость движения энергии по проводу из аккумулятора намного меньше скорости света.

8. Обсуждение

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 главе 15. Там показано, что существует четвертая электромагнитная индукция, создаваемая потоком электромагнитной энергии. Затем определяется зависимость э.д.с. этой индукции от плотности потока электромагнитной энергии и параметров провода.

Показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру и распространяется внутри провода по винтовой траектории. Имеется две составляющие тока. Плотность первой составляющей

J_0 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. Решение подробно рассмотрено в главе 5z.

При неизменной плотности основного тока в проводе передаваемая по нему мощность зависит от параметра 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 АВ 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.

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.

Изложенное никак не влияет на методы расчета цепей постоянного тока. Но далее будет показано, что существованием спиральной структуры постоянного тока можно объяснить известные эксперименты, не нашедшие объяснения, и предложить методы расчета новых технических устройств.

Глава 5а. Двигатель Мильроя

Оглавление

- 1. Введение \ 1
- 2. Математическая модель \ 2
- 3. Потоки электромагнитной энергии \ 4
- 3а. Вращающий момент \ 5
- 4. Дополнительный эксперимент \ 7
- 5. О законе сохранения импульса \ 7
- Приложение 1. Расчет вращающего момента \ 8
- Фотографии \ 10

1. Введение

Известен двигатель Мильроя [67] – в дальнейшем - ДМ. В "youtube" можно посмотреть эксперименты с ДМ [68-73]. Известны попытки теоретического объяснения функционирования ДМ [74-77, 80]. В [80] функционирование этого двигателя объясняется действием непотенциальных поперечных сил Лоренца. В [74] функционирование этого двигателя объясняется взаимодействием магнитного потока, созданного спиралью тока в вале и модулированного переменным магнитным сопротивлением зазора между обоймами подшипника с индуцированными во внутренней обойме подшипника токами. Не обсуждая правомерность этих теорий, следует отметить, что они не доведены до той стадии, когда на их основе можно было бы рассчитать технические параметры ДМ. Но такие расчеты необходимы перед началом массового производства.

На фотографиях в конце главы показаны различные конструкции ДМ. Токпроводящий вал с надетыми на него маховиками может вращаться в двух подшипниках. Через внешние кольца подшипников и этот вал пропускается электрический ток. Вал начинает раскручиваться в любую сторону после первого толчка.

Вместе с исключительной простотой ДМ, он обладает двумя существенными недостатками:

- 1. Малым к.п.д.

2. Необходимостью начального разгона дополнительным двигателем (при этом ДМ продолжает крутиться в ту сторону, куда его толкнули, и увеличивает скорость вращения).

Сразу же отметим, что второй недостаток иногда не имеет значения. Например, ДМ, установленный на велосипеде, мог бы разогнаться велосипедистом.

ДМ изобрел английский физик Р. Мильрой в 1967 г. В.В. Косырев, В.Д. Рябко и Н.Н. Вельман раньше Мильроя, в 1963 предложили двигатель другой конструкции [82]. Их двигатель принципиально отличается от двигателя Мильроя тем, что один из подшипников отсутствует. Токпроводящий вал запрессован во внутреннее кольцо подшипника, расположенного горизонтально. При этом вал висит на подшипнике. Электрическая цепь замыкается через внешнее кольцо подшипника и щетку, касающуюся нижнего торца вала. Авторы видят причину вращения в том, что вал "вращается в результате упругой деформации деталей при нагреве последних протекающим по ним электрическим током"

Наконец, часто функционирование этого двигателя объясняют эффектом Губера [77, 84].

Ниже дается иное объяснение принципа действия этих двигателей. Показывается, что **внутри** проводника с током возникает крутящий момент. Автору представляется, что двигатель Косырева не может быть объяснен иначе.

2. Математическая модель

В главе 5 рассматривалось решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током с плотностью J_{oz} . Плотность этого тока одинакова на всем сечении провода. Уравнения Максвелла в этом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \text{rot}(J) &= 0, \\ \text{(a)} \quad \text{rot}(H) - J &= 0, \\ \text{div}(J) &= 0, \\ \text{div}(H) &= 0, \end{aligned} \quad \begin{aligned} & \\ & \text{(b)} \\ & \text{(c)} \\ & \text{(d)} \end{aligned}$$

а плотность тока J_{oz} не включена в уравнения (a, d), потому что все производные этого тока равны нулю.

Было показано, что полное решение уравнений Максвелла в этом случае состоит из двух частей:

- 1) известного уравнения вида

$$H_{o\varphi} = J_{oz} r, \quad (1)$$

- 2) полученных в главе 5 уравнений вида (5.2.10-5.2.17) и (5.2.25-5.2.30); эти уравнения связывают магнитные напряженности и плотности токов с известными константами (α , χ) и радиусом провода R .

Токи и напряженности, определяемые этими уравнениями, формально не зависят от заданного тока J_{oz} . Но они определяют поток энергии, передаваемый по проводу, т.е. ту мощность, которая выделяется током в нагрузке.

Ниже мы рассмотрим случай, когда существует еще постоянный ток, направленный по окружности, кольцевой ток. Например, обмотку соленоида можно представить как сплошной кольцевой цилиндр, по окружности которого течет постоянный ток. Будем обозначать плотность этого заданного тока как $J_{o\varphi}$. Так же, как и в случае заданного тока J_{oz} , полное решение уравнений Максвелла (а-д) в этом случае состоит из двух частей:

- 1) известного уравнения вида

$$-\frac{\partial H_{zo}}{\partial r} = J_{\varphi o}, \quad (17)$$

- 2) уравнений (5.2.10-5.2.17) и (5.2.25-5.2.30).

Рассмотрим вопрос об источнике тока $J_{o\varphi}$. В отсутствии вращения стержня вдоль него протекает постоянный ток с плотностью J_{oz} . Свободные электроны этого тока движутся с некоторой скоростью вдоль стержня. При вращении стержня свободные электроны этого тока приобретают еще и окружную скорость. При этом возникает т.н. конвекционный ток, который является током с плотностью $J_{o\varphi}$. Эйхенвальд показал [86], что конвекционный ток также создает магнитную напряженность. Следовательно, ток с плотностью $J_{o\varphi}$ создает магнитную напряженность (17).

Итак, вдоль провода в токе J_o движутся заряды с плотностью q и со скоростью v (*скорость электронов в проводе*), причем

$$J_o = qv. \quad (18)$$

Если стержень вращается с угловой скоростью ω , то

$$J_{\varphi o} = q\omega \cdot r \quad (19)$$

или, с учетом (18),

$$J_{\varphi o}(r) = J_o \omega \cdot r / v. \quad (20)$$

Таким образом, во вращающемся стержне двигателя Мильроя вместе с осевым током J_o по окружности провода также течет постоянный конвекционный ток с плотностью (20).

Из (17, 20) находим:

$$H_{zo} = \frac{J_o \omega \cdot r^2}{2v}. \quad (21)$$

Далее будет показано, что из решения уравнений (1-16) следует существование вращающего момента M в стержне. Этот вращающий момент увеличивает скорость вращения, благодаря чему увеличивается конвекционный ток $J_{o\varphi}$. Равновесие наступает при равенстве указанного момента и тормозного момента на валу двигателя (при данном токе J_{oz}). Это явление аналогично тому, что токи, текущие вдоль провода, под действием силы Ампера смещают провод в целом (в обычных электромоторах).

Наконец, можно представить **конструкцию, где в стержне создается дополнительная радиальная магнитная напряженность H_{or}** .

Можно также представить **конструкцию, где в стержне создается дополнительная осевая магнитная напряженность H_{2oz}** .

3. Потоки электромагнитной энергии

В разделе 3 главы 5 показано, что плотность потока электромагнитной энергии и плотность магнитной силы Лоренца в проводе постоянного тока связаны следующими соотношениями:

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

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

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

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

где ρ , μ - электросопротивление и магнитная проницаемость. Следовательно, в проводе с постоянным током плотность магнитной силы Лоренца пропорциональна вектору Пойнтинга.

В цилиндрических координатах плотности этих потоков энергии по координатам выражаются формулой вида – см. (5.3.12):

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho (J \times H) = \rho \begin{bmatrix} J_r H_\varphi - J_\varphi H_r + J_z H_\varphi + H_{z\varphi} \\ J_\varphi H_z - J_z H_\varphi + J_r H_r \\ J_r H_z - J_z H_r + J_\varphi H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Для двигателя Мильроя эта формула дополняется из-за появления величин H_{zo} , H_{ro} , $J_{\varphi o}$, H_{2oz} и принимает вид:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \begin{bmatrix} (J_z + J_o)H_r + H_{zo} - J_r(H_z + H_{zo} + H_{2zo}) \\ J_r(H_z + H_{zo}) - J_o(H_r + H_{zo}) \\ J(H_z + H_{zo}) - (J_z + J_o)H_r + H_{zo} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

В соответствии с (5) находим силы Лоренца, действующие на единицу объема,

$$F = \begin{bmatrix} F_r \\ F_\varphi \\ F_z \end{bmatrix} = \frac{\mu}{\rho} \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix}. \quad (8)$$

3а. Вращающий момент

В (3.8) F_φ - плотность вращающей силы, действующей на вал в единице объема. Тогда плотность вращающего момента, действующего на вал в слое с радиусом r , равна

$$M(r) = r \cdot F_\varphi. \quad (9)$$

Из (7, 8) находим:

$$\begin{aligned} S_\varphi &= \rho[(J_z + J_o)H_r - J_r(H_z + H_{zo} + H_{2zo})], \\ (11) \\ F_\varphi &= \frac{\mu}{\rho} S_\varphi = \mu \left[(J_z + J_o)(H_r + H_{ro}) - \right. \\ &\quad \left. - J_r(H_z + H_{zo} + H_{2zo}) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Из (9, 12) находим:

$$M(r) = r \cdot F_\varphi = \mu \cdot r \left[(J_z + J_o)(H_r + H_{ro}) - \right. \\ \left. - J_r(H_z + H_{zo} + H_{2zo}) \right]$$

или, с учетом (2.21),

$$M(r) = \mu \cdot r \left[(J_z + J_o)(H_r + H_{ro}) - \right. \\ \left. - J_r \left(H_z + H_{2zo} + \frac{J_o \omega \cdot r^2}{2v} \right) \right]. \quad (13)$$

В главе 5 показано, что $H_z \equiv 0$. Тогда

$$M(r) = \mu \cdot r \left[(J_z + J_o)(H_r + H_{ro}) - \right. \\ \left. - J_r \left(H_{2zo} + \frac{J_o \omega \cdot r^2}{2v} \right) \right]. \quad (14)$$

Формула (14) определяет плотность вращающего момента, действующего на вал в слое с радиусом r . Напомним из главы 5, что

$$J_r = -j_r(r) \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (15)$$

$$J_z = j_z(r) \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (16)$$

$$H_r = h_r(r) \cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (17)$$

где

$$j_\varphi(r) = F_\alpha(r), \quad (18)$$

$$j_r(r) = (j_\varphi(r) + r \cdot j'_\varphi(r)) / \alpha, \quad (19)$$

$$j_z(r) = -\frac{\chi}{\alpha} r \cdot j_\varphi(r), \quad (20)$$

$$h_r(r) = j_\varphi(r) / \chi, \quad (21)$$

Здесь константы χ , α и функция Бесселя $F_\alpha(r)$ определены в главе 5. Объединяя (14-17), получаем:

$$M(r) = \mu \cdot r \cdot \left[\begin{aligned} & \left[\begin{aligned} & j_0(r) \cos(\alpha r) + j_0(r) + j_0(r) \\ & j_0(r) \cos(\alpha r) + j_0(r) + j_0(r) \end{aligned} \right] + \\ & - j_0(r) \cos(\alpha r) + j_0(r) + j_0(r) \end{aligned} \right] \quad (22)$$

Полный вращающий момент вычисляется как интеграл вида

$$\overline{M} = \iiint_{r, \varphi, z} M(r) dr d\varphi dz. \quad (23)$$

Этот интеграл можно представить суммой интегралов:

$$\overline{M} = \overline{M}_1 + \overline{M}_2 + \overline{M}_3 + \overline{M}_4 + \overline{M}_5 + \overline{M}_6, \quad (24)$$

где слагаемые интегралы определены в приложении 1.

Эти соотношения позволяют выполнить механический расчет вращающего момента в двигателе Мильроя.

В приложении 1 показано, что в обычном двигателе Мильроя величина момента (21) незначительна при $\omega = 0$, т.е. отсутствует пусковой момент. Однако при $H_{ro} \neq 0$ и/или $H_{2zo} \neq 0$ **существует значительный пусковой момент.**

4. Дополнительный эксперимент

Можно предложить эксперимент, в котором ранее предложенные объяснения причины вращения двигателя Мильроя не приемлемы (на взгляд автора). Необходимо предоставить стержню с током свободно вращаться без подшипников. Это можно осуществить следующим образом – см. рис. 2. Вал с заостренными концами зажимается между двумя угольными щетками так, чтобы он мог крутиться. Угольные щетки нужны для того, чтобы контакты не приваривались при больших токах. В соответствии с тем, что изложено в статье, в такой конструкции вал должен вращаться. Это позволит отказаться от рассмотрения ряда гипотез по объяснению функционирования двигателя Мильроя.

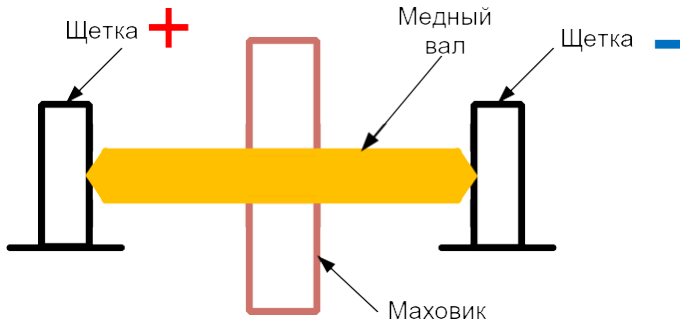


Рис. 2.

5. О законе сохранения импульса

Необходимо обратить внимание на то, что в двигателе Мильроя явным образом нарушается закон сохранения механического импульса. Это объясняется тем, что в стержне вместе с потоком электромагнитной энергии присутствует электромагнитный импульс и равный ему по величине механический импульс — см. главу 13. Механический импульс, направленный по окружности, создает механический момент вращения.

Приложение 1. Расчет вращающего момента

Преобразуем (3а.22). Тогда получим:

$$M(r) = \mu \cdot r \left[\begin{aligned} & j_z(r) h_r(r) \sin(a\varphi + \varphi) \cdot \cos(a\varphi + \varphi) \\ & + j_z(r) \sin(a\varphi + \varphi) H_{ro} + J_o H_{ro} + \\ & + \left[J_o \left(h_r(r) + \frac{\omega \cdot r^2 j_r(r)}{2v} \right) - H_{2zo} j_r(r) \right] \cos(a\varphi + \varphi) \end{aligned} \right] \quad (1)$$

Полный вращающий момент вычисляется как интеграл вида

$$M = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot r \left[\begin{aligned} & j_z(r) h_r(r) \sin(...) \cdot \cos(...) + \\ & + j_z(r) \sin(...) H_{ro} + J_o H_{ro} + \\ & + \left[J_o \left(h_r(r) + \frac{\omega \cdot r^2 j_r(r)}{2v} \right) - H_{2zo} j_r(r) \right] \cos(...) \end{aligned} \right] dr d\varphi dz \quad (2)$$

Этот интеграл можно представить суммой интегралов:

$$\overline{M_1} = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot r [J_o H_{ro}] dr d\varphi dz, \quad (3)$$

$$\overline{M_2} = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot r [j_z(r) h_r(r) \sin(...) \cdot \cos(...)] dr d\varphi dz, \quad (4)$$

$$\overline{M_3} = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot r [j_z(r) \sin(...) H_{ro}] dr d\varphi dz, \quad (5)$$

$$\overline{M_4} = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot J_o r h_r(r) \cos(...) dr d\varphi dz, \quad (6)$$

$$\overline{M_5} = \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot J_o r \left(\frac{\omega \cdot r^2 j_r(r)}{2v} \right) \cos(...) dr d\varphi dz, \quad (7)$$

$$\overline{M_6} = - \iiint_{r,\varphi,z} \mu \cdot r H_{2zo} j_r(r) \cos(...) dr d\varphi dz \quad (8)$$

ИЛИ

$$\overline{M_1} = \mu \cdot J_o H_{ro} \iiint_{r,\varphi,z} r dr d\varphi dz = \mu \cdot J_o H_{ro} \pi R^2 L, \quad (9)$$

$$\overline{M_2} = \mu \cdot \left(\int_r M_{2r}(r) dr \right) M_{S2}, \quad (10)$$

$$\overline{M_3} = \mu \cdot H_{ro} \left(\int_r M_{3r}(r) dr \right) M_{S3}, \quad (11)$$

$$\overline{M_4} = \mu \cdot J_o \left(\int_r M_{4r}(r) dr \right) M_{S4}, \quad (12)$$

$$\overline{M_5} = \frac{\mu \cdot \omega}{2v} J_o \left(\int_r M_{5r}(r) dr \right) M_{S4}, \quad (13)$$

$$\overline{M_6} = -\mu \cdot H_{2zo} \left(\int_r M_{6r}(r) dr \right) M_{S4}. \quad (14)$$

где

$$M_{S2} = \left(\iint_{\varphi, z} [\sin(\dots) \cdot \cos(\dots)] d\varphi dz \right), \quad (15)$$

$$M_{S3}(r) = \left(\iint_{\varphi, z} \sin(\dots) d\varphi dz \right), \quad (16)$$

$$M_{S4} = \left(\iint_{\varphi, z} \cos(\dots) d\varphi dz \right), \quad (17)$$

$$M_{2r}(r) = r \cdot j_z(r) h_r(r), \quad (18)$$

$$M_{3r}(r) = r \cdot j_z(r), \quad (19)$$

$$M_{4r}(r) = r \cdot h_r(r), \quad (20)$$

$$M_{5r}(r) = r^3 j_r(r), \quad (21)$$

$$M_{6r}(r) = r \cdot j_r(r). \quad (22)$$

В интегралы (10-14) входят функции $h_r(r)$, $j_r(r)$, $j_z(r)$, $f(r) = [j_z(r) h_r(r)]$, (18-22).

Важно отметить следующее. В обычном двигателе Мильроя отсутствуют напряженности H_{ro} , H_{zo} . При этом слагаемые (9, 11, 14) равны нулю, т.е. в обычном двигателе Мильроя вращающий момент

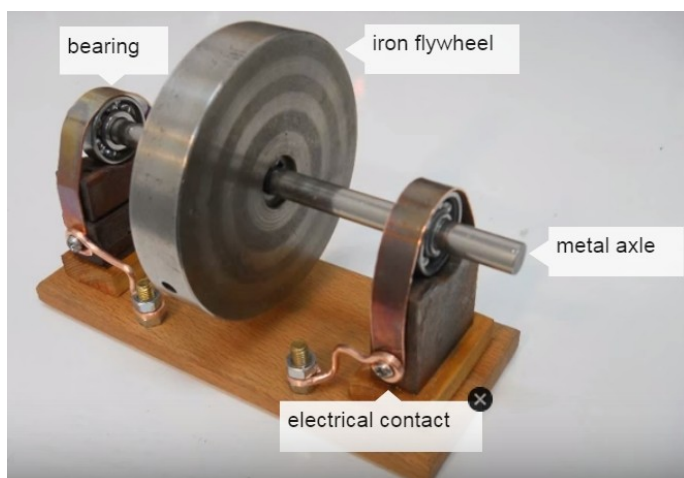
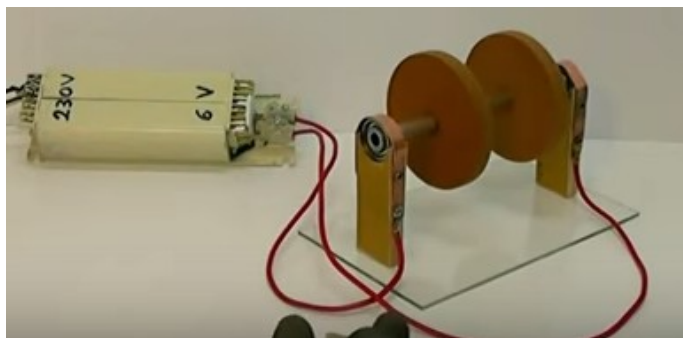
$$\overline{M} = \overline{M}_2 + \overline{M}_4 + \overline{M}_5. \quad (23)$$

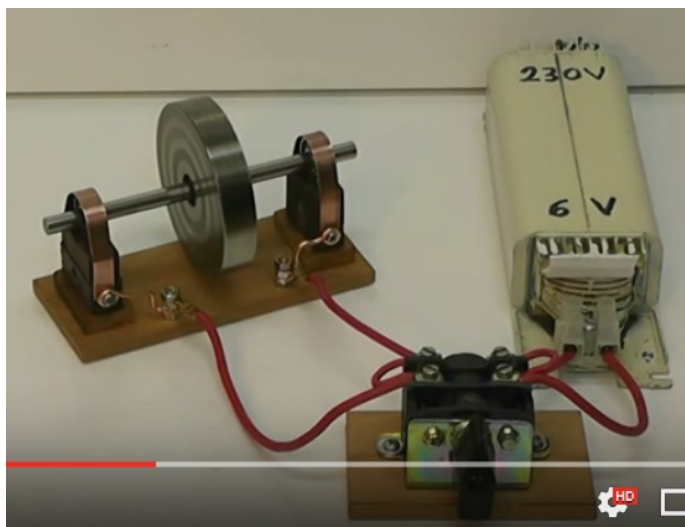
При $\omega = 0$ остается только вращающий момент

$$\overline{M} = \overline{M}_2 + \overline{M}_4, \quad (24)$$

Этот момент является пусковым в обычном двигателе Мильроя и величина его незначительна. Однако при $H_{ro} \neq 0$ и\или $H_{zo} \neq 0$ вращающий момент существует даже при $\omega = 0$. Следовательно, при $H_{ro} \neq 0$ и\или $H_{zo} \neq 0$ существует значительный пусковой момент.

Фотографии





Глава 5с. Магнетосопротивление

Известен магниторезистивный эффект, заключающийся в том, что электрическое сопротивление материала зависит от магнитной индукции магнитного поля, в котором находится материал, т.н. магнетосопротивление [114]. Ниже мы рассмотрим проводник с постоянным током в магнитном поле и покажем, что существование магнетосопротивления непосредственно следует из решения уравнений Максвелла.

В главе 5 рассматривалось решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током. Там показано, что в проводе с постоянным током плотность магнитной силы Лоренца, действующей вдоль оси провода, пропорциональна вектору Пойнтинга – плотности потока энергии. Эта сила движет электрические заряды. Именно эта сила преодолевает сопротивление материала провода движению зарядов.

В главе 5а приведен расчет этой силы. Показано, что она зависит также от напряженности внешнего магнитного поля. Следовательно, воздействие внешнего магнитного поля проявляется как изменение сопротивления провода.

Глава 5d. Решение уравнений Максвелла для провода с ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Провод с постоянным током \ 2
3. Провод в продольном магнитном поле \ 3
- 3а. Соленоид с электропроводным сердечником \ 4
4. Провод в круговом магнитном поле \ 5
5. Провод в поперечном магнитном поле \ 6
6. Обобщение \ 8
7. Решение для провода без тока в магнитном поле \ 9

1. Введение

Здесь мы рассмотрим провод, находящийся в постоянном магнитном поле.

2. Провод с постоянным током

В главе 5 рассматривается уравнения Максвелла для провода, по которому протекает постоянный ток с плотностью J_o . Полученное там решение может быть без изменения использовано в данном случае. Оно имеет следующий вид:

$$J_r = j_r \cos, \quad (2)$$

$$J_\varphi = j_\varphi \sin, \quad (3)$$

$$J_z = j_z \cos, \quad (4)$$

$$H_r = h_r \sin, \quad (5)$$

$$H_\varphi = h_\varphi \cos, \quad (6)$$

$$H_z = h_z \sin, \quad (7)$$

$$\cos = \cos(\alpha \varphi + \chi z) \cos, \quad (8)$$

$$\sin = \sin(\alpha \varphi + \chi z) \sin, \quad (9)$$

где α, χ – некоторые константы, $j(r), h(r)$ – некоторые функции координаты r . Эти функции определяются следующей системой уравнений:

$$h_z''(r) + h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0, \quad (10)$$

$$h_{\varphi}(r) = \frac{-\alpha}{\chi} \left(\frac{h_z(r)}{r} + j_r(r) \right), \quad (11)$$

$$h_r(r) = \frac{-1}{\gamma} \left(h_z'(r) + j_\varphi(r) \right), \quad (12)$$

$$j_z \left(\{ \text{left (r right) } + \{j\} \text{ rsub } \{z\} \text{ rsup } \{ ' \} \} \text{ left (r right) } \{1\} \text{ over } \{r\} - \{j\} \text{ rsub } \{z\} \text{ left (r right) } \left(\{ \{ \alpha \} \wedge \{2\} \} \text{ over } \{ \{r\} \wedge \{2\} \} \right) + \{ \chi \} \wedge \right. \\ \left. , \right) \quad (13)$$

$$j_{\phi}(r) = \frac{-\alpha}{\chi} \cdot \frac{j_z(r)}{r}, \quad (14)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\chi} \cdot j_z(r). \quad (15)$$

Величина J_o определяется величиной мощности P и сопротивлением нагрузки. Существование ненулевой плотности тока J_o обеспечивает существование ненулевого решения системы уравнений Максвелла, что следует из уравнения

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = J_z, \quad (18)$$

Действительно, если существует J_z , то должны существовать и магнитные напряженности H_r и/или H_φ . При этом система уравнений Максвелла должна иметь ненулевое решение. Однако постоянная величина J_o формально не входит в решение этих уравнений. Это объясняется тем, что J_o создает напряженность $H_{\varphi o} = J_o r$ и обе эти величины - $H_{\varphi o}, J_o$ могут быть исключены из уравнения (18).

В главе 5 показано, что плотность этого потока энергии определяются (в системе СИ) формулой вида:

$$S(r) = \rho(j_r(r)h_\varphi(r) - j_\varphi(r)h_r(r)), \quad (19)$$

где ρ – удельное сопротивление провода. Итак, решение уравнений Максвелла в виде функций $j(r), h(r)$ определяет плотность потока энергии $S(r)$. Очевидно, что существует и обратная зависимость: $S(r)$ определяет функции $j(r), h(r)$. Эта обратная задача математически намного сложнее рассмотренного решения, но нам для дальнейшего важно подчеркнуть, что Природа решает именно эту обратную задачу.

3. Провод в продольном магнитном поле.

В разделе 2 предполагалось, что в проводе присутствует постоянный ток с плотностью J_ϕ . Этот ток создается **потоком энергии, входящей в провод с торца**. Предположим теперь, что существует **продольная** магнитная напряженность H_z . Существование ненулевой и **неравномерно распределенной по радиусу** продольной магнитной напряженности H_z обеспечивает существование ненулевого решения системы уравнений Максвелла, что следует из уравнения

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\phi, \quad (1)$$

Действительно, если существует $\frac{\partial H_z}{\partial r}$, (поскольку существует магнитная напряженность H_z , неравномерно распределенная по радиусу), то должны существовать и магнитная напряженность H_r и плотность тока J_ϕ . При этом система уравнений Максвелла должна иметь ненулевое решение. Оно, по-прежнему, имеет вид, приведенный в разделе 2.

Отсюда следует, что в проводе, который находится в неоднородном продольном магнитном поле, существует решение уравнений Максвелла в том виде, который приведен в разделе 2. Следовательно, в этом проводе существует и поток энергии, плотность которого определяется по (2.19) Источником этого потока энергии, очевидно, является источник магнитной напряженности H_z .

Этот поток энергии генерирует в проводе продольный постоянный ток. Таким образом, здесь происходит преобразование энергии продольного постоянного магнитного поля в проводе в электрическую энергию, переносимую постоянным током вдоль провода.

3а. Соленоид с электропроводным сердечником

Рассмотрим соленоид с сердечником. Ток в обмотке соленоида создает магнитную напряженность в сердечнике. Однако магнитное поле внутри идеального соленоида является однородным. В соответствии с вышеизложенным в этом случае ток в стержне не возникает. Однако, если витки соленоида намотаны неидеально (с наклоном к оси, хаотично и т.п.) или соленоид является коротким, то в соответствии с вышесказанным **в стержне соленоида появляется ток.**

Существует и другая причина появления тока в электропроводном сердечнике, действующая и в идеальном соленоиде

Мощность, потребляемая соленоидом постоянного тока с сердечником больше той, которую потребляет соленоид без сердечника. Причиной является то, что намагниченность сердечника уменьшается под действием теплового движения атомов и должна все время восстанавливаться током намагничивания. Это означает, что в сердечнике есть поток электромагнитной энергии, равный мощности подмагничивания для противодействия хаотической ориентации доменов под действием тепловой энергии окружающей среды. Поток электромагнитной энергии создает ток в проводе, которым является электропроводный сердечник.

В этом смысле соленоид постоянного тока с сердечником можно сравнить с конденсатором, разряжающимся на сопротивление диэлектрика.

Следовательно, в соленоиде постоянного тока с электропроводным сердечником должно существовать электромагнитное поле, в котором существует продольная электрическая напряженность и потоки энергии. При существовании потоков энергии в соленоиде должны существовать электрические напряженности. При этом уравнения Максвелла для соноида в системе цилиндрических координат r, ϕ, z полностью совпадают с уравнениями для провода постоянного тока. Отличие состоит в том, что продольный поток энергии S_z

- в проводе постоянного тока равен мощности, передаваемой по проводу в нагрузку,
- в соленоиде равен мощности подмагничивания для противодействия влиянию тепловой энергии окружающей среды.

4. Провод в круговом магнитном поле.

Теперь предположим, что существует **круговая** магнитная напряженность H_ϕ , **неравномерно распределенная по радиусу**. Существование такой напряженности обеспечивает существование ненулевого решения системы уравнений Максвелла, что следует из уравнения

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

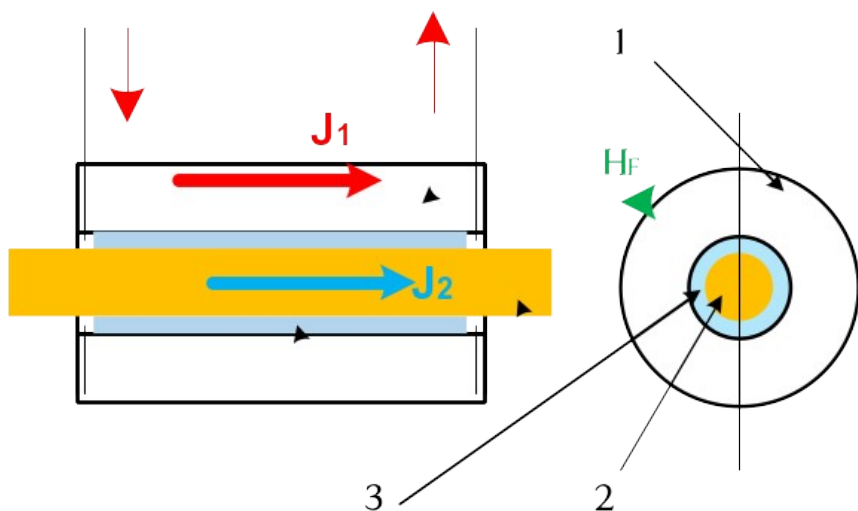
Действительно, если существует $\frac{\partial H_\varphi}{\partial r}$ (поскольку существует магнитная напряженность H_φ , неравномерно распределенная по радиусу), то должны существовать магнитная напряженность H_r и/или плотность тока J_z . При этом система уравнений Максвелла должна иметь ненулевое решение.

Аналогично предыдущему отсюда следует, что в проводе, который находится в неоднородном круговом магнитном поле, существует решение уравнений Максвелла в том виде, который приведен в разделе 2. Следовательно, в этом проводе существует и поток энергии, плотность которого определяется по (2.19). Источником этого потока энергии, очевидно, является источник магнитной напряженности H_φ .

Этот поток энергии генерирует в проводе продольный постоянный ток. Таким образом, здесь происходит преобразование энергии кольцевого постоянного магнитного поля в проводе в электрическую энергию, переносимую постоянным током вдоль провода.

Пример 1.

На рис. 1 показан трубчатый провод 1, внутри которого проходит провод 2, изолированный от провода 1 диэлектриком 3. Если по проводу 2 идет ток J_2 , то в теле провода 1 возникает кольцевое магнитная напряженность H_φ . В соответствии со сказанным выше круговое кольцевое магнитное поле в проводе 1 создает в этом проводе постоянный ток J_1 . Эффект должен проявиться сильнее, если провод 1 будет ферромагнитным.



с. 1.

Ри

5. Провод в поперечном магнитном поле.

Теперь предположим, что существует **поперечная** магнитная напряженность H_r . Существование такой напряженности обеспечивает существование ненулевого решения системы уравнений Максвелла, что следует из уравнения

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = J_z,$$

Действительно, если существует H_r , то должны существовать магнитная напряженность H_ϕ и/или плотность тока J_z . При этом система уравнений Максвелла должна иметь ненулевое решение.

Аналогично предыдущему отсюда следует, что в проводе, который находится в радиальном магнитном поле, существует решение уравнений Максвелла в том виде, который приведен в разделе 2. Следовательно, в этом проводе существует и поток энергии, плотность которого определяется по (2.19). Источником этого потока энергии, очевидно, является источник магнитной напряженности H_r .

Этот поток энергии генерирует в проводе продольный постоянный ток. Таким образом, здесь происходит преобразование энергии радиального постоянного магнитного поля в проводе в электрическую энергию, переносимую постоянным током вдоль провода.

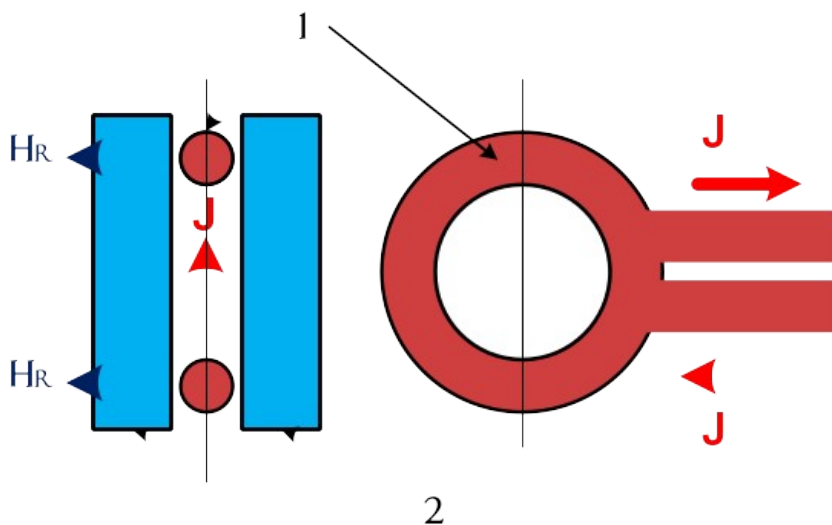


Рис. 1.

Пример 1.

На рис. 1 показан кольцевой провод 1, находящийся в зазоре двух постоянных магнитов 2. Магнитная напряженность в этом зазоре является напряженностью H_r , которая пронизывает провод 1 вдоль радиуса. В соответствии со сказанным выше радиальное магнитное поле в проводе 1 создает в этом проводе постоянный ток J . Эффект должен проявиться сильнее, если провод 1 будет ферромагнитным.

Пример 2.

Магнитная напряженность H_r может быть создана кольцевым постоянным магнитом в проводе – обмотке этого постоянного магнита - см. рис. 1 и рис. 2.

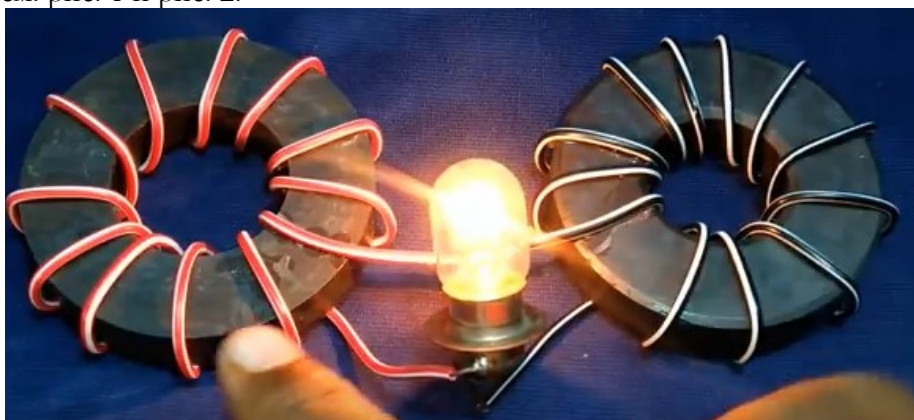
Рис. 1 из <https://www.youtube.com/watch?v=sPH1WNXMlow>.



Рис. 2 из <http://www.inventedelectricity.com/free-energy-generator-magnet-coil-100-real-new-technology-new-idea-project/>

Пример 3.

Известен, но не объяснен, т.н. эффект Бьюли, который заключается в следующем. В проводнике, расположенном между одноименными торцами двух магнитов, течет ток. Магнитные напряженности в зазоре можно разложить на продольные (вдоль проводника) и поперечные (радиальные) напряженности. Очевидно, продольные напряженности в силу симметрии не могут возбудить ток. Радиальные напряженности H_r (равные нулю в центре проводника) генерирует в проводе продольный постоянный ток.

6. Обобщение

Вышеизложенное показывает, что

1. в провод, находящийся в магнитном поле, из источника магнитного поля передается поток электромагнитной энергии,
2. в магнитном поле вместе с магнитным потоком циркулирует поток электромагнитной энергии,
3. поток электромагнитной энергии создает электродвижущую силу, перемещающую заряды в проводе – см. главу 15,
4. при этом в проводе возникает продольный постоянный ток.

Эксперименты, показанные в разделе 5, часто рассматриваются как генераторы неограниченной энергии, хранящейся в постоянных магнитах. Однако на самом деле они демонстрируют прямо

противоположное – ограниченность энергии постоянного магнита: лампочки постепенно гаснут.

7. Решение для провода без тока в магнитном поле.

Рассмотрим особый случай, когда магнитное поле создается в вакууме. Тогда из системы 8-ми уравнений для провода могут быть исключены уравнения, содержащие токи. При этом мы получим систему 4-х уравнений вида:

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi h_z(r) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{h_z(r)}{r} \alpha - \chi h_\varphi(r) = 0, \quad (11)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = 0, \quad (12)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \alpha = 0. \quad (13)$$

Решение этой системы уравнений также рассмотрено в главе 5

Пример 1.

Рассмотрим т.н. магнитный шлюз Бедини (Magnetic Gate Bedini) - известное по интернету устройство, якобы демонстрирующее получение сверхединичной энергии. Устройство содержит множество магнитов, расположенных по окружности и намагниченных вдоль радиуса – см. рис. 1. Конфигурация магнитного поля в цилиндрических координатах (r, φ, z) показана на рис. 2 штриховыми линиями. На этом рисунке R - радиус внутреннего цилиндра, N, S - полюса магнитов, H_{r0} - магнитная напряженность на торце магнитов.



Рис. 1.

Видно, что в окрестности устройства создается магнитное поле, в котором есть радиальная и осевая составляющие. В соответствии с уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H})=0, \quad (14)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{H})=0. \quad (15)$$

В нем появляется еще и круговое магнитное поле. Решение этих уравнений (как показано в главе 5) имеет вид:

$$H_r = h_r \cos(\alpha \varphi + \chi z + \delta), \quad (15)$$

$$H_\varphi = h_\varphi \sin(\alpha \varphi + \chi z + \delta), \quad (16)$$

$$H_z = h_z \sin(\alpha \varphi + \chi z + \delta), \quad (17)$$

где α, χ, δ — некоторые константы, $h(r)$ — некоторые функции координаты r . Эти функции связаны уравнениями (10-13) и имеют единственное решение при данных α, χ .

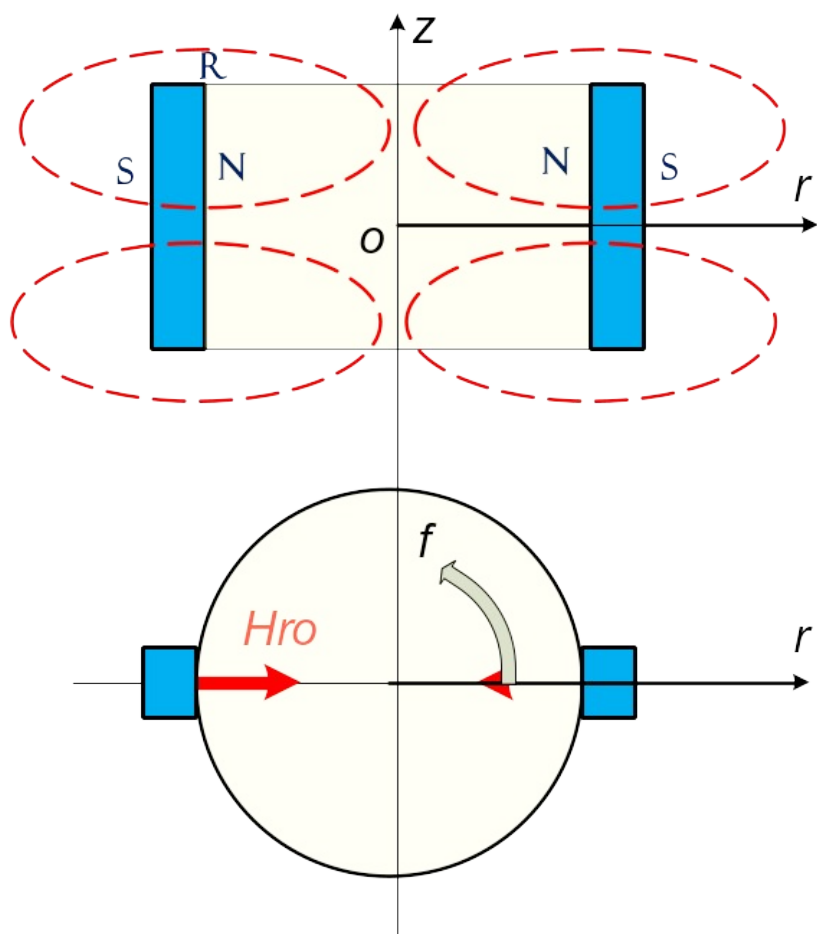


Рис. 2.

Линии с постоянным значением магнитной напряженности представляют собой винтовые линии – см. рис. 3. Если в такое магнитное поле попадает магнит, то он должен вращаться по этой спирали. Если же этот магнит не может изменять свое положение по высоте, то он вращается по окружности.

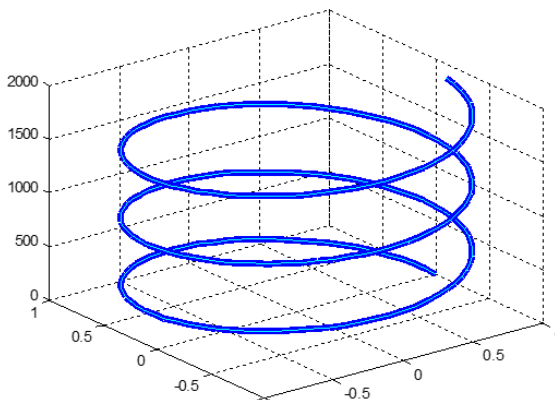


Рис. 3.

Пример 2.

Рассмотрим магнитный шлюз Бедии, у которого в системе СИ $R=0.1$, магнитная индукция на торце магнита $B=1.35$ и магнитная напряженность снаружи торца магнита $H_{r0}=1.1 \cdot 10^6$. При $\delta \rightarrow 0$ получаем $h_r(R)=1.05 \cdot 10^6 \approx H_{r0}$ и константы $\alpha=0.005$, $\chi=0.00002$. Функции $h_r(r)$, $h_\phi(r)$, $h_z(r)$ показаны на рис. 4. Поскольку константы малы, функции (15-17) упрощаются и принимают вид:

$$H_r = h_r \cos(\delta), \quad (19)$$

$$H_\phi = h_\phi \sin(\delta), \quad (20)$$

$$H_z = h_z \sin(\delta). \quad (21)$$

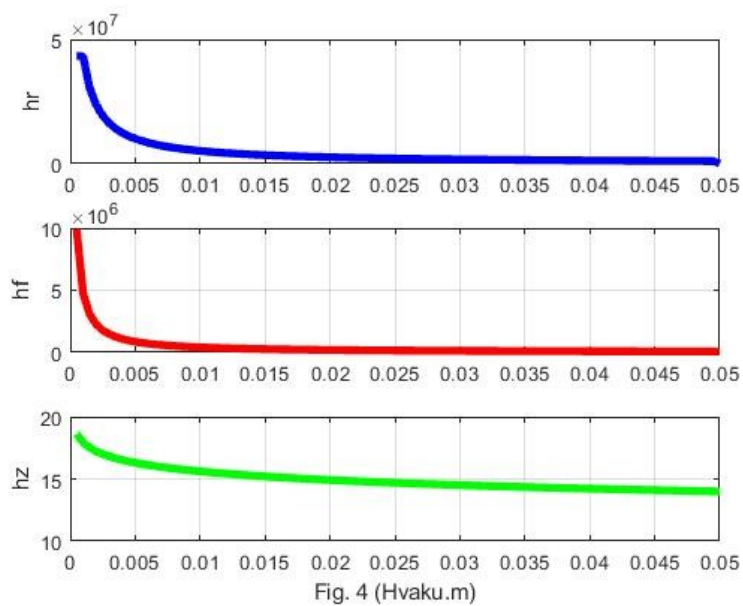
Очевидно, константа δ может быть определена из условия

$$H_{r0} = h_r(R) \cos(\delta). \quad (22)$$

Очевидно, точно также можно создать «электрический шлюз» из электретов. Если совместить магнитный и электрический шлюзы, то в полости такого совмещенного шлюза возникнет постоянное электромагнитное поле. В таком электромагнитном поле возникнет поток электромагнитной энергии, который будет вращаться по окружности. Таким образом может быть построен двигатель постоянного тока.

В таком двигателе используется магнитная энергия магнитов и электрическая энергия электретов. Постоянная работа такого двигателя будет означать, что магниты и электреты подпитываются энергией окружающей среды – тепловой энергией воздуха – см. главу 7b.

Очевидно, вместо магнитов можно использовать электромагниты, а вместо электретов источник напряжения, включенный между центром и внешней окружностью шлюза. При этом получается очень простой бесколлекторный двигатель постоянного тока.



Глава 5h. Решение уравнений Максвелла для вращающегося ферромагнитного провода

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Эффект Барнетта \ 2
3. Эффект Аспдена \ 2
4. Приложение 1 \ 3

1. Введение

Эйхенвальд в [86] рассматривает вращающийся **заряженный** диск, возбуждающий магнитное поле. Эйхенвальд называет эти вращающиеся заряды конвекционным током. Его эксперимент находится в ряду классических и неоспоримых экспериментов. В [153] рассматривается вопрос о существовании магнитного поля вращающегося **незаряженного** тела. В сущности, появление такого эффекта следует ожидать из-за существования свободных электронов, не связанных жестко с ядром атома. Авторы в [153] указывают, что «простые оценки предсказывают аномально большое значение индукции магнитного поля, создаваемого телом, скорость которого относительно лабораторной системы далека от релятивистской... Поэтому актуальным становится экспериментальное обнаружение эффекта.» Далее авторы находят оценки индукции этого магнитного поля. Приводятся также численные оценки, из которых следует, что магнитная индукция может достигать нескольких мТ. Эта оценка, видимо, может быть увеличена в десятки раз в том случае, если материал тела является магнитомягким. Одним словом, оценки показывают, что указанный эффект может быть обнаружен экспериментально.

2. Эффект Барнетта

Нам представляется, что это уже давно произошло: известен эффект Барнетта [154] - намагничивание ферромагнетиков при их вращении в отсутствие магнитного поля. В существующем объяснении

предполагается, что намагничивание создается из-за того, что вращающиеся домены проявляют свойства гироскопов. Но для этого необходимо, во-первых, чтобы домены вращались вокруг собственной оси, а не вокруг общей оси. А, во-вторых, и это - главное, такой способ намагничивания не наблюдается как либо еще.

3. Эффект Аспдена

Существует еще один эффект, для которого отсутствует общепринятое объяснение, но который может быть объяснен существованием магнитного поля вращающегося **незаряженного** тела. Имеется в виду эффект Аспдена [155, 164] Он заключается в следующем.

Ротор электрической машины раскручивается до определенной скорости вращения (в любом направлении), вращается при этой скорости несколько минут, а затем резко останавливается. При этом измеряется энергия, затраченная для разгона. Этот опыт повторяется в двух условиях:

1. ротор раскручивается после долгого состояния покоя до некоторой скорости, а затем резко останавливается,
2. ротор раскручивается и останавливается как в случае 1, но через малый интервал времени вновь раскручивается до той же скорости.

Было обнаружено, что во втором случае потребовалось в десять раз меньше энергии, чтобы раскрутить ротор до той же скорости, если он снова приводился во вращение меньше, чем через 60 секунд. Этот факт требовал объяснения. Аспен для объяснения этого факта декларирует существование «виртуальной инерции». Ниже показывается, что этот эффект может быть объяснен существованием магнитного поля вращающегося незаряженного тела.

Из вышеизложенного следует, что вращающийся ротор можно рассматривать как вращающееся незаряженное тело, в котором благодаря вращению по окружностям циркулируют токи. Естественно предположить, что амплитуды этих токов приблизительно пропорциональны радиусу окружности. На основе этого предположения в приложении 1 показано, что в роторе существует электромагнитное поле со следующими компонентами:

- токи и магнитные напряженности, направленные вдоль радиусов, по окружности и вдоль оси,

- постоянные потоки электромагнитной энергии вдоль радиусов, по окружности и вдоль оси, движущиеся со скоростью, значительно меньшей скорости света,
- момент импульса относительно оси вращения,
- электромагнитная энергия.

Потоки энергии уносят электромагнитную энергию, превращая ее в тепловую энергию. Но при вращении ротора его электромагнитная энергия постоянно восполняется и все указанные компоненты электромагнитного поля ротора постоянно присутствуют.

При остановке ротора все указанные компоненты постепенно исчезают из-за теплового рассеяния при протекании токов. Важно отметить, что скорости распространения потоков энергии существенно меньше скорости света. Поэтому процесс исчезновения этих компонент не заканчивается мгновенно.

В нашем случае важно то, что некоторое время сохраняется момент импульса ротора относительно оси вращения. Именно этим и объясняется эффект Аспдена.

Можно заметить, что указанные эксперименты имеют много общего с двигателем Мильроя – см. главу 5а. Во всех этих случаях во вращающемся теле возникает конвекционный ток и вызванный им вращающий момент. В двигателе Мильроя этот момент является основным, а в выше рассмотренных случаях – дополнительным. Подробнее этот вопрос рассмотрен в приложении 1.

Приложение 1

В главах 5 и 5а рассматривается решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током. Там магнитные напряженности и плотности токов в проводе появляются потому, что по проводу протекает продольный постоянный ток. В выше рассмотренных случаях магнитные напряженности и плотности токов во вращающемся теле появляются потому, что по проводу протекает круговой конвекционный постоянный ток.

Далее из главы 5 следует, что эти магнитные напряженности и плотности токов определяют потоки электромагнитной энергии в проводе, а в нашем случае – во вращающемся роторе. Итак, в этом роторе существуют потоки электромагнитной энергии

$$S_r = \rho \int_r^{\square} S_r dr = const, \quad (5.3.42)$$

$$S_{\varphi} = \rho \int_{\varphi} S_{\varphi} dr = const, \quad (5.3.43)$$

$$S_z = \rho \int_z S_z dr = const, \quad (5.3.44)$$

где ρ - удельное сопротивление материала ротора, а плотности этих потоков

$$S_r = (j_{\varphi} h_z - j_z h_{\varphi}), \quad (5.3.39)$$

$$S_{\varphi} = (j_z h_r - j_r h_z), \quad (5.3.40)$$

$$S_z = (j_r h_{\varphi} - j_{\varphi} h_r). \quad (5.3.41)$$

Таким образом, в роторе существуют постоянные потоки электромагнитной энергии вдоль радиусов, по окружности и вдоль оси.

Плотностям токов соответствуют электрические напряженности

$$e(r) = \rho(r) \cdot j(r). \quad (1)$$

Электромагнитная энергия в роторе определяется по формуле

$$W_m = L \int_r w(r) dr, \quad (2)$$

где плотность магнитной энергии

$$w(r) = \mu (h_r^2 + h_{\varphi}^2 + h_z^2) + \varepsilon (e_r^2 + e_{\varphi}^2 + e_z^2), \quad (3)$$

μ - абсолютная магнитная проницаемость материала ротора, ε - абсолютная электрическая проницаемость материала ротора, L - длина ротора.

В главе 13 показано, что поток электромагнитной энергии распространяется со скоростью

$$v = w/s. \quad (4)$$

В роторе присутствуют потоки электромагнитной энергии, которые распространяются со скоростями

$$v_r = w/S_r, v_{\varphi} = w/S_{\varphi}, v_z = w/S_z. \quad (5)$$

Важно отметить, что эти скорости существенно меньше скорости света.

В главе 13 показано также, что плотность электромагнитного импульса p можно определить через плотность электромагнитной энергии w и плотность потока электромагнитной энергии s по формуле

$$p = w^2/s, \quad (6)$$

В роторе присутствуют электромагнитные импульсы, направленные также, как и потоки электромагнитной энергии - вдоль радиусов, по окружности и вдоль оси:

$$p_r = w^2/S_r, p_{\varphi} = w^2/S_{\varphi}, p_z = w^2/S_z. \quad (7)$$

Плотности электромагнитного импульса, действующего на окружности радиуса r , соответствует плотность момента импульса относительно оси ротора

$$m(r) = r \cdot p_z(r). \quad (8)$$

Момент электромагнитного импульса, действующего на весь ротор,

$$M = L \int_r^{\square} m(r) dr. \quad (9)$$

Глава 5m. Уточнение закона Био-Савара-Лапласа

Аннотация

Указывается, что закон Би́-Савáра-Лаплáса не выводится из уравнений Максвелла, а является результатом решения уравнений Максвелла для провода с постоянным током. Показывается, что провод с постоянным током создает в своей окрестности вектор магнитной индукции, цилиндрические проекции которого определяются в форме, близкой к первоначальной формуле. Показывается, кроме того, что вместе с магнитным потоком распространяется поток электромагнитной энергии, являющийся частью мощности источника тока.

Оглавление

1. Введение
2. Математическая модель
3. Поток энергии
4. Обсуждение

1. Введение

Уравнения Максвелла получены в результате обобщения нескольких физических законов, найденных эмпирически. Естественного предположить, что при этом уравнения Максвелла должны оказаться более общими и точными, чем исходные законы. Уравнения Максвелла целесообразно рассматривать как закон Максвелла, поскольку они обобщают другие законы, также эквивалентные своим уравнениям. Поэтому законы электродинамики, не являющиеся прямым следствием уравнений Максвелла, нельзя считать сформулированными окончательно.

В этой связи мы рассмотрим закон Закон Би́-Савáра-Лаплáса. Далее нам придется его видоизменить, но это ни в коей мере не умаляет заслуги авторов этого закона, которые сумели его обнаружить и сформулировать на пустом месте, когда не откуда было ждать намеков и еще не было уравнений Максвелла. Тем не менее принято считать, что *«этот закон является следствием двух уравнений Максвелла для магнитного поля*

при условии постоянства электрического поля» [206]. Однако легко заметить, что это не так. Да и сам вывод этого закона из уравнений Максвелла требует дополнения этих уравнений еще одним условием - требованием калибровочной инвариантности $\text{div}(\mathbf{A})=0$. Но и это не приводит к тому, чтобы указанный закон полностью удовлетворял уравнениям магнитостатики. Это представляется очевидным, поскольку, например, для прямолинейного проводника с током закон БСЛ оперирует с одной проекцией тока и одной проекцией напряженности, которые не могут удовлетворять восьми уравнениям Максвелла (например, дивергенция магнитной напряженности не равна нулю, если существует только вектор напряженности, направленный строго вокруг провода).

Условие калибровочной инвариантности $\text{div}(\mathbf{A})=0$ может быть выполнено множеством способов, что привносит в физику произвол, который противоречит самому духу классической физики. В то же время применение этого требования в указанном доказательстве служит обоснованием дальнейшего использования векторного потенциала в других областях физики [13]. *Вообще, как показано в [211], сведение уравнений Максвелла к уравнениям, выраженным через векторный и скалярный потенциалы, в общем случае математически некорректно. При одних и тех же краевых условиях эти уравнения могут приводить к кардинально отличающимся решениям для электрического и магнитного полей. Калибровочная инвариантность полученных уравнений вовсе не означает их эквивалентности уравнениям Максвелла. Против такого сведения ... выступал Кельвин [212].*

Далее будет показано, что, по крайней мере, в поставленной задаче для длинного провода без векторного потенциала можно обойтись и решение получается полным, подтвержденным экспериментально, но более сложным, чем в существующем законе Био-Савара-Лапласа.

2. Математическая модель

В главе 5 показано, что уравнения Максвелла для провода с постоянным током имеют вид

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

$$\text{rot}(\mathbf{H})-\mathbf{J}-\mathbf{J}_0=0, \quad (\text{b})$$

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

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

где \mathbf{H}, \mathbf{J} – магнитные напряженности и плотности токов. Мы будем использовать цилиндрические координаты r, ϕ, z и рассматривать

- плотность основного тока оси oz \mathbf{J}_0 ,

- плотности дополнительных токов J_r, J_ϕ, J_z ,
- магнитные напряженности H_r, H_ϕ, H_z ,

Важно отметить, что используется полная система уравнений Максвелла, а не сокращенная система двух уравнений (b, d), которая считается приемлемой для магнитостатики. Такая сокращенная система не позволяет найти решение даже для провода с постоянным током. Напротив, полная система уравнений позволяет найти это решение и найти уравнения для потока энергии внутри (а не снаружи) провода.

В главе 5z подробно рассматривается решение уравнений Максвелла для провода постоянного тока и доказывается, что решение существует только при ненулевых токах J_r, J_ϕ, J_z . Решение имеет следующий вид:

$$J_r = j_r(r) \cos(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_r, \quad (12)$$

$$J_\phi = j_\phi(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_\phi, \quad (13)$$

$$J_z = j_z(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_z, \quad (14)$$

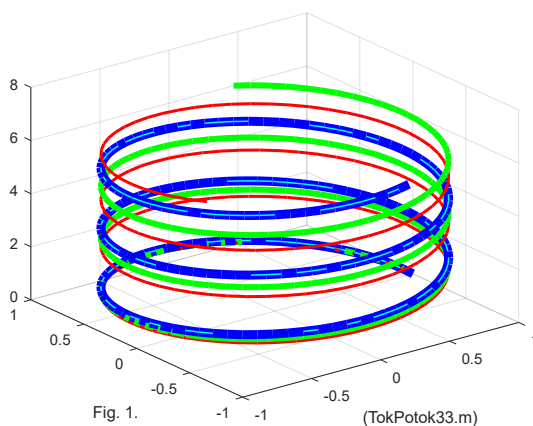
$$H_r = h_r(r) \cos(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_r, \quad (15)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_\phi, \quad (16)$$

$$H_z = h_z(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z) \hat{e}_z, \quad (17)$$

где

$j(r), h(r)$ - некоторые функции координаты r
 α, χ - некоторые константы.



В главе 5 доказано, что в проводе постоянного тока траектория точки с постоянной плотностью тока и постоянной магнитной напряженностью на цилиндре постоянного радиуса является винтовой линией. Кроме того, через каждую окружность проходит множество

траекторий, на которых напряженности и плотности токов изменяются синусоидально в зависимости от ϕ . Следовательно,

линия на цилиндре постоянного радиуса r , по которой точка движется так, что все напряженности и плотности токов остаются постоянными, является винтовой линией.

Например, на рис. 1 показаны три винтовые линии при $\Delta\phi = \Delta z$, 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 $\alpha=2, \chi=1.6$.

Далее будет показано, что и вне провода (где отсутствует ток) точки с постоянной магнитной напряженностью на цилиндре постоянного радиуса является винтовой линией.

Сам факт существования вокруг проводника с постоянным током магнитного поля, имеющего спиралеобразную конфигурацию, установлен еще Эрстедом в 1820 г. [127, стр. 184]. На рис. 2 показана фотография провода, смоченного магнитной жидкостью (увеличено в 20 раз). Видны спиральные линии, образуемые магнитной жидкостью. Эта фотография свидетельствует о существовании спиральных линий магнитной напряженности.



Рис. 2.

Полученное в главе 5z решение позволяет найти магнитное поле, создаваемое током вне провода. Для этого достаточно взять решение при $r > R$, где R - радиус провода. При этом находим, что магнитные напряженности определяются следующими формулами:

$$h_z''(r) + h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + 1 \right) = 0 \quad (1)$$

$$h_\varphi(r) = \frac{-\alpha}{\chi} \frac{h_z(r)}{r}, \quad (2)$$

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} h_z'(r). \quad (3)$$

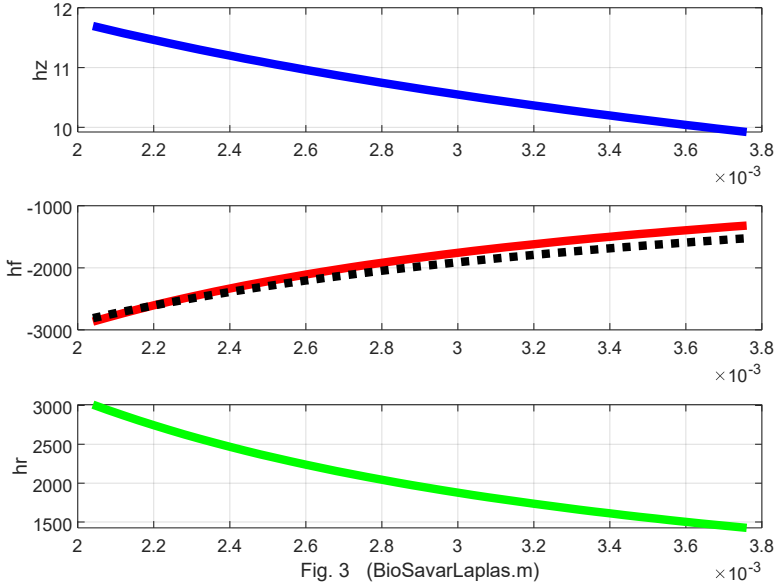
При известной функции $h_z(r)$ могут быть найдены функции (2, 3). Решением уравнения (1) является модифицированная функция Бесселя. На рис. 3 представлены функции (1, 2, 3) при

$$\alpha = 0.25, \chi = 0.5, R = 0.002, r > R. \quad (3a)$$

В соответствии с законом БСЛ функция $h_{\varphi 2}(r)$, соответствующая для бесконечно длинного провода функции $h_\varphi(r)$, имеет вид:

$$h_{\varphi 2}(r) = \frac{J_o}{4\pi r}. \quad (4)$$

Эта формула, как частный случай закона БСЛ, многократно проверена экспериментально и в ней можно не сомневаться. Но наша задача состоит в том, чтобы уточнить закон БСЛ так, чтобы он стал действительным следствием уравнений Максвелла.



Во втором окне на рис. 3 пунктиром показана функция вида

$$h_{\varphi 2a}(r) = \frac{R h_\varphi(R)}{r}. \quad (5)$$

На этом примере (на других примерах) видно, что функция (5) является хорошей аппроксимацией функции (2), т.е.

$$h_{\varphi 2a}(r) \approx h_{\varphi 2}(r). \quad (6)$$

Из (4, 5) находим:

$$J_o \approx 4 \pi R \cdot h_{\varphi}(R). \quad (7)$$

Из (2, 7) находим:

$$J_o \approx 4 \pi R \cdot h_{\varphi}(R) = -4 \pi R \frac{\alpha}{\chi} \frac{h_z(R)}{R}$$

или

$$J_o \approx -\frac{4 \pi \alpha}{\chi} h_z(R). \quad (8)$$

Мы получили аналитическую зависимость коэффициентов α и χ от величины тока J_o в проводе и радиуса R провода. По результатам главы 5 эта зависимость могла быть найдена только численно.

Наконец, из (4, 8) находим:

$$h_{\varphi 2}(r) = \frac{-\alpha}{\chi r} h_z(R). \quad (9)$$

Этот же результат можно получить из (6, 5, 2). Таким образом, получена аналитическая зависимость между напряженностью $h_{\varphi}(r)$, перпендикулярной проводу и определенной законом БСЛ для бесконечно длинного провода, и результатом решения уравнений Максвелла для провода с постоянным током.

Закон БСЛ устанавливает, что отсутствуют другие проекции напряженности, создаваемой током в проводе, кроме $h_{\varphi}(r)$. Для того, чтобы закон БСЛ полностью являлся следствием уравнений Максвелла, надо предположить, что существуют еще напряженности, направленные вдоль радиуса $h_r(r)$ провода и вдоль оси $h_z(r)$ провода. Итак, уточненный закон БСЛ состоит в том, что

провод с постоянным током создает в окрестности провода вектор магнитной напряженности, цилиндрические проекции которого определяются по (1, 2, 3)

Все эти напряженности создаются током на участке, перпендикулярном радиусу r . Таким образом, напряженности бесконечно длинного провода имеют вид (15, 16, 17), где входящие в эти формулы величины $h(r)$ определяются по (1-3). Закономерность, найденную в законе БСЛ, можно записать также в виде

$$\frac{dH_{\varphi}}{d\beta} = \frac{\mu}{r^2} J_o \sin(\beta). \quad (14)$$

Определение угла β показано на рис. 4. Запишем определения всех напряженностей для уточненного закона БСЛ по форме (14):

$$\frac{d}{d\beta}(H_r) = 0.5 h_r(r) \sin(\beta) \cos(\dot{\alpha} \varphi + \chi z) \dot{\alpha}, \quad (15)$$

$$\frac{d}{d\beta}(H_\varphi) = 0.5 h_\varphi(r) \sin(\beta) \sin(\dot{\alpha} \varphi + \chi z) \dot{\alpha}, \quad (16)$$

$$\frac{d}{d\beta}(H_z) = 0.5 h_z(r) \sin(\beta) \sin(\dot{\alpha} \varphi + \chi z) \cdot \dot{\alpha} \quad (17)$$

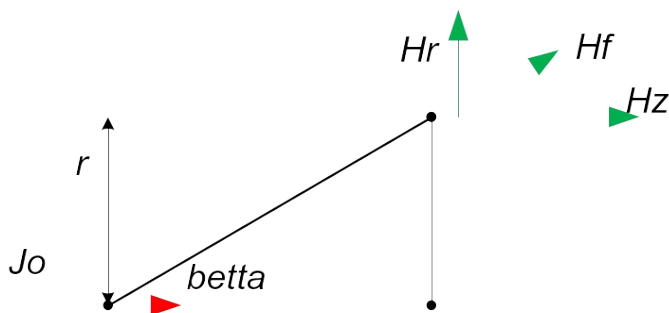


Рис. 4.

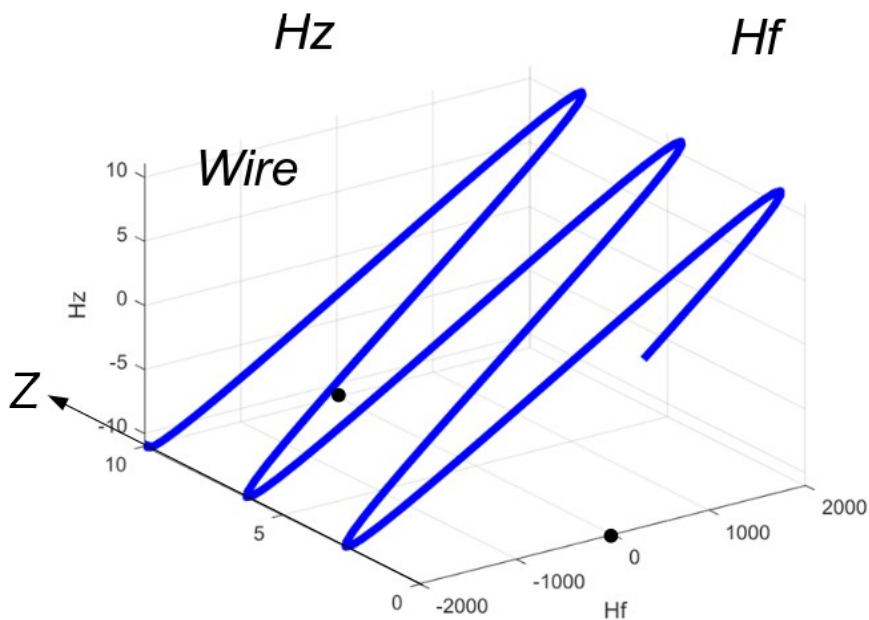


Рис. 5.

На рис. 5 показан годограф вектора напряженности

$$\vec{H}_{zf} = \vec{H}_z + \vec{H}_f, \quad (18)$$

где слагаемые векторы определены по (12, 13) при фиксированных значениях координат r, φ . Годограф построен при условиях (3а) и

$$r=0.0026, \varphi=0, h_{\varphi}(r)=-2000, h_z(r)=11. \quad (19)$$

На годографе выделена точка с определенными значениями векторов \vec{H}_z, \vec{H}_f . Их сумма \vec{H}_{zf} указана точкой на годографе. Следует обратить внимание на то, модуль вектора \vec{H}_z значительно меньше модуля вектора \vec{H}_f – см. также рис. 3. Это явилось причиной того, что авторы закона БСА не заметили эту проекцию напряженности. Значение проекций H_f и H_r совпадают по порядку величин. Видимо в те давние времена трудно было определить направление вектора магнитной индукции. В наше время H_r можно обнаружить экспериментально.

3. Поток энергии

Рассмотрим энергетику взаимодействия тока в проводе с магниточувствительными элементами. Это взаимодействие требует затрат энергии от источника тока. Появление в окрестности провода ферритовой детали (например) вызывает увеличение тока и соответствующая дополнительная энергия расходуется на перемещение этой детали. Эта энергия может передаться детали только потоком энергии. Следовательно, кроме магнитного поля на деталь должен действовать поток электромагнитной энергии.

В главе 5 показано, что в окрестности провода, кроме магнитной напряженности, создается электрическая напряженность вида с проекциями вида

$$E_r = e_r(r) \cos(\alpha \varphi + \chi z), \quad (20)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (21)$$

$$E_z = e_z(r) \sin(\alpha \varphi + \chi z), \quad (22)$$

где для $r > R$

$$e_z^{\left\{ \text{left (r right) } + \{e\} \text{ rsub } \{z\} \text{ rsup } \{'\} \text{ left (r right) } \{1\} \text{ over } \{r\} - \{e\} \text{ rsub } \{z\} \text{ left (r right) left } (\{\{\alpha\} \wedge \{2\}\} \text{ over } \{\{r\} \wedge \{2\}\} + \{x\} \wedge \right.}$$

$$e_{\phi}(r) = \frac{\alpha}{\chi} \cdot \frac{e_z(r)}{r}, \quad (24)$$

$$e_r(r) = -\frac{1}{\chi_z} \cdot e_z(r), \quad (25)$$

$$e_z(R) = \rho \cdot j_z(R). \quad (26)$$

Плотность потока энергии, достигающей детали, определяется по формуле (как следует из главы 5)

$$S_{\varphi} = A e_z(r) \cdot h_r(r). \quad (27)$$

Этот поток электромагнитной энергии является частью мощности источника тока.

3. Обсуждение

В главе 5 найдено решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током. Приведенные выводы из этого решения обоснованы, по крайней мере, тем фактом, что они следуют из уравнений Максвелла.

Система уравнений Максвелла для магнитостатики должна содержать все четыре уравнения Максвелла, а не два (как считается приемлемым для магнитостатики). Такая сокращенная система не позволяет найти решение даже для провода с постоянным током.

Решение для провода с постоянным током легко переносится на область вне провода. Кроме того, это решение согласуется с экспериментом Эрстеда.

Существует уточненный закон БСЛ, являющийся следствием уравнений Максвелла. Уточнения сводятся к тому, что вектор магнитной напряженности, создаваемой постоянным током, направлен не строго перпендикулярно направлению тока, а имеет три проекции, причем величина указанной проекции превалирует.

Отсюда следует, что определение магнитной индукции в окрестности провода через дивергенцию векторного потенциала, является приближенным, а представление о том, что условие $\text{div}(\mathbf{A})=0$ естественным образом дополняет уравнения Максвелла, является неверным.

Уточненный закон БСЛ позволяет определить поток энергии, направленный от провода на магниточувствительный элемент. Этот поток электромагнитной энергии, является частью мощности источника тока.

Глава 5z. Алгоритмы решения уравнений Максвелла для провода постоянного тока

Оглавление

- 1. Введение \ 1
- 2. Математическая модель \ 1
- 3. Решение системы A \ 2
- Приложение 1 \ 4
- Приложение 2 \ 5
- Приложение 3 \ 7
- Приложение 4 \ 7

1. Введение

Уравнения Максвелла рассмотрены в главе 5:

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

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H})-\mathbf{J}=0, \quad (\text{b})$$

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

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

Здесь подробно рассматриваются методы решения этих уравнений. При этом мы будем использовать цилиндрические координаты r, ϕ, z и рассматривать

- токи J_r, J_ϕ, J_z ,
- магнитные напряженности H_r, H_ϕ, H_z ,

2. Математическая модель

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

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (d)} \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = J_r, \quad \text{см. (b)} \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\phi, \quad \text{см. (b)} \quad (3)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = J_z, \quad \text{см. (b)} \quad (4)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (c)} \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_z}{\partial \phi} - \frac{\partial J_\phi}{\partial z} = 0, \quad \text{см. (a)} \quad (6)$$

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

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

Эту систему уравнений мы будем называть системой А.

3. Решение системы А

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$\text{co} = \cos(\dot{\iota} \alpha \varphi + \chi z) \dot{\iota}, \quad (1)$$

$$\text{si} = \sin(\dot{\iota} \alpha \varphi + \chi z) \dot{\iota}, \quad (2)$$

где α, χ – некоторые константы. Существует решение А1, имеющее следующий вид:

$$J_r = j_r \text{si}, \quad (3)$$

$$J_\phi = j_\phi \text{co}, \quad (4)$$

$$J_z = j_z \text{co}, \quad (5)$$

$$H_r = h_r \text{co}, \quad (6)$$

$$H_\phi = h_\phi \text{si}, \quad (7)$$

$$H_z = h_z \text{si}, \quad (8)$$

где $j(r), h(r)$ – некоторые функции координаты r . Далее производные по r будем обозначать штрихами. Подставим (1-8) в (2.1-2.8) и выполним дифференцирование, а затем перепишем преобразованные уравнения (2.1-2.8) в следующем порядке (2.5, 2.1, 2.2, 2.3, 2.4, 2.6, 2.7, 2.8) и перенумеруем их:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j_r'(r) - \frac{j_\phi(r)}{r} \alpha - \chi j_z(r) = 0, \quad (2.5) \quad (10)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h_r'(r) + \frac{h_\phi(r)}{r} \alpha + \chi h_z(r) = 0, \quad (2.1) \quad (11)$$

$$\frac{h_z(r)}{r} \alpha - \chi h_\phi(r) = j_r(r), \quad (2.2) \quad (12)$$

$$h_r(r) \chi - h_z'(r) = j_\phi(r), \quad (2.3) \quad (13)$$

$$\frac{h_{\varphi}(r)}{r} + h'_{\varphi}(r) - \frac{h_r(r)}{r} \alpha = j_z(r), \quad (2.4) \quad (14)$$

$$\frac{-j_z(r)}{r} \alpha + \chi j'_{\varphi}(r) = 0, \quad (2.6) \quad (15)$$

$$-j_r(r) \chi - j'_z(r) = 0, \quad (2.7) \quad (16)$$

$$\frac{j_{\varphi}(r)}{r} + j'_{\varphi}(r) + \frac{j_r(r)}{r} \alpha = 0. \quad (2.8) \quad (17)$$

Сначала рассмотрим уравнения (10, 15, 16, 17). В приложении 1 приведен численный алгоритм определения функций $j(r)$ при данных α, χ по этим уравнениям.

Оставшаяся система 4-х уравнений (11-14) относительно трех неизвестных функций $h(r)$ является переопределенной. В приложении 2 показано, что эта система имеет решение при известных функциях $j(r)$.

В приложении 3 решена система 4-х уравнений (11-14) относительно трех неизвестных функции $h(r)$ при нулевых токах $j(r)$.

Итак, решение системы A имеет вид:

$$h''_z(r) + \frac{1}{r} h'_z(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0, \quad (18)$$

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

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} (h'_z(r) + j_{\varphi}(r)), \quad (20)$$

$$j_z \cdot \left\{ \text{left } (r \text{ right}) + \{ \{1\} \text{ over } \{r\} \} \text{ rsub } \{z\} \text{ rsup } \{ '\} \text{ left } (r \text{ right}) - \{j\} \text{ rsub } \{z\} \text{ left } (r \text{ right}) \text{ left } (\{ \{\alpha\} \wedge \{2\} \} \text{ over } \{ \{r\} \wedge \{2\} \} + \{ \chi \} \wedge \{2\}) \right\} = 0, \quad (21)$$

$$j_{\phi}(r) = \frac{\alpha}{\chi} \cdot \frac{j_z(r)}{r}, \quad (22)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\chi} \cdot j'_z(r). \quad (23)$$

Интересно отметить, что в этом решении

$$j_z(r) = h_z(r). \quad (23a)$$

Кроме решения A1 существует решение A2 в виде

$$J_r = j_r \cos, \quad (24)$$

$$J_{\varphi} = j_{\varphi} \sin, \quad (25)$$

$$J_z = j_z \sin, \quad (26)$$

$$H_r = h_r \sin, \quad (27)$$

$$H_\phi = h_\phi \text{co}, \quad (28)$$

$$H_z = h_z \text{CO}, \quad (29)$$

Можно убедиться, что формулы (18-23), полученные для решения А1, в которых изменен знак перед константами α, χ , становятся формулами для решения А2. Тогда получим:

$$h_z''(r) + h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0, \quad (30)$$

$$h_{\varphi}(r) = \frac{-\alpha}{\chi} \left(\frac{h_z(r)}{r} - j_r(r) \right), \quad (31)$$

$$h_r(r) = \frac{1}{\chi} \left(h_z'(r) + j_\varphi(r) \right), \quad (32)$$

$$j_z^{\wedge} \{ \text{left (r right) + \{j\} rsub \{z\} rsup \{'\} left (r right) \{1\} over \{r\} - \{j\} rsub \{z\} left (r right) left (\{\alpha\} \wedge \{2\}) over \{\{r\} \wedge \{2\}\} + \{x\} \wedge \{2\} } \{ \text{left (r right) + \{j\} rsub \{z\} rsup \{'\} left (r right) \{1\} over \{r\} - \{j\} rsub \{z\} left (r right) left (\{\alpha\} \wedge \{2\}) over \{\{r\} \wedge \{2\}\} + \{x\} \wedge \{2\} } \} \quad (33)$$

$$j_{\phi}(r) = \frac{-\alpha}{\chi} \cdot \frac{j_z(r)}{r}, \quad (34)$$

$$j_r(r) = \frac{1}{\chi} \cdot j_z(r). \quad (35)$$

Приложение 1

Рассмотрим уравнения (2.10, 2.15, 2.16, 2.17) и перенумеруем их:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j_r'(r) + \frac{j_\phi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \cdot j_z(r) \alpha - j_\phi(r) \chi = 0, \quad (6)$$

$$j_r(r)\chi - j_z'(r) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{j_{\phi}(r)}{r} + j'_{\phi}(r) - \frac{j_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (8)$$

Из (6) находим:

$$j_z(r) = \frac{\chi}{\alpha} r \cdot j_\phi(r), \quad (11)$$

$$j_z'(r) = \frac{\chi}{\alpha} (j_\phi(r) + r \cdot j_\phi'(r)). \quad (12)$$

Из (7, 12) находим:

$$j_r(r)\chi - \frac{\chi}{\alpha} (j_\phi(r) + r \cdot j'_\phi(r)) = 0,$$

ИЛИ

$$\frac{-j_{\phi}(r)}{r} - j'_{\phi}(r) + \frac{j_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0. \quad (13)$$

Но уравнение (13) совпадает с (8). Следовательно, уравнение (8) является следствием уравнений (6, 7) и может быть исключено из системы уравнений (1, 6, 7, 8). Из (6, 7) находим:

$$j_{\phi}(r) = \frac{1}{r\chi} \cdot j_z(r)\alpha, \quad (14)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\chi} \cdot j'_z(r). \quad (15)$$

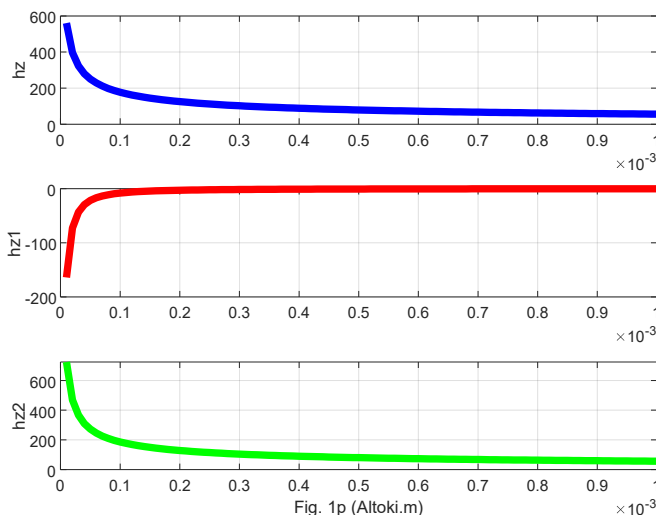
Подставляя (14, 15) в (1), находим:

$$-j'_z(r) \frac{1}{\chi r} - j_z \left(\frac{1}{\chi} + \left(\frac{\alpha}{r} \right)^2 \right) \cdot j_z \left(\frac{1}{\chi} + \chi \cdot j_z \right) = 0, \quad (16)$$

или

$$j'_z \left(\frac{1}{\chi} + \chi \cdot j_z \right) + j_z \left(\frac{1}{\chi} + \left(\frac{\alpha}{r} \right)^2 \right) \cdot j_z \left(\frac{1}{\chi} + \chi \cdot j_z \right) = 0. \quad (17)$$

Решением этого уравнения является модифицированная функция Бесселя второго вида (besselk). На рис. 1р представлена, например, эта функция и ее производные при $\alpha = 0.5, \chi = 0.1$ – см. BesselSub2. При известной функции $j_z(r)$ могут быть найдены функции (14, 15).



Приложение 2

Рассмотрим уравнения (2.11-2.14) и перенумеруем их:

$$\frac{h_r(r)}{r} + h_r'(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi h_z(r) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{h_z(r)}{r} \alpha - \chi h_\varphi(r) = j_r(r), \quad (3)$$

$$-h_r(r) \chi - h_z'(r) = j_\varphi(r), \quad (4)$$

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

Из (3) находим:

$$h_\varphi(r) = \frac{1}{\chi} \left(\frac{h_z(r)}{r} \alpha - j_r(r) \right), \quad (8)$$

$$h_\varphi'(r) = \frac{1}{\chi} \left(-j_r'(r) + \frac{h_z'(r)}{r} \alpha - \frac{h_z(r)}{r^2} \alpha \right), \quad (9)$$

Из (4) находим:

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} (h_z'(r) + j_\varphi(r)), \quad (13)$$

$$h_r'(r) = \frac{-1}{\chi} (h_z''(r) + j_\varphi'(r)). \quad (14)$$

Подставляя (8-13) в (6), находим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\chi r} \left(-j_r(r) + \frac{h_z(r)}{r} \alpha \right) + \frac{1}{\chi} \left(-j_r'(r) + \frac{h_z'(r)}{r} \alpha - \frac{h_z(r)}{r^2} \alpha \right) - \frac{1}{\chi} (h_z'(r) + j_\varphi(r)) \frac{\alpha}{r} = j_z(r) \end{aligned}$$

или

$$\frac{1}{\chi r} (j_r(r)) + \frac{1}{\chi} (j_r'(r)) - \frac{1}{\chi} (j_\varphi(r)) \frac{\alpha}{r} = j_z(r)$$

или

$$\frac{1}{r} j_r(r) + j_r'(r) - \frac{\alpha}{r} j_\varphi(r) - \chi j_z(r) = 0. \quad (15)$$

Это уравнение совпадает с (3.10), т.е. уравнение (6) является следствием уравнений (3, 4) и может быть исключено из исходной системы уравнений.

Подставим теперь (13, 14, 8) в (2):

$$\begin{aligned} \frac{-1}{r} (h_z'(r) + j_\varphi(r)) - (h_z''(r) + j_\varphi'(r)) + \frac{\alpha}{r} \left(-j_r(r) + \frac{h_z(r)}{r} \alpha \right) + \chi^2 h_z(r) = 0, \end{aligned}$$

или

$$h_z''(r) + \frac{1}{r} h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = L(r) \quad (16)$$

где известна функция

$$L(r) = \frac{-1}{r} j_\phi(r) - j_\phi'(r) + \frac{\alpha}{r} j_r(r). \quad (17)$$

Но она совпадает с уравнением (8) из приложения 1, т.е. $L(r) = 0$.

При этом уравнение (16) принимает вид уравнения

$$h_z''(r) + \frac{1}{r} h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0. \quad (18)$$

Эта функция совпадает с функцией $j_z(r)$ – см. приложение 1.

При известной функции $h_z(r)$ могут быть найдены функции (8, 13). Таким образом, система уравнений (2-5) имеет решение в виде (7, 8, 13, 18).

Приложение 3

Найдем решение уравнений Максвелла для области вне провода. Очевидно, решение этих уравнений будет совпадать с решением уравнения (3.18-3.20), полученным в приложении 2 при нулевых функциях $j(r)$, т.е. будет иметь вид:

$$h_z''(r) + \frac{1}{r} h_z'(r) - h_z(r) \left(\frac{\alpha^2}{r^2} + \chi^2 \right) = 0, \quad (18)$$

$$h_\phi(r) = \frac{\alpha}{\chi} \frac{h_z(r)}{r}, \quad (19)$$

$$h_r(r) = \frac{-1}{\chi} h_z'(r), \quad (20)$$

Здесь

$$r \geq R, \quad (6)$$

где R – радиус провода.

Приложение 4

Решение уравнений Максвелла для токов внутри провода получено в приложении 1 и имеет вид:

$$j_z(r) = \frac{\alpha}{\chi} \left(j_z'(r) + \frac{1}{r} j_z(r) \right), \quad (1)$$

$$j_\phi(r) = \frac{\alpha}{\chi} \cdot \frac{j_z(r)}{r}, \quad (2)$$

$$j_r(r) = -\frac{1}{\chi} \cdot j'_z(r). \quad (3)$$

Поскольку электрические напряженности и токи связаны уравнением вида

$$E = \rho \cdot J, \quad (4)$$

где ρ – электросопротивление, в проводе существуют электрические напряженности, для которых существуют уравнения, совпадающие с (1-3) с точностью до обозначений:

$$e_z \left\{ \left(r \right) + \{ e \} \text{ rsub } \{ z \} \text{ rsup } \{ ' \} \left(r \right) \right\} \left\{ 1 \right\} \text{ over } \{ r \} - \{ e \} \text{ rsub } \{ z \} \left(r \right) \left\{ \left(\{ \alpha \} \wedge \{ 2 \} \right) \text{ over } \{ \{ r \} \wedge \{ 2 \} \} + \{ \chi \} \wedge \{ 2 \} \right\} = 0, \quad (5)$$

$$e_\phi(r) = \frac{\alpha}{\chi} \cdot \frac{e_z(r)}{r}, \quad (6)$$

$$e_r(r) = -\frac{1}{\chi} \cdot e'_z(r), \quad (7)$$

где

$$e = \rho \cdot j. \quad (8)$$

На границе провода при $r=R$ электрическая напряженность не испытывает скачка. Поэтому эти же уравнения описывают электрическую напряженность провода, наблюдающуюся вне провода при $r>R$.

Глава 7. Решение уравнений Максвелла для конденсатора в цепи постоянного тока.

Природа потенциальной энергии конденсатора.

Оглавление

1. Введение
2. Потоки энергии
3. Напряженности
4. Энергия
5. Заряженный конденсатор
6. Кольцевой конденсатор
7. Разряд конденсатора

1. Введение

Ниже показано, что в конденсаторе, который включен в цепь постоянного тока, существует электромагнитное поле и существуют потоки электромагнитной энергии. Показано также теоретически и экспериментально, что поток электромагнитной энергии продолжает циркулировать и после отключения от источника постоянного напряжения. Он остается даже тогда, когда удалены металлические обкладки, т.е. энергия конденсатора хранится в диэлектрике конденсатора даже в отсутствии зарядов. Та энергия, которая содержится в конденсаторе и которую принято считать электрической потенциальной энергией, является электромагнитной энергией, хранящейся в конденсаторе в виде стационарного потока.

Заряженный конденсатор всегда разряжается через некоторое сопротивление R , даже, если шунтирующее сопротивление отсутствует. Даже в вакууме конденсатор разряжается в силу того, что он излучает энергию, что тоже можно рассматривать, как существование некоторого сопротивления утечки. При этом вдоль конденсатора распространяется поток электромагнитной энергии, равный мощности тепловых потерь в сопротивлении R . Следовательно, в конденсаторе должно существовать электромагнитное поле, в котором существует продольная

электрическая напряженность и потоки энергии. Далее находится решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее этим условиям.

При существовании потоков энергии в конденсаторе должны существовать магнитные напряженности. При этом уравнения Максвелла для заряженного конденсатора имеют следующий вид:

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

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

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

$$\operatorname{rot}(H)=0, \quad (d)$$

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

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

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \phi} = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

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

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = 0. \quad (8)$$

Будем искать неизвестные функции в виде

$$H_r = h_r(r) \cos, \quad (9)$$

$$H_\phi = h_\phi(r) \sin, \quad (10)$$

$$H_z = h_z(r) \sin, \quad (11)$$

$$E_r = e_r(r) \sin, \quad (12)$$

$$E_\phi = e_\phi(r) \cos, \quad (13)$$

$$E_z = e_z(r) \cos, \quad (14)$$

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

$$\cos = \cos(\alpha \phi + \chi z), \quad (15)$$

$$si = \sin(\dot{\alpha}\phi + \chi z)\dot{\alpha}, \quad (16)$$

где, в свою очередь, α, χ – некоторые константы.

2. Потоки энергии

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

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\phi \\ S_z \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\phi H_z - E_z H_\phi \\ E_z H_r - E_r H_z \\ E_r H_\phi - E_\phi H_r \end{bmatrix} \quad (1)$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$S_r = \eta (e_\phi h_z - e_z h_\phi) co \cdot si \quad (2)$$

$$S_\phi = \eta (e_z h_r co^2 - e_r h_z si^2) \quad (3)$$

$$S_z = \eta (e_r h_\phi si^2 - e_\phi h_r co^2) \quad (4)$$

где $\eta = c/4\pi$ в системе СГС и $\eta = 1$ в системе СИ.

Далее будет показано, что эти плотности потоков энергии удовлетворяют закону сохранения энергии, если

$$h_r = k e_r, \quad (5)$$

$$h_\phi = -k e_\phi. \quad (6)$$

$$h_z = -k e_z. \quad (7)$$

Здесь, также как в главе 2а для конденсатора в цепи переменного тока, можно принять

$$k = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}, \quad (7a)$$

поскольку этот коэффициент не зависит от частоты - см. формулу (5.3а) в главе 2а. Из (2, 6, 7) следует, что

$$S_r = \eta (-e_\phi k e_z + k e_z e_\phi) co \cdot si = 0, \quad (8)$$

т.е. радиальный поток энергии пульсирует. Из (3, 5, 7) следует, что

$$S_\phi = \eta (e_z k e_r co^2 + k e_r e_z si^2) = \eta k e_r e_z, \quad (9)$$

т.е. плотность потока энергии по окружности на данном радиусе не зависит от времени и других координат. Из (5-7) следует, что

$$S_z = \eta e_r h_\phi (si^2 + co^2) = \eta k e_r e_\phi, \quad (10)$$

т.е. плотность потока энергии по вертикали при данном радиусе не зависит от времени и других координат. Эти утверждения и были целью предположений (5-7).

Поток энергии, который распространяется вдоль оси OZ через сечение конденсатора, равен

$$\vec{S}_z = \iint_{r, \varphi} (S_z dr d\varphi) = \iint_{r, \varphi} (\eta k e_r e_\varphi dr d\varphi) = 2\pi\eta k \int_0^R (e_r e_\varphi dr). \quad (11)$$

Таким образом, в заряженном конденсаторе

1. Отсутствует радиальный поток энергии.
2. Поток энергии по оси конденсатора равен активной мощности, расходуемой при заряде или разряде конденсатора.
3. Присутствует поток энергии по окружности.

Следовательно, 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. 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.

Известен эксперимент Ревякина [122], в котором исследуется вопрос о местонахождении заряда в конденсаторе. Для проведения опытов была изготовлена установка из двух конденсаторов, между которыми перемещается диэлектрик. В результате в одном конденсаторе диэлектрик заряжается энергией от высоковольтного источника, а из другого конденсатора эта энергия извлекается – конденсатор разряжается через разрядник. Автор эксперимента объясняет это явление переносом заряда в диэлектрике. Это и не удивительно: до настоящего времени дебатировался вопрос о том, где же хранится заряд. Подобные, но значительно менее эффектные эксперименты, до сих пор объяснялись тем, что на поверхности диэлектрика после съема металлической обкладки всегда сохраняется пленка влаги, сохраняющая заряд [123]. Такое объяснение не представляется убедительным, т.к. нет объяснения тому, как эта пленка успевает возникнуть и как вода успевает зарядиться.

Итак, эксперимент Ревякина является неоспоримым доказательством того, что энергия конденсатора хранится в диэлектрике конденсатора в отсутствии зарядов.

3. Напряженности

В главе 97, раздел 3.3 показано, что система уравнений (1-16) имеет решение следующего вида:

$$e_z(r) = A \left(\exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) r^{(\alpha(r)-1)} \right) \quad (1)$$

$$\alpha(r) = \alpha_o (1 - \exp(-\sigma r)). \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma > 0, \text{ if } \alpha_o < 0 \\ \sigma < 0, \text{ if } \alpha_o > 0 \end{array} \right\}, \quad (3)$$

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}, \quad (4)$$

$$\dot{e}_r = \frac{-e_r}{r} (1 - \alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{2\chi r^2} + \chi \right) e_z, \quad (5)$$

$$e_\varphi = e_r - \frac{\dot{e}_z}{2\chi}, \quad (6)$$

$$h_r = k e_r, \quad (7)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (8)$$

$$h_z = -k e_z. \quad (9)$$

Здесь значения констант $A, \alpha_o, \sigma, \chi$ пока не определены. Из (1) найдем:

$$\begin{aligned} \dot{e}_z &= A \frac{d}{dr} \left(\exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) r^{(\alpha(r)-1)} \right) = \dot{z} \\ \dot{z} A \left(r^{(\alpha(r)-1)} \frac{d}{dr} \exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) + \exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) \frac{d}{dr} r^{(\alpha(r)-1)} \right) \\ \dot{z} A \left(-r^{(\alpha(r)-1)} \alpha(r) \frac{d(\alpha(r))}{dr} \exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) \right. \\ \left. + \exp \left(\frac{-\alpha(r)^2}{2} \right) (\alpha(r) - 1) r^{(\alpha(r)-2)} \right) = \dot{z} \\ \dot{z} A \exp(-0.5\alpha^2) r^{(\alpha-2)} (\alpha - 1 - r\alpha\sigma \exp(-\sigma r)). \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения (1-9) определяют функции $h(r), e(r)$, а эти функции вместе с константами α, χ, k определяют электрические и магнитные напряженности (1.9-1.14)

Отсюда следует, что в заряженном конденсаторе присутствуют электрические и магнитные напряженности. Поэтому можно утверждать, что в заряженном конденсаторе существует электромагнитное поле, а математическое описание этого поля является решением уравнений Максвелла.

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 в этих экспериментах отклонение стрелки от оси конденсатора можно объяснить неравномерностью распределения заряда по квадратной пластине.

4. Энергия

Плотность энергии на окружности с радиусом r в дисковом конденсаторе определяется по формуле (4.2) в главе 2а:

$$W_r = \zeta \cdot (\varepsilon + k\mu) \left((e_r \sin i)^2 + (e_\varphi \cos \varphi)^2 + (e_z \cos \varphi)^2 \right). \quad (1)$$

где $\zeta = \frac{1}{8\pi}$ в системе СГС и $\zeta = 1$ в системе СИ. Обозначим еще

$$\vartheta = \zeta \cdot (\varepsilon + k\mu) \quad (2)$$

или, с учетом (2.7а),

$$\vartheta = \zeta \cdot (\varepsilon + \sqrt{\varepsilon\mu}). \quad (3)$$

Из (2, 3) получаем:

$$W_r = \vartheta \cdot \left((e_r \sin i)^2 + (e_\varphi \cos \varphi)^2 + (e_z \cos \varphi)^2 \right). \quad (4)$$

Найдем из (2) плотность энергии на ВСЕЙ окружности с радиусом r :

$$W_{ro} = \vartheta \cdot \left(e_r^2 \int_{\varphi}^{\square} \sin^2 d\varphi + (e_\varphi^2 + e_z^2) \int_{\varphi}^{\square} \cos^2 d\varphi \right). \quad (5)$$

При α -целом

$$W_{ro} = \vartheta \pi \alpha \cdot \left((e_r^2 + e_\varphi^2 + e_z^2) \right). \quad (6)$$

Таким образом, плотность энергии электромагнитной волны в конденсаторе одинакова на всех точках цилиндра данного радиуса.

Полная энергия конденсатора с внешним радиусом R :

$$W = d \int_0^R W_{ro} dr. \quad (7)$$

где d – толщина конденсатора.

С другой стороны, энергия конденсатора зависит от емкости C и напряжения U на нем:

$$W = \frac{CU^2}{2}. \quad (8)$$

5. Заряженный конденсатор

В заряженном конденсаторе присутствует продольная напряженность, но отсутствует продольный поток энергии. Это может быть только в том случае, когда $e_\varphi = 0$. При этом из (3.6, 3.1, 3.10) находим:

$$e_r = \frac{\dot{e}_z}{2\chi} = \frac{A}{2\chi} \exp(-0.5\alpha^2) r^{|\alpha-2|} (\alpha - 1 - r\alpha\sigma \exp(-\sigma r)). \quad (1)$$

В заряженном конденсаторе плотность потока энергии по окружности определяется по (2.9) или, с учетом (2.7а), по формуле

$$S_\varphi = \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r e_z. \quad (2)$$

Рассмотрим скорость движения энергии по окружности. Общепринятой является концепция Умова [81], согласно которой плотность потока энергии \mathbf{s} является произведением плотности энергии \mathbf{w} и скорости движения энергии \mathbf{v} :

$$\mathbf{s} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{v}. \quad (3)$$

Среднюю плотность энергии на окружности с радиусом r можно определить из (4.6):

$$W_{r\text{mid}} \approx \frac{W_{ro}}{2\pi r}. \quad (4)$$

Тогда скорость движения энергии по окружности с радиусом r

$$v_\varphi = S_\varphi / W_{r\text{mid}}, \quad (5)$$

а скорость вращения энергии

$$\omega_\varphi = v_\varphi / 2\pi r. \quad (6)$$

Объединяя формулы (6, 5, 4, 5.2, 4.6), получаем:

$$\omega_\varphi = S_\varphi / W_{ro} = \frac{\eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r e_z}{\vartheta \pi \cdot \left((e_r^2 + e_\varphi^2 + e_z^2) \right)}. \quad (7)$$

Полагая, что

$$e_r^2 \approx e_\varphi^2 \approx e_z^2 \approx e_r e_z,$$

получаем

$$\omega_\varphi = S_\varphi / W_{ro} = \frac{\eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}}{3 \vartheta \pi \propto}. \quad (8)$$

или, с учетом (4.2),

$$\omega_\varphi = S_\varphi / W_{ro} = \frac{\eta}{3 \pi \propto \varsigma \cdot (\sqrt{\varepsilon \mu} + \mu)}. \quad (9)$$

Заметим, что ω_φ зависит только от \propto .

6. Кольцевой конденсатор

Рассмотрим теперь кольцевой конденсатор, в котором обкладками являются не диски, а кольца.

Известен электрический двигатель высокого напряжения, представляющий собой высоковольтный воздушный конденсатор [131]. В нем одна обкладка выполнена в виде провода, а вторая в виде полосы фольги – см. рис. 3. При высоком напряжении между обкладками возникает ионный ветер, что позволяет рассматривать это устройство, как постоянно разряжающийся конденсатор. Устройство взлетает. Этот эффект вначале объясняли действием ионного тока и ионного ветра. Более тщательные измерения показывают, что ионный ветер создает примерно 60% подъемной силы. Источник 40% подъемной силы не выявлен. Авторы утверждают, что подъемная сила возникает также и в вакууме (где нет ионного ветра).

В первом приближении можно рассматривать этот конденсатор, как кольцевой конденсатор. Тогда можно утверждать, что в этом устройстве постоянно присутствует поток электромагнитной энергии вдоль периметра конденсатора. При постоянном разряде есть также вертикальный поток электромагнитной энергии. Такие явления могут быть причиной появления подъемной силы.



Рис. 3

7. Разряд конденсатора

Энергия конденсатора

$$W_e = \frac{CU^2}{2}, \quad (7)$$

а плотность энергии

$$w_e = \frac{W_e}{bd}. \quad (8)$$

где U, b, d - напряжение на конденсаторе, площадь пластин, толщина диэлектрика соответственно, причем емкость

$$C = \varepsilon \cdot b/d. \quad (9)$$

При разряде конденсатора на резистор Ω поток энергии S в резистор равен выделяемой в резисторе мощности, т.е.

$$S = P = UI = \frac{U^2}{\Omega}. \quad (10)$$

Если конденсатор подключен к нагрузке всей поверхностью пластин, то плотность потока энергии

$$s = \frac{S}{b} = \frac{U^2}{b\Omega}, \quad (11)$$

а мощность источника

$$P = sb. \quad (12)$$

Тогда скорость движения энергии через конденсатор, определяемая по (8),

$$v_z = \frac{s}{w_e} = \frac{U^2}{b\Omega} / \frac{W_e}{bd} = \frac{U^2}{bR} / \frac{CU^2}{2bd} = \frac{2d}{C\Omega}. \quad (13)$$

или, с учетом (9),

$$v_z = \frac{2d^2}{\epsilon b \Omega}, \quad (14)$$

т.е. эта скорость не зависит от напряжения! Она может иметь значение, существенно меньшее скорости света.

Найдем еще константу A , которая входит в определение функции e_z по (п.1.3). Выше получена формула (2.11) для вычисления потока энергии вдоль оси конденсатора. Из (2.11, 10) получаем:

$$P = 2\pi\eta k \int_0^R (e_r e_\phi dr). \quad (15)$$

Функции e_r, e_ϕ зависят от константы A , поскольку они определены в зависимости от функции e_z . Следовательно, можно записать:

$$e_r = A \dot{e}_r, e_\phi = A \dot{e}_\phi. \quad (16)$$

Из (15, 16, 2.7a) находим:

$$P = 2\pi\eta A^2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_0^R (\dot{e}_r \dot{e}_\phi dr) \quad (17)$$

или

$$A = \sqrt{P / \left(2\pi\eta \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_0^R (\dot{e}_r \dot{e}_\phi dr) \right)} \quad (18)$$

Если конденсатор заряжен, то известно U и существует величина A (просто потому, что существуют напряженности e_r, e_ϕ, e_z). Этот факт имеет место и тогда, когда конденсатор не подключен к реальному резистору. Следовательно, даже при отсутствии резистора всегда существует сопротивление R , на которое разряжается конденсатор – сопротивление утечки.

Отсюда следует, что «сопротивление утечки» существует и в идеальном вакууме (где нет вещества). Это означает, что через конденсатор, помещенный в вакуум, проходит поток энергии. Он замыкается в окрестности конденсатора между обкладками. При этом энергия конденсатора не расходуется, т.к. реального сопротивления не существует.

Однако, в воздухе поток энергии растрачивается также, как в проводе и конденсатор в воздухе разряжается.

Глава 7а. Конденсатор с электропроводным диэлектриком

Оглавление

- 1. Введение \ 1
- 2. Заряд конденсатора продольным магнитным полем \ 1
- 3. Заряд конденсатора круговым магнитным полем \ 4
- 4. Плотность электрической энергии \ 5
- Приложение 1 \ 6
- Приложение 2 \ 7

1. Введение

Здесь (отличие от главы 7) рассмотрим конденсатор с электропроводным диэлектриком.

2. Заряд конденсатора продольным магнитным полем

В главе 5д показано, что в проводе, который находится в неоднородном продольном магнитном поле, создается продольный постоянный ток. Следовательно, в конденсаторе с токопроводящим диэлектриком также создается постоянный ток. Этот ток заряжает конденсатор. Другими словами, конденсатор заряжается во внешнем неоднородном магнитном поле.

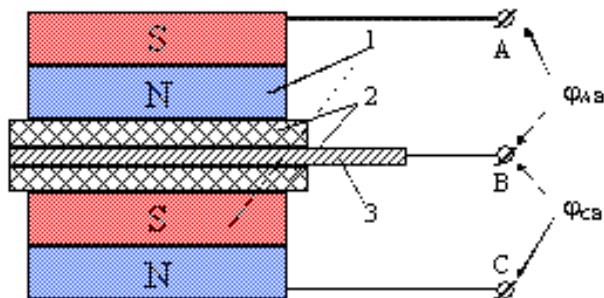


Рис. 1.

Это явление обнаруживается экспериментально. В [116] описывается конструкция, показанная на рис. 1, где показан один из вариантов практической реализации данного явления. В межполюсное пространство токопроводящих магнитов 1 помещены две изоляционные прокладки 2 и металлическая фольга 3. Магниты 1 и фольга 3 выполняют роль электродов *A*, *B* и *C*. Между электродами *AB* и *CB* фиксируется постоянная разность потенциалов, которая возникает в момент создания данной конструкции.

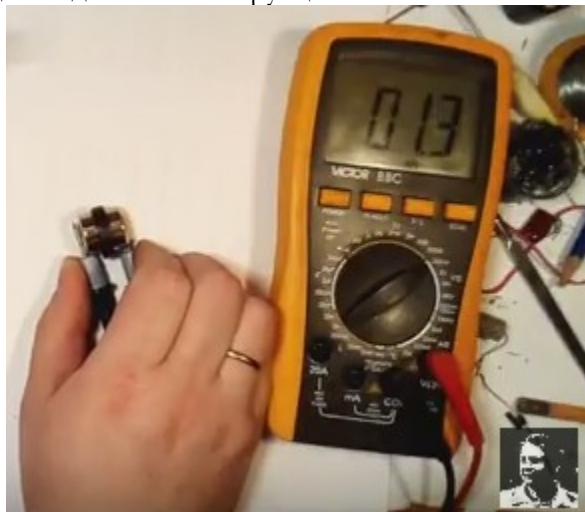


Рис. 2.

В [125] описывается эксперимент (см. рис. 2), где его автор проверяет напряжение на нескольких конструкциях:

- 1) одиночный дисковый неодимовый магнит (НМ),
- 2) несколько НМ,
- 3) ферритовый диск ФД
- 4) ферритовый дисковый магнит ФДМ
- 5) стопка блоков вида 4).

В этих конструкциях феррит является токопроводящим диэлектриком. Автор отмечает, что

1. в 1) отсутствует напряжение,
2. в 2)-4) есть напряжение,
3. в 4) напряжение больше, чем в 3),
4. в 5) напряжение больше, чем в 4),
5. напряжение со временем падает, но в следующем эксперименте восстанавливается.

Пример 1.

Рассмотрим конструкцию, отличающуюся от показанной на рис. 1 тем, что вместо постоянных магнитов используются электромагниты, а диэлектрик является ферромагнетиком – см. рис. 3, где показан электромагнит 1 с обмоткой 2. В зазоре электромагнита 1 находится конденсатор с диэлектриком 3 и обкладками 4. Из предыдущего следует, что на конденсаторе, расположенном между магнитами, должно возникнуть напряжение.

Такая конструкция может рассматриваться, как трансформатор постоянного тока J в обмотке 2 электромагнита 1 в постоянное напряжение U на обкладках 4 конденсатора. Это напряжение может быть нагружено на внешнее сопротивление R . При этом источник тока J передает мощность в сопротивление R .

Таким образом, рассмотренная конструкция является силовым трансформатором постоянного напряжения (тип 1).

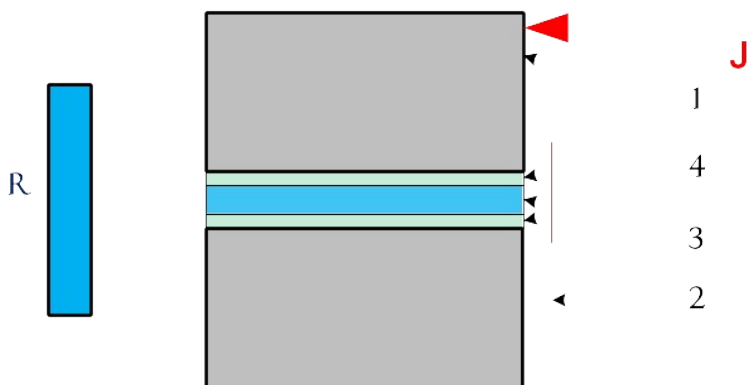


Рис. 3.

Такая схема функционирует следующим образом. В некоторый момент времени конденсатор под воздействием магнитов накапливает магнитную энергию W_m и заряжается до напряжения U , т.е. приобретает электрическую энергию W_c . Далее конденсатор разряжается через собственное внутреннее сопротивление R . При этом напряжение на обкладках уменьшается. Однако от магнитной энергии он вновь заряжается до напряжения U . Таким образом, этот процесс можно рассматривать, как постоянный разряд конденсатора, напряжение на котором поддерживается внешним источником энергии.

Формальные соотношения рассмотрены в приложении 1.

3. Заряд конденсатора круговым магнитным полем

В главе 5д показано, что в проводе, который находится в крутовом магнитном поле, создается продольный постоянный ток. Следовательно, в конденсаторе с токопроводящим диэлектриком также создается постоянный ток. Этот ток заряжает конденсатор. Другими словами, конденсатор заряжается во внешнем крутовом магнитном поле.

Таким образом, если через конденсатор проходит провод с постоянным током, то в конденсаторе возникает продольная напряженность.

Пример 2.

Рассмотрим конструкцию, показанную на рис. 4, где показан конденсатор с токопроводящим диэлектриком 1 и обкладками 2. В этом конденсаторе имеется отверстие, через которое проходит провод 3. Если по проводу проходит ток J , то в конденсаторе создается крутовое магнитное поле с напряженностью H_ϕ . В соответствии с вышеизложенным в токопроводящем диэлектрике создается продольный постоянный ток (направленный параллельно току в проводе). Этот ток проходит через внешнее сопротивление R .

Естественно, вместо одиночного провода можно сделать многовитковую обмотку. Такая конструкция может рассматриваться, как трансформатор постоянного тока J (в указанном проводе) в постоянное напряжение U на обкладках конденсатора. Это напряжение может быть нагружено на внешнее сопротивление R . При этом источник тока передает мощность в сопротивление R .

Таким образом, рассмотренная конструкция является силовым трансформатором постоянного напряжения (тип 2).

Такая схема функционирует следующим образом. В некоторый момент времени конденсатор под воздействием тока I накапливает магнитную энергию W_m и заряжается до напряжения U , т.е. приобретает электрическую энергию W_c . Далее конденсатор разряжается через собственное внутреннее сопротивление R . При этом напряжение на обкладках уменьшается. Однако от магнитной энергии он вновь заряжается до напряжения U . Таким образом, этот процесс можно рассматривать, как постоянный разряд конденсатора, напряжение на котором поддерживается внешним источником энергии.

Формальные соотношения рассмотрены в приложении 1.

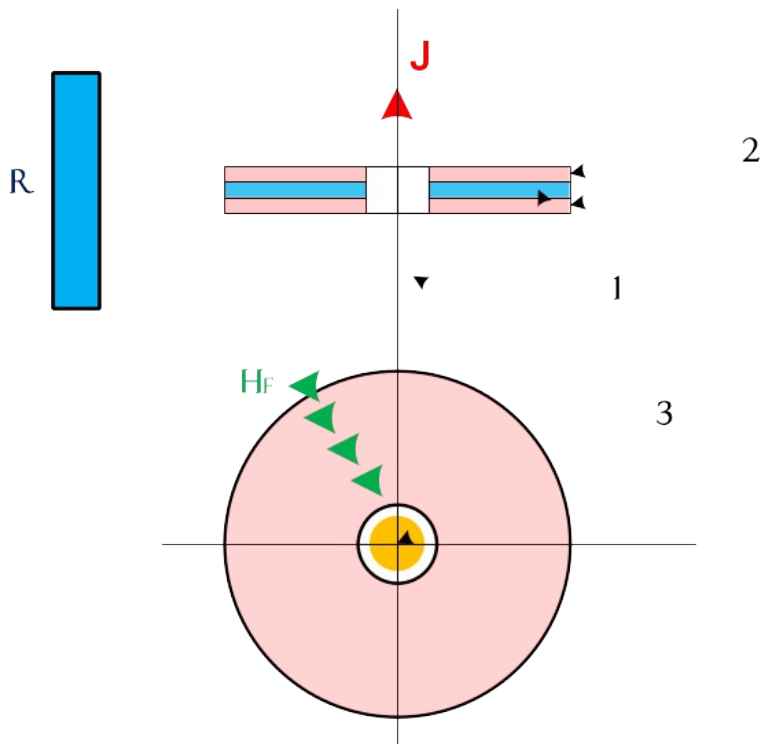


Рис. 4.

4. Плотность электрической энергии

Известно, что оксидно-полупроводниковые и электролитические конденсаторы обладают очень большой удельной емкостью. Диэлектриком в таких конденсаторах служит электролит или полупроводник. Такой диэлектрик является электропроводным. Диэлектрическая проницаемость таких диэлектриков больше диэлектрической проницаемости обычных (неэлектропроводных) диэлектриков примерно в 3 раза. Однако этим невозможно объяснить очень большое увеличение удельной емкости.

В главе 5 показано, что при неизменной плотности основного тока в проводе передаваемая по нему мощность зависит от параметров структуры (α , X), т.е. от плотности винтовой траектории тока: при уменьшении параметра X мощность увеличивается и увеличивается плотность винтовой траектории тока. При этом общая длина траектории увеличивается. Точно также увеличивается и длина линии, на которой действует электрическая напряженность, пропорциональная этому току. Но емкость пропорциональна квадрату длины, на которой существует электрическая напряженность. Следовательно, емкость

провода увеличивается с увеличением плотности винтовой траектории тока, т.е. с увеличением передаваемой мощности. Точные соотношения между электрической энергией и тепловой мощностью можно найти из соотношений, найденных в главе 5 – см. приложение 2. Поскольку электрическая энергия пропорциональна емкости, то из этих соотношений может быть найдена емкость провода.

В электропроводном конденсаторе, эквивалентном проводу, вся тепловая мощность выделяется в самом конденсаторе. Следовательно, тепловая мощность, выделяемая в конденсаторе, существенно увеличивает емкость конденсатора.

Приложение 1.

Рассмотрим формальные соотношения для разделов 2 и 3.

Обозначим:

P - мощность, потребляемая нагрузкой конденсатора,

P_1 – мощность источника тока I ,

ρ - сопротивление провода (в разделе 2) или обмоток электромагнитов (в разделе 3),

L - индуктивность конденсатора,

W_c, W_m – электрическая и магнитная энергия конденсатора,

P_2 – мощность потерь в проводе,

r - кажущееся сопротивление провода (в разделе 2) или обмоток электромагнитов (в разделе 3) - сопротивление нагрузки для источника тока I .

Имеем:

$$P_2 = I^2 \rho, \quad (1)$$

$$P = U^2 R, \quad (2)$$

$$W_m = L I^2 / 2, \quad (3)$$

$$W_c = C U^2 / 2, \quad (4)$$

$$P_1 = I^2 r = P + P_2 = U^2 R + I^2 \rho, \quad (5)$$

Тогда

$$r = \frac{I^2}{P_1} = \frac{U^2 R}{I^2} + \rho. \quad (6)$$

Очевидно, для согласованной работы должны совпадать постоянные времени цепи заряда индуктивности L и цепи разряда емкости C , т.е.

$$L / \rho = RC. \quad (7)$$

Тогда

$$R = \frac{L}{\rho C} \quad (8)$$

Известно, что для тора

$$L = \frac{\mu q}{l} \quad (9)$$

где

μ – абсолютная магнитная проницаемость тора,

q – площадь поперечного сечения сердечника,

l – длина средней магнитной силовой линии тора.

Очевидно,

$$q = Dd/2, \quad (10)$$

$$l = \pi D, \quad (11)$$

где D – диаметр тора, d – высота тора. Тогда из (9-11) находим:

$$L = \frac{\mu d}{2\pi} \quad (13)$$

Емкость конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon \pi D^2}{4d} \quad (14)$$

Тогда из 8, 13, 14 находим:

$$R = \left(\frac{\mu d}{2\pi\rho} \right) / \left(\frac{\varepsilon \pi D^2}{4d} \right) = \frac{2\mu d^2}{\pi^2 \varepsilon D^2 \rho} \quad (15)$$

Приложение 2.

В главе 5 определены плотность основного тока J_o , плотности дополнительных токов J_r, J_ϕ, J_z и магнитные напряженности H_r, H_ϕ, H_z .

Рассмотрим еще плотность тепловой энергии, выделяемой в проводе,

$$T = \rho (J_r^2 + J_\phi^2 + J_z^2 + J_o^2). \quad (2)$$

Те же величины определены и в электропроводном конденсаторе. Рассмотрим еще электрическую энергию этого конденсатора:

$$W_e = 0.5 \varepsilon E^2, \quad (3)$$

где

$$E^2 = E_r^2 + E_\phi^2 + E_z^2 = \rho^2 (J_r^2 + J_\phi^2 + J_z^2 + J_o^2). \quad (4)$$

Емкость конденсатора можно определить через его электрическую энергию:

$$C = 2 W_e / U^2. \quad (5)$$

Совмещая (2-5), находим:

$$C = \varepsilon \rho T / U^2. \quad (6)$$

Рассмотрим еще случай, когда вся тепловая энергия выделяется в конденсаторе. В этом случае из (2-4) находим:

$$W_e = 0.5 \varepsilon \rho T. \quad (7)$$

Поскольку

$$T = U^2 / R, \quad (8)$$

где R – электрическое сопротивление конденсатора, то

$$W_e = 0.5 \varepsilon \rho U^2 / R. \quad (9)$$

Обозначим через b, d площадь обкладки и расстояние между обкладками конденсатора. Тогда

$$C = \varepsilon b / d, \quad (10)$$

$$R = \rho d / b. \quad (11)$$

Из (9-11) получаем:

$$W_e = 0.5 \varepsilon \rho U^2 b / \rho d = 0.5 \varepsilon U^2 b / d = 0.5 C U^2, \quad (12)$$

что совпадает с формулой (5). Таким образом, электропроводность конденсатора не изменяет его энергию и, следовательно, не изменяет его емкость.

Глава 7b. Решение уравнений Максвелла для зазора в магните

Оглавление

1. Математическая модель \ 1
2. Эксперименты по обнаружению момента импульса в магните \ 2
3. О скорости размагничивания магнитов \ 6

1. Математическая модель

В главе 7 был рассмотрен заряженный конденсатор, между обкладками которого существует постоянная 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 ($E_z = 0$).

Решение уравнений Максвелла для "зазоре" в магните полностью аналогично этому решению для в конденсаторе и мы не будем его здесь повторять.

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. При этом (также, как и в конденсаторе)

1. Отсутствует радиальный поток энергии.
2. Присутствует поток энергии по оси зазора.
3. Присутствует поток энергии по окружности.

Как показано в главе 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.

В частности, как показано в (1.5.6), момент импульса относительно оси магнита в данной точке "зазора"

$$L_z(r, \varphi, z) = \frac{r}{c} S_z(r, \varphi, z) \quad (1)$$

или, с учетом (7.2.10),

$$L_z(r, \varphi, z) = \frac{r}{c} \eta k e_r(r) e_\varphi(r). \quad (2)$$

Суммарный момент импульса на всей окружности данного радиуса и на данном расстоянии от торца

$$L_{zr}(r) = \int_0^{2\pi} L_z(r, \varphi, z) d\varphi = \frac{2\pi r}{c} \eta k e_r(r) e_\varphi(r). \quad (3)$$

2. Эксперименты по обнаружению момента импульса в магните

Существование момента импульса в магните можно было бы проверить экспериментально. Но у автора нет таких возможностей. Поэтому предлагается рассмотреть эксперименты, которые (**вероятно!**) демонстрируют существование такого момента импульса в магните.

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: $B = 1 \text{ Tesla}$, $T = 20 \text{ sec}$,

$(L, D, A, C, d) = (200, 20, 05, 15, d) \text{ mm}$.

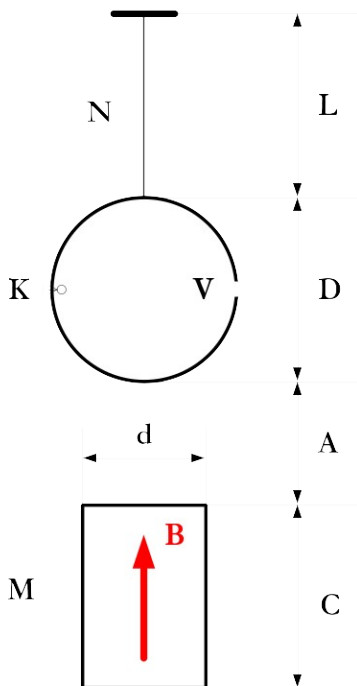


Рис. 1.

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.

2. В Интернете [46] показан другой эксперимент – см. рис. 2, где

• M - магнит,

- К – магнит в виде железного кольца,
- S – деревянный стержень,
- Р - держатель стержня S.

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.

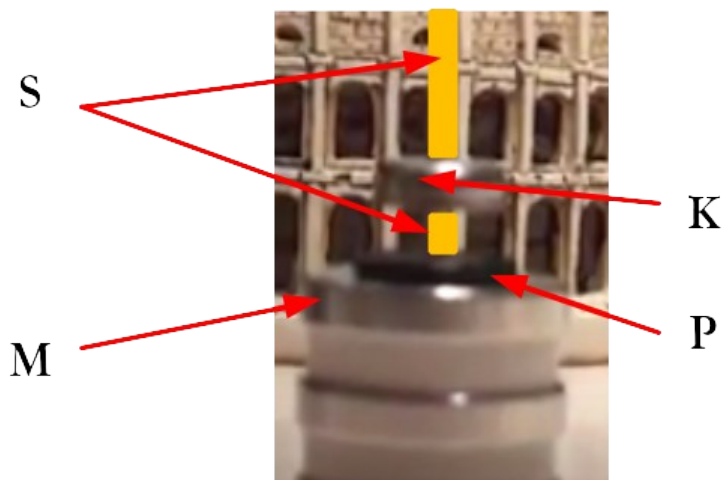


Рис. 2.

3. В Интернете [47] показан еще один эксперимент, который легко повторить. Два кольцевых магнита подвешиваются крючком на длинной нитке – см. рис. 3.1. В первом случае магниты сцепляются плоскостями колец (см. рис. 3.2), а во втором – касаются внешними цилиндрическими поверхностями (см. рис. 3.3). В первом случае конструкция висит спокойно, а во втором – вращается. Поскольку вес конструкции не меняется, то влияние нитки исключено.



Рис. 3.1.

Рис. 3.2.

Рис. 3.3.

4. Известен по интернету также эксперимент, аналогичный эксперименту 3, где нижний кольцевой магнит был заменен на сплошной прямоугольный магнит – см. рис. 4, где использованы обозначения из рис. 1. Конструкция вращалась так же, как и в эксперименте 3 [48]. Объяснением может служить существование момента импульса вокруг оси магнита.

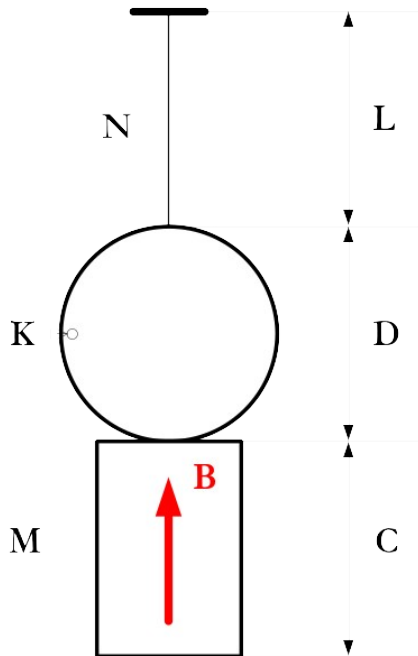


Рис. 4.

Два кольцевых магнита в эксперименте 3 можно рассматривать как две совмещенных конструкции из рис. 4:

- нижнее кольцо в роли магнита для верхнего кольца,
- верхнее кольцо в роли магнита для нижнего кольца,

При этом все 4 эксперимента объясняются существованием момента импульса в магните.

Эксперименты 1,3, 4 можно представить общей схемой – см. рис. 5. Магнит М создает магнитный поток В1, направленный в кольцо К. (Другую часть поток магнита М мы не рассматриваем). Этот поток раздваивается в кольце К на два потока В2. Далее потоки В2 замыкаются потоком В3 внутри кольца и потоком В4 вне кольца. Таким образом,

$$B1=2*B2 - B3, B4=2*B2 - B3, B1=B4,$$

т.е. всегда существует поток $B3 > 0$. Этот поток, как показано выше, обладает моментом импульса.

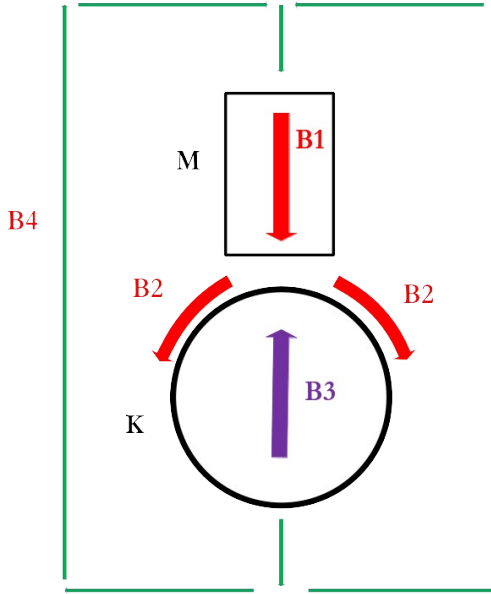


Рис. 5.

3. О скорости размагничивания магнитов

Рассмотрим скорость движения энергии из магнита. Так же, как и в главе 1, мы будем использовать концепцию Умова [81], согласно которой плотность потока энергии s является произведением плотности энергии w и скорости движения энергии v_e :

$$s = w \cdot v_e \quad (1)$$

Если движение энергии заключается в том, что она излучается из тела перпендикулярно некоторому сечению тела, то из (1) следует:

$$s = \frac{P}{Q} = \frac{dW/dt}{Q} = w \cdot v_e, \quad (2)$$

где Q - площадь сечения, P - мощность излучения, W - энергия тела. Следовательно, в этом случае мы можем измерить скорость движения энергии как

$$v_e = \frac{dW/dt}{w \cdot Q}. \quad (3)$$

Применим эту формулу для вычисления скорости движения энергии при размагничивании магнита.

Из [93] рассмотрим, например, зависимость уменьшения магнитной индукции с течением времени для сплава ЮНДК25А – см. рис. 1, где показаны функции в зависимости от времени, прошедшего от момента намагничивания. Время показано в днях. В окне 1 показана функция магнитной индукции $B(t)$ из [93]. При этом скорость изменения магнитной индукции

$$\frac{dB}{dt} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{T}{sec} \quad (4)$$

В окне 2 показана функция плотности магнитной энергии

$$w = 10^{-4} B^2. \quad (5)$$

Из (4, 5) следует, что

$$\frac{dw}{dt} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{dB}{dt} B = 4 \cdot 10^{-10} B \quad (6)$$

Будем полагать за неизменением более точных данных, что

$$W = w, Q = 1, B = 1. \quad (7)$$

Тогда из (3) находим:

$$v_e = \frac{dW/dt}{w \cdot Q} = \frac{4 \cdot 10^{-10} B}{10^{-4} B^2} = 4 \cdot 10^{-6} \frac{m}{sec}. \quad (8)$$

Эта скорость намного меньше скорости света, что и требовалось показать.

Можно предположить, что поток энергии из магнита превращается в тепловую энергию и магнит охлаждается. Но вместе с охлаждением магнита в него поступает тепловой поток извне, восстанавливающий температуру магнита. Следовательно, существование магнита, возможно, обеспечивается внешней средой и при охлаждении магнитные свойства исчезают, что наблюдается, как точка Кюри. Процесс обмена тепловой энергией магнита и окружающей среды подробно рассмотрен в [124].

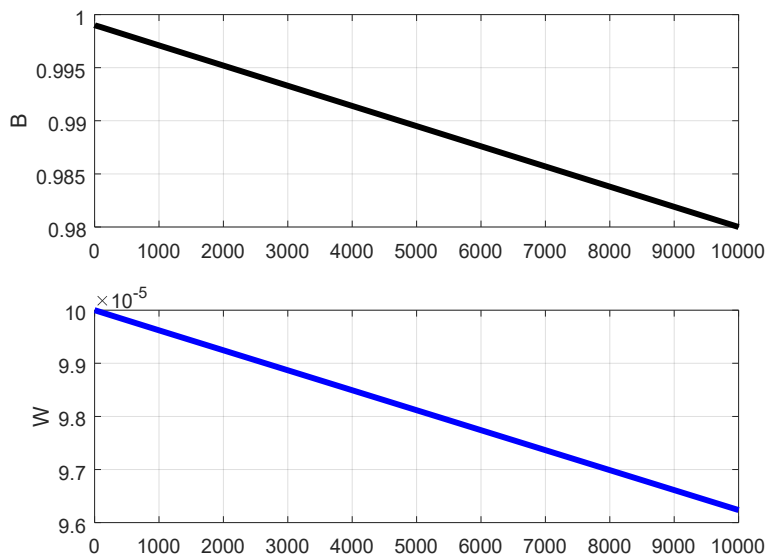


Fig. 1. PoletMy.m

Глава 7е. Решение уравнений Максвелла для конденсатора с постоянным напряжением в декартовых координатах

Оглавление

1. Решение системы уравнений Максвелла \ 1
2. Плотности потоков энергии \ 3

1. Решение системы уравнений Максвелла

В главе 2d дано решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в декартовых координатах. Здесь мы рассмотрим конденсатор с постоянным напряжением в декартовых координатах – см. рис. 1.

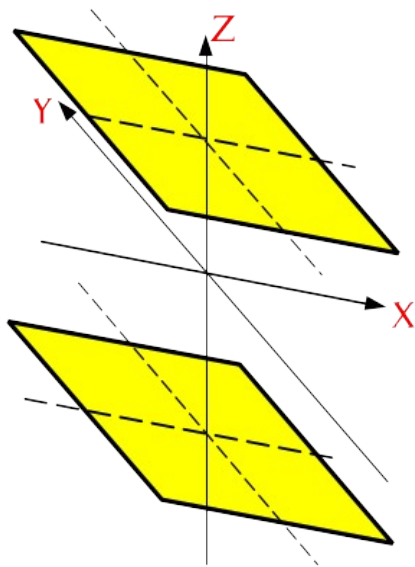


Рис. 1.

В системе декартовых координат x, y, z эти уравнения в системе СИ имеют вид:

$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0$	(1)
$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0$	(2)
$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0$	(3)
$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = 0$	(4)
$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = 0$	(5)
$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$	(6)
$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$	(7)
$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$	(8)

где

E_x, E_y, E_z - электрические напряженности,

H_x, H_y, H_z - магнитные напряженности,

Решение должно быть найдено при ненулевой напряженности E_z .

Будем искать решение в виде следующих функций [45]:

$$E_x(x, y, z) = e_x \operatorname{Ch}(\beta y) \operatorname{Ch}(\gamma z) \cos(\alpha x), \quad (9)$$

$$E_y(x, y, z) = e_y \operatorname{Sh}(\beta y) \operatorname{Ch}(\gamma z) \sin(\alpha x), \quad (10)$$

$$E_z(x, y, z) = e_z \operatorname{Ch}(\beta y) \operatorname{Sh}(\gamma z) \sin(\alpha x), \quad (11)$$

$$H_x(x, y, z) = h_x \operatorname{Sh}(\beta y) \operatorname{Sh}(\gamma z) \sin(\alpha x), \quad (12)$$

$$H_y(x, y, z) = h_y \operatorname{Ch}(\beta y) \operatorname{Sh}(\gamma z) \cos(\alpha x), \quad (13)$$

$$H_z(x, y, z) = h_z \operatorname{Sh}(\beta y) \operatorname{Ch}(\gamma z) \cos(\alpha x), \quad (14)$$

где

$e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды функций,

α, β, γ - константы.

Дифференцируя (9-14) и подставляя полученное в (1-8) после сокращения на общие множители, получаем:

$h_z \beta - h_y \gamma = 0$	(15)
$h_x \gamma + h_z \alpha = 0$	(16)
$-h_y \alpha - h_x \beta = 0$	(17)
$e_z \beta - e_y \gamma = 0$	(18)
$e_x \gamma - e_z \alpha = 0$	(19)
$e_y \alpha - e_x \beta = 0$	(20)
$e_x \alpha + e_y \beta + e_z \gamma = 0$	(21)
$h_x \alpha + h_y \beta + h_z \gamma = 0$	(22)

Система 8-ми уравнений (15-22) при известной величине e_z содержит 8 неизвестных.

$$e_x, e_y, h_x, h_y, h_z, \alpha, \beta, \lambda.$$

Рассмотрим вначале систему 5-ти линейных уравнений (15-19) относительно 5-ти неизвестных e_x, e_y, h_x, h_y, h_z . Решая эту систему, найдем эти неизвестные. Затем подставим найденные значения в уравнения (20-22) и получим систему 3-х линейных уравнений относительно 3-х неизвестных α, β, λ . Тем самым исходная система уравнений (15-22) будет решена.

Решение всегда существует.

2. Плотности потоков энергии

Плотности потоков энергии по координатам определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = (E \times H) = \begin{bmatrix} E_y H_z - E_z H_y \\ E_z H_x - E_x H_z \\ E_x H_y - E_y H_x \end{bmatrix}. \quad (23)$$

или, с учетом формул (9-14),

$$S_x = (e_y h_z \Psi_{yz} - e_z h_y \Psi_{zy}) \quad (24)$$

$$S_y = (e_z h_x \Psi_{zx} - e_x h_z \Psi_{xz}) \quad (25)$$

$$S_z = (e_x h_y \Psi_{xy} - e_y h_x \Psi_{yx}) \quad (26)$$

где коэффициенты Ψ определяются из (9-14). Например,

$$\Psi_{xy} = \text{Ch}(\beta y) \text{Ch}(\gamma z) \cos(\alpha x) \cdot \text{Ch}(\beta y) \text{Sh}(\gamma z) \cos(\alpha x)$$

или

$$\Psi_{xy} = 0.5 C h^2(\beta y) S h^2(2(\gamma z)) \cos^2(\alpha x). \quad (27)$$

Аналогично,

$$\Psi_{yx} = \text{Sh}(\beta y) \text{Ch}(\gamma z) \sin(\alpha x) \cdot \text{Sh}(\beta y) \text{Sh}(\gamma z) \sin(\alpha x)$$

или

$$\Psi_{xy} = 0.5 Sh^2(\beta y) Sh^2(2(yzt)) \sin^2(\alpha x). \quad (28)$$

Это означает, что существуют потоки энергии по всем осям конденсатора. Это также означает, что сквозь конденсатор проходят потоки энергии. Рассмотрим, например, сечение xy при $z=z_1$. Плотность потока энергии S_z на этом сечении определяется функцией (26, 27, 28). Поток энергии все сечение определяется интегралом этой функции на всей площади этого сечения:

Важно отметить, что этот поток не изменяет внутреннюю энергию конденсатора. Этот поток является той активной мощностью, которая проходит через конденсатор вдоль оси oz . На других гранях конденсатора также могут существовать потоки энергии, которые излучают энергию, вычитающуюся из энергии конденсатора и восполняемую источником напряжения.

К этой главе относятся также многие выводы, приведенные в главе 7 для конденсатора в системе цилиндрических координат.

Глава 8. Уравнения Максвелла в сферических координатах

Система уравнений Максвелла, будучи системой дифференциальных уравнений в частных производных, имеет множество решений. И мы рассмотрим несколько решений. Применимость решения для физики определяется единственным критерием: оно должно удовлетворять закону сохранения энергии (ЗСИ). Существующее решение НЕ удовлетворяет этому закону: оно удовлетворяет ему в среднем, т.е. вот сейчас удовлетворяет, а через мгновение не удовлетворяет и т.д. Это похоже на анекдот про крокодилов, которые летают, но очень низенько. Тем не менее, именно тот факт, что существующее решение удовлетворяет..., считается доказательством единственности этого решения (о чем можно прочесть во многих учебниках). Это тоже похоже на анекдот. Как говорится, крокодилы отдыхают.

Итак, далее мы рассмотрим три решения и их соответствие закону сохранения энергии. В предлагаемых вариантах рассматривается решения уравнений Максвелла в сферических координатах (ρ, φ, θ) , где напряженности определяются формулами следующего вида:

$$E_{\varphi} = \frac{e_{\varphi}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \sin(\infty \varphi + \dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (1)$$

$$E_{\theta} = \frac{e_{\theta}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \cos(\infty \varphi + \dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (2)$$

$$E_{\rho} = \frac{e_{\rho}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \sin(\infty \varphi + \dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (3)$$

$$H_{\varphi} = \frac{h_{\varphi}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \cos(\dot{\chi} \infty \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (4)$$

$$H_{\theta} = \frac{h_{\theta}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \sin(\dot{\chi} \infty \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (5)$$

$$H_{\rho} = \frac{h_{\rho}}{\rho} K h m(\theta, \infty) \cos(\infty \varphi + \dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (6)$$

где сферические координаты показаны на рис. 1 и приняты следующие обозначения:

E - напряженность электрического поля,

H - напряженность магнитного поля,
 μ - абсолютная магнитная проницаемость,
 ε - абсолютная диэлектрическая проницаемость,
 $Kh_m(\theta, \alpha)$ - некоторая функция,
 $\alpha, \chi, \omega, e_\varphi, h_\varphi$ - константы.

Для удобства изложения мы будем использовать обозначения:

$$Kh_m^1(\theta, \alpha) = \frac{\partial}{\partial \theta} Kh_m(\theta, \alpha), \quad (7)$$

$$co = \cos(\dot{i} \propto \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{i}, \quad (8)$$

$$si = \sin(\dot{i} \propto \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{i}. \quad (9)$$

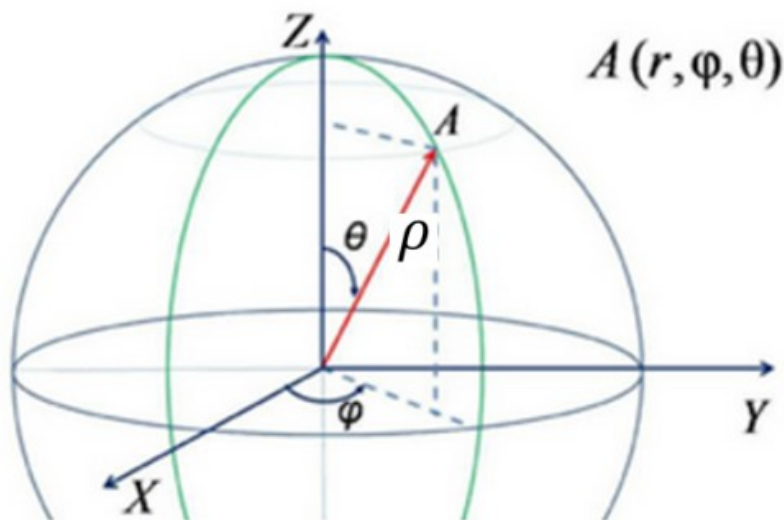


Рис. 1.

В табл. 1 приведены выражения для ротора и дивергенции вектора \mathbf{E} в сферических координатах [4]. Уравнения Максвелла в сферических координатах при отсутствии зарядов и токов имеют вид, приведенный в табл. 2.

Далее рассматриваются следующие варианты:

A) $\dot{i} \propto = 0, E_\rho = 0, H_\rho = 0$

B) $\alpha = \text{любое}, E_\rho = 0, H_\rho = 0$

C) $\alpha = 0, E_\rho = \text{любое}, H_\rho = \text{любое}$

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\phi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \phi}$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} - \frac{E_\phi}{\rho} - \frac{\partial E_\phi}{\partial \rho}$
3	$\text{rot}_\phi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \phi}$
4	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \sin(\theta) \partial \phi}$

Таблица 2.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\phi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{\partial E_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} - \frac{E_\phi}{\rho} - \frac{\partial E_\phi}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
3	$\text{rot}_\phi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\phi}{\partial t} = 0$
4	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\phi}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} = 0$
5	$\text{rot}_\rho(H)$	$\frac{H_\phi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\phi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial H_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = 0$
6	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{\partial H_\rho}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} - \frac{H_\phi}{\rho} - \frac{\partial H_\phi}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
7	$\text{rot}_\phi(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\rho \partial \phi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\phi}{\partial t} = 0$
8	$\operatorname{div}(H)$	$\frac{H_\rho}{\rho} + \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} + \frac{H_\theta}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial H_\phi}{\rho \sin(\theta) \partial \phi} = 0$

Глава 8А. Уравнения Максвелла в сферических координатах.

Вариант решения А.

Оглавление

1. Решение уравнений Максвелла \ 1
2. Потоки энергии \ 5
3. Заключение \ 6

1. Решение уравнений Максвелла

В этом варианте $\alpha = 0, E_\rho = 0, H_\rho = 0$. При этом

$$E_\varphi = \frac{e_\varphi}{\rho} K h m(\theta) si, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{e_\theta}{\rho} K h m(\theta) co, \quad (2)$$

$$E_\rho = 0, \quad (3)$$

$$H_\varphi = \frac{h_\varphi}{\rho} K h m(\theta) co, \quad (4)$$

$$H_\theta = \frac{h_\theta}{\rho} K h m(\theta) si, \quad (5)$$

$$H_\rho = 0, \quad (6)$$

где

$$co = \cos(\dot{\iota} \chi \rho + \omega t) \dot{\iota}, \quad (7)$$

$$si = \sin(\dot{\iota} \chi \rho + \omega t) \dot{\iota}. \quad (8)$$

В этом случае табл. 8.2 принимает вид табл. 1. Подставляя (1-8) в формулы табл. 1, получаем после сокращения уравнения, показанные в табл. 2.

Таблица 1.

1	2	3
11	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} = 0$
12	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-E_\varphi}{\rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
13	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
14	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} = 0$
15	$\text{rot}_\rho(H)$	$\frac{H_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \partial \theta} = 0$
16	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-H_\varphi}{\rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
17	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$
18	$\text{div}(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\theta}{\rho \partial \theta} = 0$

Таблица 2.

1	2	3
23	$\text{rot}_\rho(E)$	$Khm \cdot e_\varphi \text{si} \cdot \cos(\theta) + Khm^1 e_\varphi \text{si} \cdot \sin(\theta) = 0$
24	$\text{rot}_\rho(H)$	$Khm \cdot h_\varphi \text{co} \cdot \cos(\theta) + Khm^1 h_\varphi \text{co} \cdot \sin(\theta) = 0$
25	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-e_\varphi \text{si}}{\rho^2} - \frac{e_\varphi}{\rho} \chi \text{co} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot e_\varphi \text{si} + \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\theta}{\rho} \text{co} = 0$
26	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-h_\varphi \text{co}}{\rho^2} + \frac{h_\varphi}{\rho} \chi \text{si} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\varphi}{\rho} \text{co} + \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\theta}{\rho} \text{si} = 0$
27	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{e_\theta \text{co}}{\rho^2} - \frac{e_\theta}{\rho} \chi \text{si} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\theta \text{co} - \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\varphi}{\rho} \text{si} = 0$
28	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{h_\theta \text{si}}{\rho^2} + \frac{h_\theta}{\rho} \chi \text{co} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\theta}{\rho} \text{si} - \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\varphi}{\rho} \text{co} = 0$
29	$\text{div}(E)$	$Khm \cdot \frac{e_\rho}{\rho} \chi \text{co} + Khm \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\rho \text{si} +$ $Khm \cdot e_\theta \text{co} \cdot \cos(\theta) + Khm^1 e_\theta \text{co} \cdot \sin(\theta) = 0$

3 0	$\text{div}(\mathbf{H})$	$-Khm \cdot \frac{h_\rho}{\rho} \chi \sin(\theta) + Khm \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) h_\rho \cos(\theta) +$ $Khm \cdot h_\theta \sin(\theta) \cos(\theta) + Khm^1 h_\theta \sin(\theta) = 0$
--------	--------------------------	--

Уравнение (25) эквивалентно двум уравнениям вида

$$\frac{-e_\varphi \sin(\theta)}{\rho} \frac{1}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\varphi \sin(\theta) = 0, \quad (31)$$

$$-e_\varphi \chi \cos(\theta) + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta \cos(\theta) = 0. \quad (32)$$

Уравнение (31) выполняется при любом значении e_φ . Следовательно, уравнение (25) эквивалентно уравнению (32) или

$$-e_\varphi \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta = 0. \quad (34)$$

В табл. 4 мы будем записывать уравнения из табл. 2 после подобных преобразований. Аналогично доказывается, что уравнения (26-28) эквивалентны уравнениям (35-37), показанным в табл. 4.

Таблица 4.

1	2	3
3 4	$\text{rot}_\theta(\mathbf{E})$	$-e_\varphi \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta = 0$
3 5	$\text{rot}_\theta(\mathbf{H})$	$+h_\varphi \chi + \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\theta = 0$
3 6	$\text{rot}_\varphi(\mathbf{E})$	$e_\theta \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\varphi = 0$
3 7	$\text{rot}_\varphi(\mathbf{H})$	$h_\theta \chi - \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\varphi = 0$
3 8	$\text{div}(\mathbf{E})$	$Khm \cdot e_\theta \cos(\theta) + Khm^1 \cdot e_\theta \sin(\theta) = 0$
3 9	$\text{div}(\mathbf{H})$	$Khm \cdot h_\theta \cos(\theta) + Khm^1 \cdot h_\theta \sin(\theta) = 0$
4 2	$\text{rot}_\rho(\mathbf{E})$	$Khm \cdot e_\varphi \cos(\theta) + Khm^1 \cdot e_\varphi \sin(\theta) = 0$
4 3	$\text{rot}_\rho(\mathbf{H})$	$Khm \cdot h_\varphi \cos(\theta) + Khm^1 \cdot h_\varphi \sin(\theta) = 0$

Уравнения (29, 30) преобразуются в уравнения (38, 39) при условиях

$$e_\varphi = e_\theta, \quad (40)$$

$$h_{\varphi} = -h_{\theta}. \quad (41)$$

Уравнение (23, 24) преобразуются в уравнения (42, 43) при условии (31).

Рассмотрим уравнения (35, 36). Умножая их правые и левые части, находим:

$$e_{\theta} h_{\varphi} \chi^2 = \omega^2 \frac{\mu}{c} \frac{\varepsilon}{c} e_{\theta} h_{\varphi} \quad (49)$$

или

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (50)$$

Этот же результат получается при рассмотрении уравнений (34, 37). Из (35, 50) следует, что

$$h_{\varphi} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\theta}, \quad (51)$$

а из (35, 50) следует, что

$$h_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\varphi}, \quad (52)$$

Из (40, 41, 51, 52) следует, что

$$e_{\theta} = e_{\varphi} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_{\theta} = -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_{\varphi}, \quad (53)$$

или

$$h_{\varphi} = -h_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\varphi}. \quad (54)$$

Можно заметить, что уравнения (42, 43, 38, 39) совпадают. Перепишем их в виде

$$\cos(x) \cdot y + \sin(x) \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad (56)$$

где

$$y = K h m(\theta). \quad (57)$$

Эта функция будет рассмотрена далее в более общем виде.

Заметим, что в известном решении $K h m(\theta) = \sin(\theta)$. Легко убедиться, что такая функция не удовлетворяет уравнению (56). Следовательно, **в известном решении не выполняются уравнения Максвелла.**

Полученные результаты можно сформулировать в следующем виде:

Теорема 1. Монохроматическая сферическая волна как решение уравнений Максвелла в сферических координатах имеет решение вида (1–8), где функция $K h m(\theta)$ определяется дифференциальным уравнением (56), а константы $\chi, \omega, e_{\theta}, e_{\varphi}, h_{\theta}, h_{\varphi}$ связаны соотношениями вида (50) и (54).

2. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

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

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 координат соответственно. Они определяются по формуле

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_\varphi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\varphi - E_\varphi H_\rho \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Отсюда и из (1.1-1.6) следует, что

$$S_\varphi = 0, S_\theta = 0, \quad (4)$$

$$S_\rho = \frac{\eta}{\rho^2} (Khm(\theta))^2 \dot{z}. \quad (5)$$

Из (5, 2.54) следует, что

$$S_\rho = \frac{\eta}{\rho^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (Khm(\theta) \cdot e_\varphi)^2. \quad (6)$$

Заметим еще, что площадь поверхности сферы с радиусом ρ равна $4\pi\rho^2$. Тогда поток энергии, проходящий сквозь сферу с радиусом ρ равен

$$\dot{S}_\rho = \int_\theta^\square 4\pi\rho^2 S_\rho d\theta = \frac{\eta}{\rho^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (e_\varphi)^2 \int_\theta^{2\pi} (Khm(\theta))^2 d\theta \quad (7)$$

3. Заключение

Получено строгое решение уравнений Максвелла, в котором из (1.1, 1.2, 1.4, 1.5) следует, что одноименные (по координатам φ и θ) электрические и магнитные напряженности сдвинуты по фазе на четверть периода;

Глава 8В. Уравнения Максвелла в сферических координатах.

Вариант решения В.

Оглавление

1. Решение уравнений Максвелла \ 1
2. Плотность энергии \ 8
3. Поток энергии \ 8
4. Обсуждение \ 11

1. Решение уравнений Максвелла

В этом варианте $\alpha = \text{любое}$, $E_\rho = 0$, $H_\rho = 0$. При этом

$$E_\varphi = \frac{e_\varphi}{\rho} Khm(\theta, \alpha) si, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{e_\theta}{\rho} Khm(\theta, \alpha) co, \quad (2)$$

$$E_\rho = 0, \quad (3)$$

$$H_\varphi = \frac{h_\varphi}{\rho} Khm(\theta, \alpha) co, \quad (4)$$

$$H_\theta = \frac{h_\theta}{\rho} Khm(\theta, \alpha) si, \quad (5)$$

$$H_\rho = 0, \quad (6)$$

где

$$Kh m^1(\theta, \alpha) = \frac{\partial}{\partial \theta} Kh m(\theta, \alpha), \quad (7)$$

$$co = \cos(\dot{\alpha} \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{\alpha}, \quad (8)$$

$$si = \sin(\dot{\alpha} \varphi + \chi \rho + \omega t) \dot{\alpha}. \quad (9)$$

В этом случае табл. 8.2 принимает вид табл. 1. Подставляя (1-9) в формулы табл. 1, получаем после сокращения уравнения, показанные в табл. 3.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} = 0$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\rho \partial \varphi} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
4	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} = 0$
5	$\text{rot}_\rho(H)$	$\frac{H_\varphi}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\partial H_\theta}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} = 0$
6	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-H_\varphi}{\rho} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
7	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\rho \partial \varphi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$
8	$\operatorname{div}(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\theta}{\rho \partial \theta} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \sin(\theta) \partial \varphi} = 0$

Таблица 3.

1	2	3
23	$\text{rot}_\rho(E)$	$Khm \cdot e_\varphi \operatorname{si} \cdot \cos(\theta) + Khm^1 e_\varphi \operatorname{si} \cdot \sin(\theta) + i$ $Khm \cdot \infty \cdot e_\theta \operatorname{si} = 0$
24	$\text{rot}_\rho(H)$	$Khm \cdot h_\varphi \operatorname{co} \cdot \cos(\theta) + Khm^1 h_\varphi \operatorname{co} \cdot \sin(\theta)$ $- Khm \cdot \infty \cdot h_\theta \operatorname{co} = 0$
25	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-e_\varphi \operatorname{si}}{\rho^2} - \frac{e_\varphi}{\rho} \chi \operatorname{co} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot e_\varphi \operatorname{si} + \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\theta}{\rho} \operatorname{co} = 0$
26	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-h_\varphi \operatorname{co}}{\rho^2} + \frac{h_\varphi}{\rho} \chi \operatorname{si} - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\varphi}{\rho} \operatorname{co} + \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\theta}{\rho} \operatorname{si} = 0$
27	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{e_\theta \operatorname{co}}{\rho^2} - \frac{e_\theta}{\rho} \chi \operatorname{si} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\theta \operatorname{co} - \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\varphi}{\rho} \operatorname{si} = 0$
28	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{h_\theta \operatorname{si}}{\rho^2} + \frac{h_\theta}{\rho} \chi \operatorname{co} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\theta}{\rho} \operatorname{si} - \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\varphi}{\rho} \operatorname{co} = 0$
29	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{e_\rho}{\rho} \chi \operatorname{co} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\rho \operatorname{si} + i$

		$Kh_m \cdot e_\theta \cos(\theta) + Kh_m^1 e_\theta \cos(\theta) + Kh_m \cdot e_\varphi \propto \cos = 0$
30	$\text{div}(\mathbf{H})$	$\frac{-h_\rho}{\rho} \chi \sin + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) h_\rho \cos + i$ $Kh_m \cdot h_\theta \sin \cdot \cos(\theta) + Kh_m^1 h_\theta \sin \cdot \sin(\theta) - Kh_m \cdot h_\varphi \propto \sin = 0$

Уравнение (25) эквивалентно двум уравнениям вида

$$\frac{-e_\varphi \sin}{\rho} \frac{1}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\varphi \sin = 0, \quad (31)$$

$$-e_\varphi \chi \cos + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta \cos = 0. \quad (32)$$

Уравнение (31) выполняется при любом значении e_φ . Следовательно, уравнение (25) эквивалентно уравнению (32) или

$$-e_\varphi \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta = 0. \quad (34)$$

В табл. 4 мы будем записывать уравнения из табл. 3 после подобных преобразований. Аналогично доказывается, что уравнения (26-28) эквивалентны уравнениям (35-37), показанным в табл. 4.

Таблица 4.

1	2	3
4 2	$\text{rot}_\rho(E)$	$Kh_m \cdot e_\varphi \cos(\theta) + Kh_m^1 \cdot e_\varphi \sin(\theta) + Kh_m \cdot e_\theta \propto = 0$
4 3	$\text{rot}_\rho(H)$	$Kh_m \cdot h_\varphi \cos(\theta) + Kh_m^1 \cdot h_\varphi \sin(\theta) + Kh_m \cdot h_\theta \propto = 0$
3 4	$\text{rot}_\theta(E)$	$-e_\varphi \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\theta = 0$
3 5	$\text{rot}_\theta(H)$	$+h_\varphi \chi + \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\theta = 0$
3 6	$\text{rot}_\varphi(E)$	$e_\theta \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_\varphi = 0$
3 7	$\text{rot}_\varphi(H)$	$h_\theta \chi - \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\varphi = 0$
3 8	$\text{div}(E)$	$Kh_m \cdot e_\theta \cos(\theta) + Kh_m^1 \cdot e_\theta \sin(\theta) + Kh_m \cdot e_\varphi \propto = 0$

3 9	$\operatorname{div}(\mathbf{H})$	$Kh_m \cdot h_\theta \cos(\theta) + Kh_m 1 \cdot h_\theta \sin(\theta) + Kh_m \cdot h_\varphi \propto = 0$
--------	----------------------------------	--

Уравнения (29, 30) преобразуются в уравнения (38, 39) при условиях

$$e_\varphi = e_\theta, \quad (40)$$

$$h_\varphi = -h_\theta. \quad (41)$$

Уравнение (23, 24) преобразуются в уравнения (42, 43) при тех же условиях.

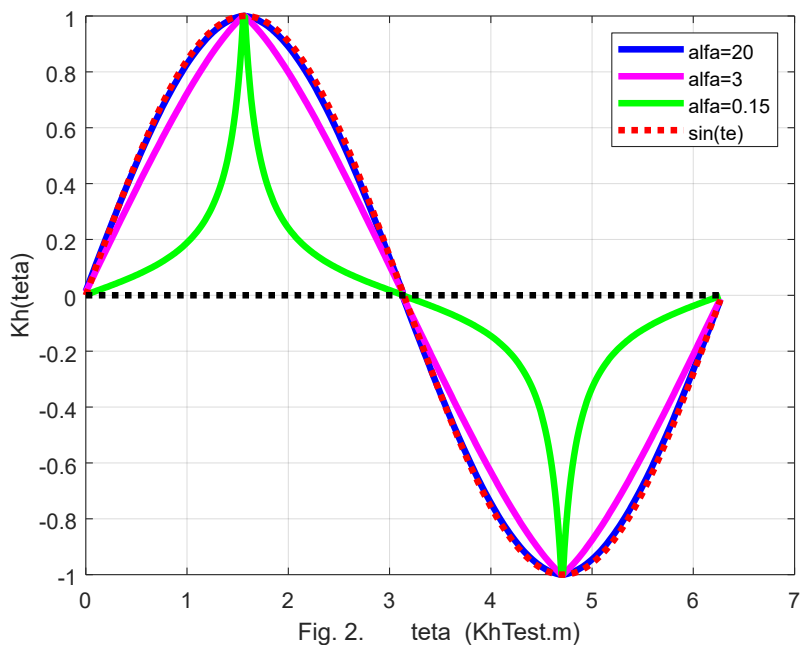


Fig. 2. teta (KhTest.m)

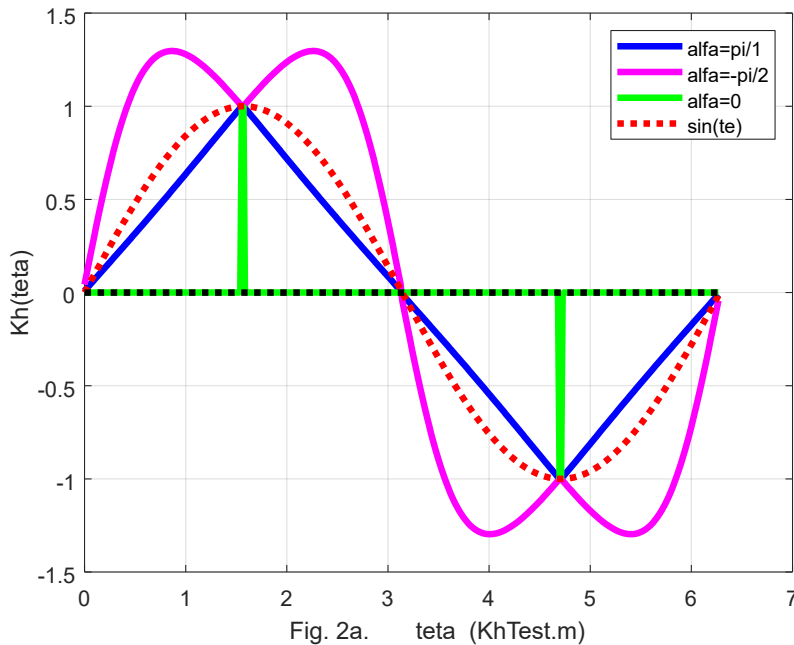


Fig. 2a. teta (KhTest.m)

Можно заметить, что уравнения (42, 43, 38, 39) совпадают. Перепишем из в виде

$$(\cos(\theta) \pm \alpha) y + \sin(\theta) \frac{\partial y}{\partial \theta} = 0, \quad (46)$$

где

$$y = Khm(\theta, \alpha). \quad (47)$$

В общем случае дифференциальное уравнение (46) не имеет аналитического решения. На рис. 2 показаны функции $Khm(\theta, \alpha)$ при различных значениях α . Для сравнения точками показана функция $\sin(\theta)$. На рис. 2а показана функции $Khm(\theta, \alpha)$ при особенных значениях α .

Рассмотрим уравнения (35, 36). Умножая их правые и левые части, находим:

$$e_\theta h_\varphi \chi^2 = \omega^2 \frac{\mu}{c} \frac{\varepsilon}{c} e_\theta h_\varphi \quad (49)$$

или

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (50)$$

Этот же результат получается при рассмотрении уравнений (34, 37). Из (35, 50) следует, что

$$h_{\varphi} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\theta}, \quad (51)$$

а из (35, 50) следует, что

$$h_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\varphi}, \quad (52)$$

Из (40, 41, 51, 52) следует, что

$$e_{\theta} = e_{\varphi} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_{\theta} = -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_{\varphi}, \quad (53)$$




или

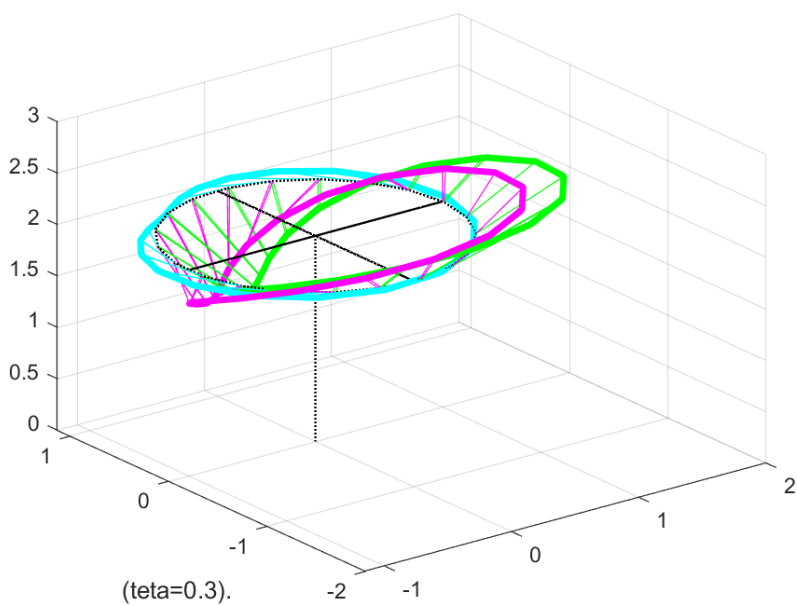
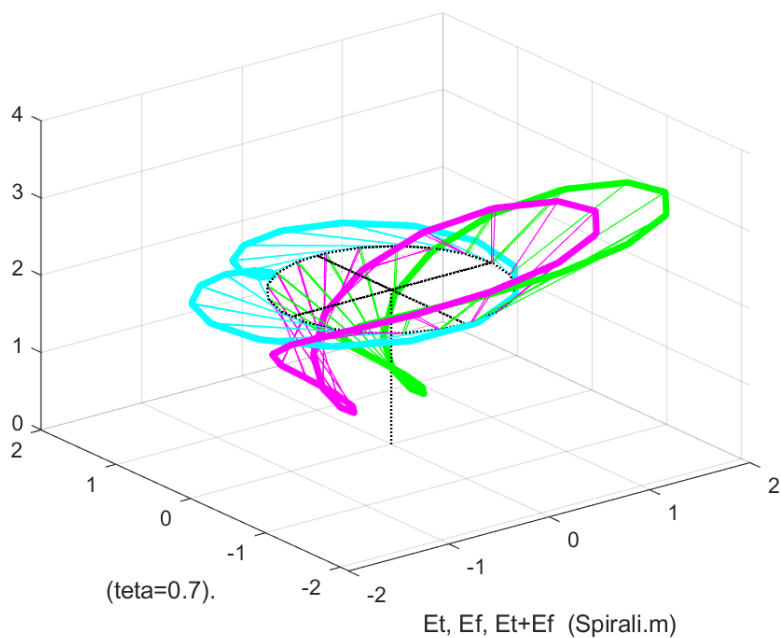
$$h_{\varphi} = -h_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\theta} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\varphi}. \quad (54)$$

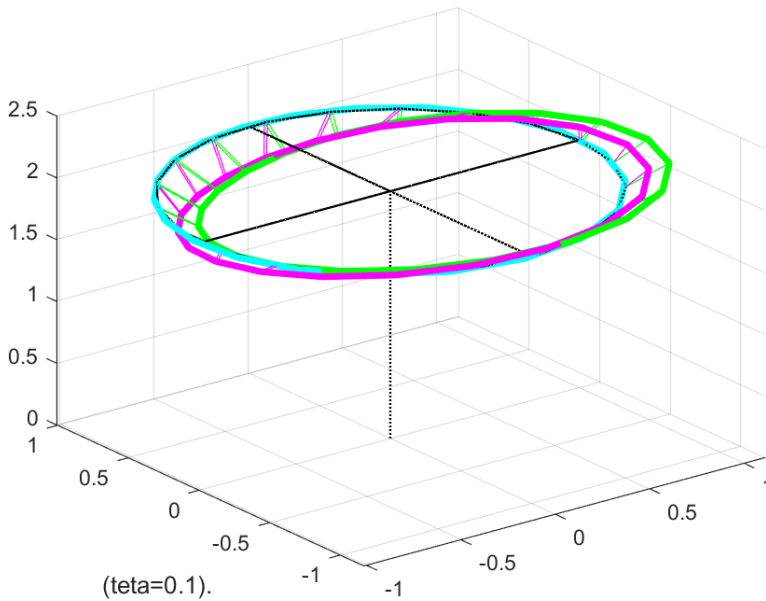
Полученные результаты можно сформулировать в следующем виде:

Теорема В. Монохроматическая сферическая волна (МСВ) как решение уравнений Максвелла в сферических координатах имеет решение вида (1–9), где функция $Khm(\theta, \alpha)$ определяется дифференциальным уравнением (46), а константы $\chi, \omega, e_{\theta}, e_{\varphi}, h_{\theta}, h_{\varphi}$ связаны соотношениями (50, 54).

Следующие рис. 4 показывают векторы электрических напряженностей на окружности с данным радиусом сферы и данным углом θ . Точки начала этих векторов лежат на этой окружности, а точки конца этих векторов лежат некоторой кривой. Эти рисунки иллюстрируют закрученность электромагнитной волны. Показаны векторы напряженностей $\overline{E}_{\theta}, \overline{E}_{\varphi}, \overline{E}_{\varphi\theta} = \overline{E}_{\varphi} + \overline{E}_{\theta}$ для нескольких значений θ и приняты следующие обозначения:

	$\overline{E}_{\varphi\theta} = \overline{E}_{\varphi} + \overline{E}_{\theta}$
	\overline{E}_{φ}
	\overline{E}_{θ}





2. Плотность энергии

Плотность энергии

$$W = \frac{1}{8\pi} (\varepsilon H^2 + \mu E^2) \quad (1)$$

Учитывая (1.9, 1.10, 1.12, 1.13), находим:

$$W = \frac{1}{8\pi} \left(\varepsilon (E_\varphi^2 + E_\theta^2) + \mu (H_\varphi^2 + H_\theta^2) \right) = i \frac{(Kh m(\theta, \infty))^2}{8\pi \rho^2} \left(\varepsilon ((e_\varphi \sin)^2 + (e_\theta \cos)^2) + \mu ((h_\varphi \cos)^2 + (h_\theta \sin)^2) \right)$$

Учитывая далее (1.53, 1.54), находим:

$$W = \frac{(Kh m(\theta, \infty))^2}{8\pi \rho^2} e_\varphi^2 \left(\varepsilon (\sin^2 + \cos^2) + \mu \frac{\varepsilon}{\mu} (\cos^2 + \sin^2) \right)$$

или

$$W = (Kh m(\theta, \infty))^2 \frac{\varepsilon e_\varphi^2}{4\pi \rho^2} \quad (2)$$

Плотность энергии на поверхности сферы с радиусом ρ равна

$$W_\rho = \varepsilon e_\varphi^2 (Kh m(\theta, \infty))^2. \quad (3)$$

Таким образом, плотность энергии в каждой точке сферы зависит только от $Khm(\theta, \alpha)$. Найдем всю энергию электромагнитной волны в сфере:

$$\begin{aligned}
 W_o &= \int_0^R \left(\int_0^{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} \left(\frac{\varepsilon e_\varphi^2}{4\pi \rho^2} (Khm(\theta, \alpha))^2 d\theta \right) d\varphi \right) d\rho = i \\
 i \frac{\varepsilon e_\varphi^2}{4\pi} \int_0^R \frac{1}{\rho^2} \left(\int_0^{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} ((Khm(\theta, \alpha))^2 d\theta \right) d\varphi \right) d\rho &= i \\
 i \frac{\varepsilon e_\varphi^2}{4\pi R} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} ((Khm(\theta, \alpha))^2 d\theta \right) d\varphi. & \quad (4)
 \end{aligned}$$

3. 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 формула (1) принимает вид:

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

В сферических координатах ϕ, θ, ρ плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_ϕ, S_θ, S_ρ , направленные вдоль координат соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_\phi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\varphi - E_\varphi H_\rho \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix} \quad (4)$$

Подставляя сюда (1.1-1.6), находим:

$$S = \begin{bmatrix} S_\phi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_\varphi H_\theta - E_\theta H_\varphi \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$S_\rho = (e_\varphi h_\theta \sin^2 - e_\theta h_\varphi \cos^2) \rho^{-2} Khm(\theta, \alpha)^2. \quad (6)$$

Учитывая (1.54), получаем плотность потока, проходящего вдоль радиуса, наклоненного под углом θ :

$$S_\rho = \frac{\eta}{\rho^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (Khm(\theta, \alpha) \cdot e_\varphi)^2. \quad (7)$$

Это означает, что поток энергии, проходящий по радиусу, наклоненному под постоянным углом θ и имеющим постоянную длину

ρ , остается постоянным во времени, что соответствует закону сохранения энергии.

Найдем отношение плотности потока энергии (7) к плотности энергии (2.2):

$$S_\rho/W = \frac{\eta}{\rho^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left(Khm(\theta, \alpha) \cdot e_\varphi \right)^2 / \left(Khm(\theta, \alpha) \right)^2 \frac{\varepsilon e_\varphi^2}{4\pi\rho^2}$$

или

$$S_\rho/W = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{c}{\varepsilon} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (7a)$$

что и следовало ожидать.

Поток электромагнитной энергии, проходящий по поверхности конуса с данным углом θ , определяется по формуле

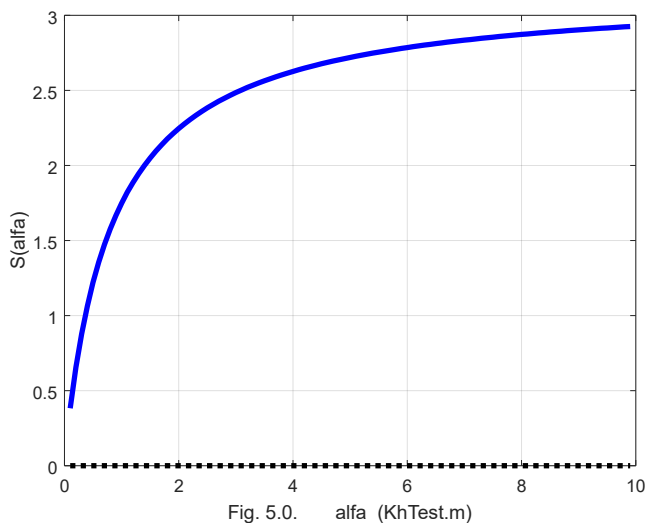
$$\widehat{S_{\rho\theta}} = 4\pi\rho^2 \int_0^{2\pi} (S_\rho d\varphi) = 4\pi \frac{\varepsilon}{\mu} e_\varphi^2 \int_0^{2\pi} \left(Khm(\theta, \alpha) \right)^2 d\varphi = 8\pi \frac{\varepsilon}{\mu} \left(Khm(\theta, \alpha) \right)^2. \quad (8a)$$

Он остается постоянным на каждом таком конусе и не зависит от времени.

Поток электромагнитной энергии, проходящий по поверхности конуса с данным углом φ , определяется по формуле

$$\widehat{S_{\rho\varphi}} = 4\pi\rho^2 \int_0^{2\pi} (S_\rho d\theta) = 4\pi \frac{\varepsilon}{\mu} e_\varphi^2 \int_0^{2\pi} \left(Khm(\theta, \alpha) \right)^2 d\theta \quad (8b)$$

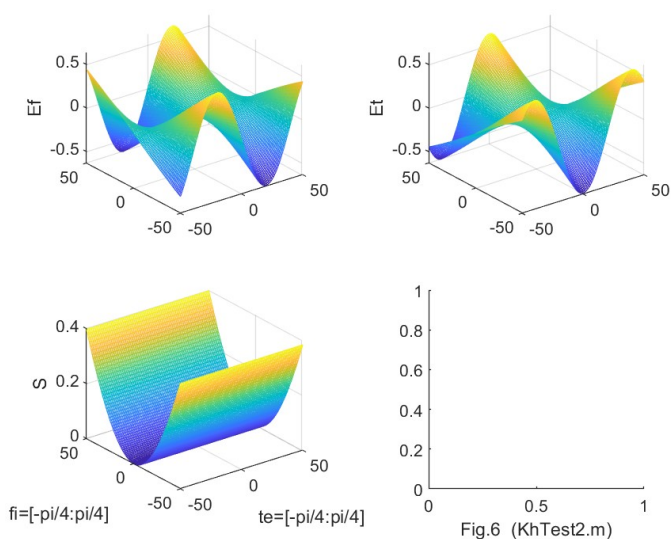
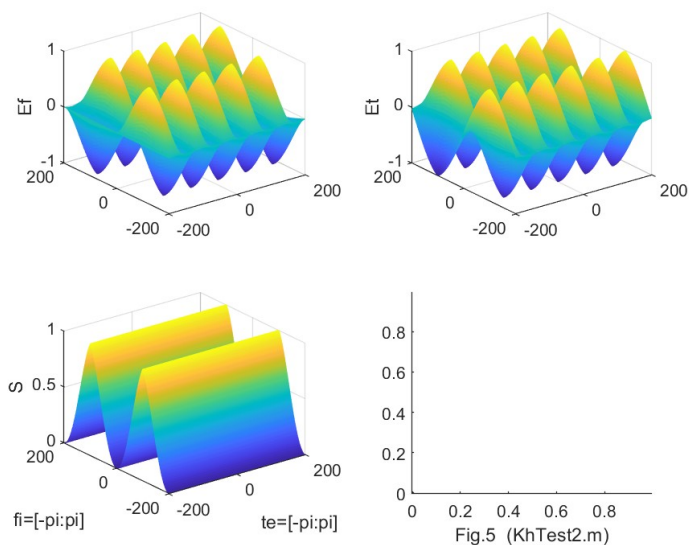
На фиг. 5.0 показана зависимость величины $\int_0^{2\pi} \left(Khm(\theta, \alpha) \right)^2 d\theta$ от α .



Полученные результаты можно сформулировать в следующем виде:

Теорема В. Поток энергии в сферической волне распространяется только по радиусам и его величина остается постоянной в каждый момент времени вдоль каждого радиуса, на поверхности конуса с данным углом θ и на сечении сферы с данным углом α .

На рис. 5 показаны функции $E_\varphi, E_\theta, \hat{S}_\rho$, определенные по (1.9, 1.10, 8в) соответственно, при $\alpha = 5$ в координатах φ, θ на развертке всей сферы при равных амплитудах e_φ на всех точках сферы и в некоторый момент времени, а на рис. 6 – то же на развертке участка сферы. Видно, что плотность потока энергии на сфере существенно неравномерна, но суммарный поток удовлетворяет условиям теоремы 2.



4. Обсуждение

В этом решении

- плотность потока энергии, проходящего сквозь сферу, не зависит от радиуса и не зависит от времени, т.е. этот поток имеет одну и ту же величину на сферической поверхности любого радиуса в любой момент времени; иначе говоря, поток энергии, направленный вдоль

радиуса, сохраняет свою величину с увеличением радиуса и не зависит от времени, что соответствует закону сохранения энергии;

- наблюдается сдвиг фаз между электрическими и магнитными напряженностями, что следует непосредственно из формул (1.9-1.14);

- наблюдается спиральное распространение электрических и магнитных напряженностей – см. рис. 3.3,

- наблюдается закрученность электромагнитной волны – см. рис. 3.4.

Глава 8С. Уравнения Максвелла в сферических координатах.

Вариант решения С.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Решение уравнений Максвелла \ 1
2. Поток энергии \ 6
3. Заключение \ 7

1. Решение уравнений Максвелла

В этом варианте $\alpha = 0, E_\rho = \text{любое}, H_\rho = \text{любое} \dots$ При этом

$$E_\varphi = \frac{e_\varphi}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{e_\theta}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (2)$$

$$E_\rho = \frac{e_\rho}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (3)$$

$$H_\varphi = \frac{h_\varphi}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (4)$$

$$H_\theta = \frac{h_\theta}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (5)$$

$$H_\rho = \frac{h_\rho}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (6)$$

где

$$Kh m^1(\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} Kh m(\theta), \quad (7)$$

$$co = \cos(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (9)$$

$$si = \sin(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}. \quad (10)$$

В этом случае табл. 8.2 принимает вид табл. 1. Подставляя (1-9) в формулы табл. 1, получаем после сокращения уравнения, показанные в табл. 2.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_\rho(E)$	$\frac{E_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\varphi}{\rho \partial \theta} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\rho}{\partial t} = 0$
2	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-E_\varphi}{\rho} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = 0$
3	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{E_\theta}{\rho} + \frac{\partial E_\theta}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} = 0$
4	$\text{div}(E)$	$\frac{E_\rho}{\rho} + \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} + \frac{E_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_\theta}{\rho \partial \theta} = 0$
5	$\text{rot}_\rho(H)$	$\frac{H_\varphi}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\varphi}{\rho \partial \theta} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\rho}{\partial t} = 0$
6	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-H_\varphi}{\rho} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = 0$
7	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{H_\theta}{\rho} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} = 0$
8	$\text{div}(H)$	$\frac{H_\rho}{\rho} + \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} + \frac{H_\theta}{\rho \text{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_\theta}{\rho \partial \theta} = 0$

Таблица 2.

1	2	3
23	$\text{rot}_\rho(E)$	$Khm \cdot e_\varphi si \cdot \cos(\theta) + Khm^1 e_\varphi si \cdot \sin(\theta) + i$ $- Khm \cdot \omega \frac{\mu}{c} h_\rho si = 0$
24	$\text{rot}_\rho(H)$	$Khm \cdot h_\varphi co \cdot \cos(\theta) + Khm^1 h_\varphi co \cdot \sin(\theta)$ $- Khm \cdot \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\rho co = 0$
25	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-e_\varphi si}{\rho^2} - \frac{e_\varphi}{\rho} \chi co - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot e_\varphi si + \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\theta}{\rho} co = 0$
26	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-h_\varphi co}{\rho^2} + \frac{h_\varphi}{\rho} \chi si - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\varphi}{\rho} co + \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\theta}{\rho} si = 0$
27	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{e_\theta co}{\rho^2} - \frac{e_\theta}{\rho} \chi si + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\theta co - \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\varphi}{\rho} si = 0$
28	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{h_\theta si}{\rho^2} + \frac{h_\theta}{\rho} \chi co + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\theta}{\rho} si - \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\varphi}{\rho} co = 0$

2 9	$\text{div}(E)$	$Kh m \cdot \frac{e_{\rho} si}{\rho^2} + Kh m \cdot \frac{e_{\rho}}{\rho} \chi co + Kh m \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_{\rho} si + i$ $Kh m \cdot e_{\theta} co \cdot \cos(\theta) + Kh m^1 e_{\theta} co \cdot \sin(\theta) = 0$
3 0	$\text{div}(H)$	$Kh m \cdot \frac{h_{\rho} co}{\rho^2} - Kh m \cdot \frac{h_{\rho}}{\rho} \chi si + Kh m \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) h_{\rho} co + i$ $Kh m \cdot h_{\theta} si \cdot \cos(\theta) + Kh m^1 h_{\theta} si \cdot \sin(\theta) = 0$

Уравнение (25) эквивалентно двум уравнениям вида

$$\frac{-e_{\varphi} si}{\rho} \frac{1}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_{\varphi} si = 0, \quad (31)$$

$$-e_{\varphi} \chi co + \omega \frac{\mu}{c} h_{\theta} co = 0. \quad (32)$$

Уравнение (31) выполняется при любом значении e_{φ} . Следовательно, уравнение (25) эквивалентно уравнению (32) или

$$-e_{\varphi} \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_{\theta} = 0. \quad (34)$$

В табл. 4 мы будем записывать уравнения из табл. 3 после подобных преобразований. Аналогично доказывается, что уравнения (26-28) эквивалентны уравнениям (35-37), показанным в табл. 4.

Таблица 4.

1	2	3
42	$\text{rot}_{\rho}(E)$	$Kh m \cdot e_{\varphi} \cos(\theta) + Kh m^1 \cdot e_{\varphi} \sin(\theta)$ $- Kh m \cdot \omega \frac{\mu}{c} h_{\rho} = 0$
43	$\text{rot}_{\rho}(H)$	$Kh m \cdot h_{\varphi} \cos(\theta) + Kh m^1 \cdot h_{\varphi} \sin(\theta)$ $- Kh m \cdot \omega \frac{\varepsilon}{c} e_{\rho} co = 0$
34	$\text{rot}_{\theta}(E)$	$-e_{\varphi} \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_{\theta} = 0$
35	$\text{rot}_{\theta}(H)$	$h_{\varphi} \chi + \omega \frac{\varepsilon}{c} e_{\theta} = 0$
36	$\text{rot}_{\varphi}(E)$	$e_{\theta} \chi + \omega \frac{\mu}{c} h_{\varphi} = 0$
37	$\text{rot}_{\varphi}(H)$	$h_{\theta} \chi - \omega \frac{\varepsilon}{c} e_{\varphi} = 0$
38	$\text{div}(E)$	$Kh m \cdot e_{\rho} \chi + Kh m \cdot e_{\theta} \cos(\theta) + Kh m^1 \cdot e_{\theta} \sin(\theta) = 0$

39

 $\operatorname{div}(\mathbf{H})$

$$-Khm \cdot h_\rho \chi + Khm \cdot h_\theta \cos(\theta) + Khm^1 \cdot h_\theta \sin(\theta) = 0$$

Уравнения (29, 30) преобразуются в уравнения (38, 39) при условиях

$$e_\varphi = e_\theta, \quad (40)$$

$$h_\varphi = -h_\theta. \quad (41)$$

Уравнение (23, 24) преобразуются в уравнения (42, 43) при тех же условиях.

Рассмотрим уравнения (35, 36). Умножая их правые и левые части, находим:

$$e_\theta h_\varphi \chi^2 = \omega^2 \frac{\mu}{c} \frac{\varepsilon}{c} e_\theta h_\varphi \quad (49)$$

или

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (50)$$

Этот же результат получается при рассмотрении уравнений (34, 37).

Из (35, 50) следует, что

$$h_\varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\theta, \quad (51)$$

а из (37, 50) следует, что

$$h_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi, \quad (52)$$

Из (40, 41, 51, 52) следует, что

$$e_\theta = e_\varphi = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_\theta = -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_\varphi, \quad (53)$$

или

$$h_\varphi = -h_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi. \quad (54)$$

Можно заметить, что уравнения (42, 43, 38, 39) совпадают при условиях (40, 41) и

$$-\omega \frac{\mu}{c} h_\rho = e_\rho \chi \quad (55)$$

$$-\omega \frac{\varepsilon}{c} e_\rho = -h_\rho \chi. \quad (56)$$

Рассмотрим эти уравнения. Умножая их правые и левые части, находим ранее полученное выражение (50). Следовательно, уравнения (42, 43, 38, 39) совпадают при условии (50). Из (56, 50) находим:

$$h_\rho = \frac{\omega}{\chi} \frac{\varepsilon}{c} e_\rho = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\rho. \quad (57)$$

Перепишем (38) в виде

$$Kh m \cdot (e_{\theta} \cos(\theta) + e_{\rho} \chi) + Kh m^1 \cdot e_{\theta} \sin(\theta) = 0$$

или, с учетом (40),

$$Kh m \cdot \left(\cos(\theta) + \frac{e_{\rho}}{e_{\varphi}} \chi \right) + Kh m^1 \cdot \sin(\theta) = 0$$

Таким образом, (42, 43, 38, 39) можно представить в виде

$$(\cos(\theta) + \beta) \cdot y + \sin(x) \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad (57)$$

где

$$y = Kh m(\theta), \quad (58)$$

$$\beta = \frac{e_{\rho}}{e_{\varphi}} \chi. \quad (59)$$

На рис. 2 показаны функции $Kh m(\theta, \beta)$ при различных значениях β . Для сравнения точками показана функция $\sin(\theta)$.

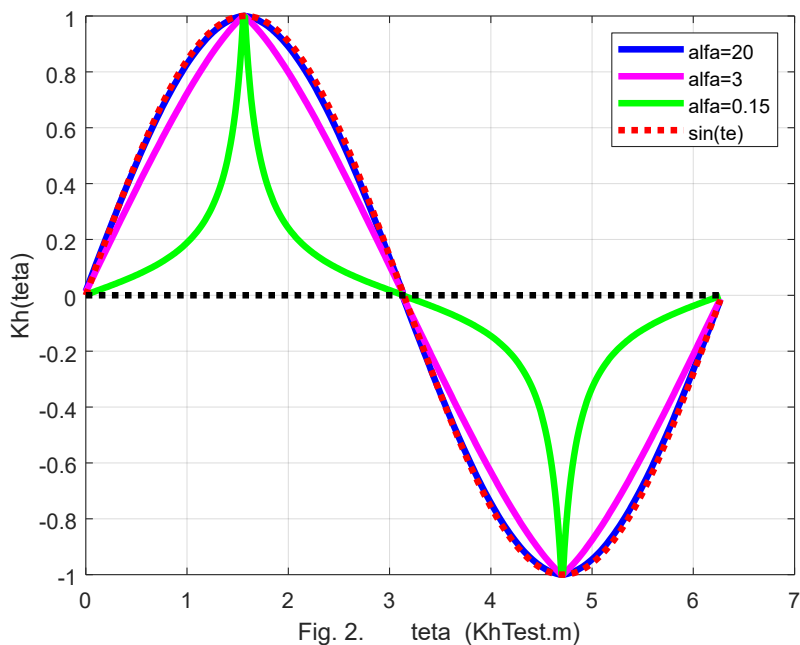


Fig. 2. teta (KhTest.m)

Полученные результаты можно сформулировать в следующем виде:

Теорема С. Монохроматическая сферическая волна (МСВ) как решение уравнений Максвелла в сферических координатах имеет решение вида (1–9), где функция $Kh m(\theta, \beta)$ определяется

дифференциальным уравнением (57, 59), константы χ, ω связаны соотношением (50), константы $e_\theta, e_\varphi, h_\theta, h_\varphi$ связаны соотношением (54), константы e_ρ, h_ρ связаны соотношением (57).

2. Потоки энергии

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_ϕ, S_θ, S_ρ , направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_\phi \\ S_\theta \\ S_\rho \end{bmatrix} = \eta (E \times H) = \eta \begin{bmatrix} E_\theta H_\rho - E_\rho H_\theta \\ E_\rho H_\phi - E_\phi H_\rho \\ E_\phi H_\theta - E_\theta H_\phi \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Отсюда и из (1.1-1.6, 1.54, 1.57) следует, что

$$\begin{aligned} S_\phi &= \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 (h_\rho e_\theta \cdot co^2 - \dot{e}_\rho h_\theta \cdot si^2) = \dot{e}_\rho h_\theta \cdot si^2 \\ \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 \left(e_\rho \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_\theta \cdot co^2 + \dot{e}_\rho + e_\rho \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_\theta \cdot si^2 \right) &= \dot{e}_\rho \\ \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 e_\rho e_\theta \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}, & \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} S_\theta &= \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 (e_\rho h_\phi \cdot si \cdot co - \dot{e}_\rho - e_\phi h_\rho \cdot si \cdot co) = \dot{e}_\rho \\ \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 \left(e_\rho \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_\phi \cdot si \cdot co - \dot{e}_\rho - e_\phi \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e_\rho \cdot si \cdot co \right) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} S_\rho &= \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 (e_\phi h_\theta \cdot si^2 - \dot{e}_\rho - e_\theta h_\phi \cdot co^2) = \dot{e}_\rho \\ \frac{\eta}{\rho^2} (Kh m(\theta))^2 e_\phi h_\theta. & \end{aligned} \quad (6)$$

Из (5, 1.54) следует, что

$$S_\rho = \frac{\eta}{\rho^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (Kh m(\theta) \cdot e_\phi)^2. \quad (7)$$

Заметим еще, что площадь поверхности сферы с радиусом ρ равна $4\pi\rho^2$. Тогда поток энергии, проходящий сквозь сферу с радиусом ρ равен

$$\dot{S}_\rho = \int_{\theta}^{\square} 4\pi\rho^2 S_\rho d\theta = \eta \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (e_\phi)^2 \int_{\theta}^{2\pi} (Kh m(\theta))^2 d\theta \quad (8)$$

Из (56) следует, что

$$\int_{\theta}^{2\pi} (Kh m(\theta))^2 d\theta = \int_{\theta}^{2\pi} (\sin(\theta))^2 d\theta = \pi, \quad (9)$$

то

$$\dot{S}_{\rho} = \pi \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (e_{\phi})^2. \quad (10)$$

Поток энергии, проходящий ПО окружностям сферы с радиусом ρ , параллельным экватору, равен

$$\dot{S}_{\phi} = \int_{\theta}^{\square} 4\pi \rho^2 S_{\phi} d\theta = \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\rho} e_{\theta} \int_{\theta}^{2\pi} (Kh m(\theta))^2 d\theta \quad (11)$$

Из (9, 11) следует, что

$$\dot{S}_{\rho} = \pi \eta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_{\rho} e_{\theta}. \quad (12)$$

3. Заключение

Получено строгое решение уравнений Максвелла, в котором

- из (1.1-1.10) следует, что одноименные (по сферическим координатам) электрические и магнитные напряженности сдвинуты по фазе на четверть периода;
- из (10) следует, что поток электромагнитной энергии, проходящий сквозь сферы по радиусу, остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени, что строго соответствует закону сохранения энергии;
- из (12) следует, что поток электромагнитной энергии, циркулирующий по сфере параллельно экватору, остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени, что строго соответствует закону сохранения энергии;
- из (4, 6) следует, что плотность энергии меняется вдоль меридиана по закону $(Kh m(\theta))^2$.

Глава 8Н. Решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора переменного тока

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Уравнения Максвелла в сферических координатах \ 1
3. Электрические и магнитные напряженности \ 4
4. Заключение \ 5

1. Введение

Ниже рассматривается сферический конденсатор в цепи синусоидального тока. Обкладками такого конденсатора являются две сферы с общим центром и радиусами $R_2 > R_1$, т.е. радиальная координата изменяется в пределах

$$R_1 < \rho < R_2. \quad (1)$$

2. Уравнения Максвелла в сферических координатах

В главе 8С дано решение уравнений Максвелла для сферической электромагнитной волны. Вместе с решением С может существовать решение D, отличающееся только тем, что в нем функции напряженностей имеют в своем определении функции co вместо si и наоборот. Будем обозначать все параметры этого решения верхним знаком $\acute{}$. Итак, в этом варианте $\alpha = 0$, $\acute{E}_\rho = \text{любое}$, $\acute{H}_\rho = \text{любое}$ и

$$\acute{E}_\varphi = \frac{\acute{e}_\varphi}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (1)$$

$$\acute{E}_\theta = -\frac{\acute{e}_\theta}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (2)$$

$$\acute{E}_\rho = \frac{\acute{e}_\rho}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (3)$$

$$\acute{H}_\varphi = \frac{\acute{h}_\varphi}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (4)$$

$$\dot{H}_\theta = \frac{\dot{h}_\theta}{\rho} K h m(\theta) \cos, \quad (5)$$

$$\dot{H}_\rho = \frac{\dot{h}_\rho}{\rho} K h m(\theta) \sin, \quad (6)$$

где $K h m(\theta)$ – известная функция и

$$\cos = \cos(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (7)$$

$$\sin = \sin(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}. \quad (8)$$

Два решения С и D, существующие одновременно, будем называть решение CD. Таким образом, мы получили комплексное решение уравнений Максвелла для сферы.

Важно отметить, что в данный момент потенциал на сфере данного радиуса меняется как функция $K h m(\theta)$. Внешняя и внутренняя металлические поверхности находятся на постоянном радиусе. Следовательно, потенциал на металлической обкладке сферического радиуса различен в разных точках сферы. Следовательно, по обкладкам сферического конденсатора протекают токи.

Дополнительным аргументом в пользу существования таких токов является существование теллурических токов [53]. Отсутствует общепринятое объяснение их причины.

Все напряженности в решении С и D зависят от значения двух констант: $\vec{e}_\varphi, \vec{e}_\rho$ и $\dot{e}_\varphi, \dot{e}_\rho$ соответственно. Из формул для напряженностей E_ρ и \dot{E}_ρ находим модуль суммарной напряженности и угол между ними:

$$|E_\rho| = \sqrt{(\vec{e}_\rho)^2 + (\dot{e}_\rho)^2}, \quad (9)$$

$$\operatorname{tg}(\psi_{ep}) = \frac{\dot{e}_\rho}{\vec{e}_\rho}. \quad (10)$$

Полностью аналогичные формулы существуют для других напряженностей.

Из полученных формул следует, что сферический конденсатор должен обладать магнитными свойствами, аналогичными его электрическим свойствам.

При известном напряжении со среднеквадратичным значением U на конденсаторе из (3) находим:

$$U = |E_\rho(R_2)| - |E_\rho(R_1)| = K \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right), \quad (11)$$

где K – некоторая константа. Следовательно, амплитуда потенциала на внешней сфере конденсатора меньше амплитуды потенциала на внутренней сфере конденсатора.

3. 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 $T(\phi, \theta)$ - см. рис. 1. Эти векторы перпендикулярны друг другу. Следовательно, в каждой точке (ϕ, θ) суммарный вектор

$$H_{\phi\theta} = H_\phi + H_\theta \quad (1)$$

лежит в плоскости P и направлен под углом ψ к линии параллели (вдоль координаты θ). Как следует из (1.1-1.8), модуль этого вектора $|H_{\phi\theta}|$ и угол ψ определяются следующими формулами:

$$H_{\phi\theta} = |H_{\phi\theta}| \cos(\psi), \quad (2)$$

$$|H_{\phi\theta}| = \frac{B}{\rho} K h m(\theta), \quad (3)$$

$$\psi = \text{arcctg}(\chi\rho + \omega t), \quad (4)$$

где B -определенная константа.

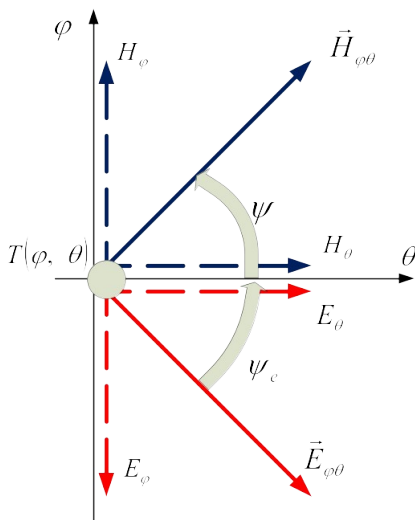


Рис. 1 (Sfera110.vsd).

Найдем напряженности $H_{\phi\theta}$ на полюсах сферы, где

$$\theta = \pm \frac{\pi}{2}, \quad \sin(\theta) = \pm 1, \quad \rho = R. \quad (5)$$

Из (2-4) следует, что на полюсах

$$|H_{\phi\theta}| = \pm \frac{B}{R} \quad (6)$$

и между полюсами существует магнитная напряженность

$$H_{pp} = \frac{2B}{R} \cos(\chi R + \omega t) \quad (7)$$

Подобные соотношения существуют и для векторов E_ϕ и E_θ . В каждой точке (ϕ, θ) суммарный вектор

$$E_{\phi\theta} = E_\phi + E_\theta \quad (8)$$

лежит в плоскости P и направлен под углом ψ_e к линии параллели (вдоль координаты θ). Как следует из (1.1-1.8), модуль этого вектора и угол ψ_e определяются следующими формулами:

$$E_{\phi\theta} = |E_{\phi\theta}| \cos(\psi_e), \quad (9)$$

$$|E_{\phi\theta}| = \frac{A}{\rho} \sin(\theta), \quad (10)$$

$$\psi_e = \arctg(\chi\rho + \omega t), \quad (11)$$

где A -определенная константа. Угол между векторами $H_{\phi\theta}$ и $E_{\phi\theta}$ в плоскости P является прямым.

Следовательно, в сферическом конденсаторе можно рассматривать только один вектор электрической напряженности $E_{\phi\theta}$ и только один вектор магнитной напряженности $H_{\phi\theta}$. Поскольку эти векторы лежат на сфере, будем называть их сферическими.

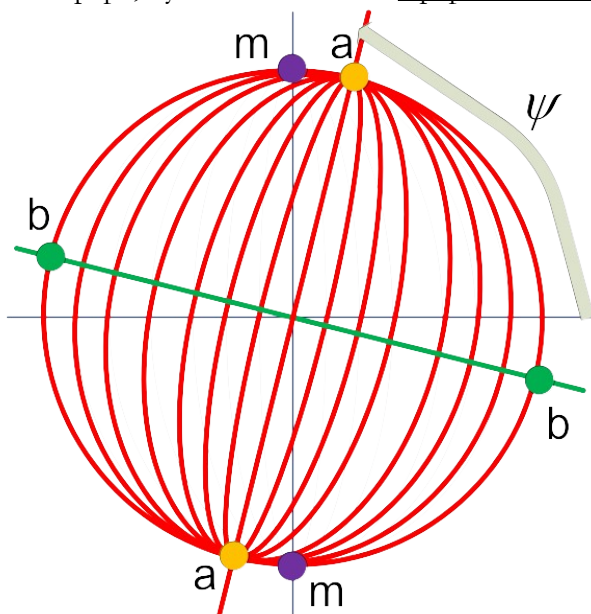


Рис. 2 (Sfera133.vsd).

Угол ψ одинаков для всех векторов $H_{\phi\theta}$ при данном радиусе ρ . Это означает, что на сфере с радиусом ρ направления всех векторов $H_{\phi\theta}$ 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 $H_{\phi\theta}$ – см. рис. 2, 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 $E_{\phi\theta}$ и $H_{\phi\theta}$ перпендикулярны.

При $\frac{\omega}{c} \approx 0$ магнитная ось совпадает с математической. В точках, где сферические напряженности равны нулю, существуют только радиальные напряженности.

4. Заключение

Получено строгое решение уравнений Максвелла для сферического конденсатора, в котором

- из полученных формул следует, что сферический конденсатор должен обладать магнитными свойствами, аналогичными его электрическим свойствам;
- из (1.1-1.10) следует, что одноименные (по сферическим координатам) электрические и магнитные напряженности сдвинуты по фазе на четверть периода;
- из свойств решения 8С следует, что поток электромагнитной энергии, проходящий сквозь сферы по радиусу, остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени, что строго соответствует закону сохранения энергии;
- из свойств решения 8С следует, что поток электромагнитной энергии, циркулирующий по сфере параллельно экватору, остается постоянным с увеличением радиуса и НЕ изменяется во времени, что строго соответствует закону сохранения энергии; в этом потоке циркулирует внутренняя энергия конденсатора;
- из свойств решения 8С следует, что плотность энергии меняется вдоль меридиана по закону $(Khm(\theta))^2$.

Глава 8К. Сферический конденсатор постоянного тока

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Решение уравнений Максвелла \ 1
3. Устойчивость решения \ 4
4. Заключение \ 7

1. Введение

В главе 8Н рассматривается сферический конденсатор в цепи синусоидального тока. Обкладками такого конденсатора являются две сферы с общим центром и радиусами $R_2 > R_1$, т.е. радиальная координата изменяется в пределах

$$R_1 < \rho < R_2. \quad (1)$$

Здесь мы рассмотрим сферический конденсатор, включаемый в цепь постоянного тока. Будет показано, что магнитные и электрические напряженности внутри конденсатора изменяются в процессе заряда и достигают установившихся значений. Строго говоря, эти установившиеся значения являются колебаниями вокруг устойчивого состояния.

2. Решение уравнений Максвелла

Будем искать решение в виде

$$E_\varphi = \frac{e_\varphi}{\rho} K h m(\theta) c h, \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{e_\theta}{\rho} K h m(\theta) s h, \quad (2)$$

$$E_\rho = \frac{e_\rho}{\rho} K h m(\theta) c h, \quad (3)$$

$$H_\varphi = \frac{h_\varphi}{\rho} K h m(\theta) s h, \quad (4)$$

$$H_\theta = \frac{h_\theta}{\rho} K h m(\theta) c h, \quad (5)$$

$$H_{\rho} = \frac{h_{\rho}}{\rho} K h m(\theta) s h, \quad (6)$$

где

$$K h m^1(\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} K h m(\theta), \quad (7)$$

$$c h = \cosh(\dot{\iota} \chi \rho - \omega t) \dot{\iota}, \quad (8)$$

$$s h = \sinh(\dot{\iota} \chi \rho - \omega t) \dot{\iota}. \quad (9)$$

В этом случае табл. 8.2 принимает вид табл. 1. Подставляя (1-9) в формулы табл. 1, получаем после сокращения уравнения, показанные в табл. 2. В этой табл. 2 мы можем сократить равные нулю выражения вида

$$\frac{-e_{\varphi} c h}{\rho} \frac{1}{\rho} + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_{\varphi} c h = 0, \quad (31)$$

- см. в уравнении (25). Результат запишем в табл. 3.

Таблица 1.

1	2	3
1	$\text{rot}_{\rho}(E)$	$\frac{E_{\varphi}}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_{\varphi}}{\rho \partial \theta} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\rho}}{\partial t} = 0$
2	$\text{rot}_{\theta}(E)$	$\frac{-E_{\varphi}}{\rho} - \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\theta}}{\partial t} = 0$
3	$\text{rot}_{\varphi}(E)$	$\frac{E_{\theta}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta}}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial t} = 0$
4	$\operatorname{div}(E)$	$\frac{E_{\rho}}{\rho} + \frac{\partial E_{\rho}}{\partial \rho} + \frac{E_{\theta}}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial E_{\theta}}{\rho \partial \theta} = 0$
5	$\text{rot}_{\rho}(H)$	$\frac{H_{\varphi}}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_{\varphi}}{\rho \partial \theta} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_{\rho}}{\partial t} = 0$
6	$\text{rot}_{\theta}(H)$	$\frac{-H_{\varphi}}{\rho} - \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_{\theta}}{\partial t} = 0$
7	$\text{rot}_{\varphi}(H)$	$\frac{H_{\theta}}{\rho} + \frac{\partial H_{\theta}}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial t} = 0$
8	$\operatorname{div}(H)$	$\frac{H_{\rho}}{\rho} + \frac{\partial H_{\rho}}{\partial \rho} + \frac{H_{\theta}}{\rho \operatorname{tg}(\theta)} + \frac{\partial H_{\theta}}{\rho \partial \theta} = 0$

Таблица 2.

1	2	3
23	$\text{rot}_\rho(E)$	$Khm \cdot e_\varphi ch \cdot shs(\theta) + Khm^1 e_\varphi ch \cdot chn(\theta) + \dot{\iota}$ $- Khm \cdot \omega \frac{\mu}{c} h_\rho ch = 0$
24	$\text{rot}_\rho(H)$	$Khm \cdot h_\varphi sh \cdot shs(\theta) + Khm^1 h_\varphi sh \cdot chn(\theta)$ $- Khm \cdot \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\rho sh = 0$
25	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-e_\varphi ch}{\rho^2} - \frac{e_\varphi}{\rho} \chi sh - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot e_\varphi ch + \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\theta}{\rho} sh = 0$
26	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{-h_\varphi sh}{\rho^2} + \frac{h_\varphi}{\rho} \chi ch - \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\varphi}{\rho} sh + \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\theta}{\rho} ch = 0$
27	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{e_\theta sh}{\rho^2} - \frac{e_\theta}{\rho} \chi ch + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\theta sh - \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\varphi}{\rho} ch = 0$
28	$\text{rot}_\varphi(H)$	$\frac{h_\theta ch}{\rho^2} + \frac{h_\theta}{\rho} \chi sh + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \frac{h_\theta}{\rho} ch - \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\varphi}{\rho} sh = 0$
29	$\text{div}(E)$	$Khm \cdot \frac{e_\rho ch}{\rho^2} + Khm \cdot \frac{e_\rho}{\rho} \chi sh + Khm \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) e_\rho ch + \dot{\iota}$ $Khm \cdot e_\theta sh \cdot shs(\theta) + Khm^1 e_\theta sh \cdot chn(\theta) = 0$
30	$\text{div}(H)$	$Khm \cdot \frac{h_\rho sh}{\rho^2} - Khm \cdot \frac{h_\rho}{\rho} \chi ch + Khm \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \right) h_\rho sh + \dot{\iota}$ $Khm \cdot h_\theta ch \cdot shs(\theta) + Khm^1 h_\theta ch \cdot chn(\theta) = 0$

Таблица 3.

1	2	3
33	$\text{rot}_\rho(E)$	$Khm \cdot e_\varphi ch \cdot shs(\theta) + Khm^1 e_\varphi ch \cdot chn(\theta) - Khm \cdot \omega \frac{\mu}{c} h_\rho ch = 0$
34	$\text{rot}_\rho(H)$	$Khm \cdot h_\varphi sh \cdot shs(\theta) + Khm^1 h_\varphi sh \cdot chn(\theta) - Khm \cdot \omega \frac{\varepsilon}{c} e_\rho sh = 0$
35	$\text{rot}_\theta(E)$	$\frac{-e_\varphi}{\rho} \chi sh + \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\theta}{\rho} sh = 0$
36	$\text{rot}_\theta(H)$	$\frac{h_\varphi}{\rho} \chi ch + \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\theta}{\rho} ch = 0$
37	$\text{rot}_\varphi(E)$	$\frac{-e_\theta}{\rho} \chi ch - \omega \frac{\mu}{c} \frac{h_\varphi}{\rho} ch = 0$

3 8	$\text{rot}_\varphi(\mathbf{H})$	$\frac{h_\theta}{\rho} \chi sh - \omega \frac{\varepsilon}{c} \frac{e_\varphi}{\rho} sh = 0$
3 9	$\text{div}(\mathbf{E})$	$Khm \cdot \frac{e_\rho}{\rho} \chi sh + Khm \cdot e_\theta sh \cdot shs(\theta) + Khm^1 e_\theta sh \cdot chn(\theta) = 0$
4 0	$\text{div}(\mathbf{H})$	$- Khm \cdot \frac{h_\rho}{\rho} \chi ch + Khm \cdot h_\theta ch \cdot shs(\theta) + Khm^1 h_\theta ch \cdot chn(\theta) =$

Уравнения (37, 38) преобразуются в уравнения (35, 36) при условиях

$$e_\varphi = e_\theta, \quad h_\varphi = -h_\theta. \quad (41)$$

Уравнение (33, 44) преобразуются в уравнения (39, 40) при тех же условиях.

Рассмотрим уравнения (36, 37). Умножая их правые и левые части, находим:

$$e_\theta h_\varphi \chi^2 = \omega^2 \frac{\mu}{c} \frac{\varepsilon}{c} e_\theta h_\varphi \quad (49)$$

или

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (50)$$

Этот же результат получается при рассмотрении уравнений (35, 38).

Из (36, 50) следует, что

$$h_\varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\theta, \quad (51)$$

а из (35, 50) следует, что

$$h_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi, \quad (52)$$

Из (41, 51, 52) следует, что

$$e_\theta = e_\varphi = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_\theta = -\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} h_\varphi, \quad (53)$$

или

$$h_\varphi = -h_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\theta = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\varphi. \quad (54)$$

Можно заметить, что уравнения (33, 34, 39, 40) совпадают при условиях (41) и

$$-\omega \frac{\mu}{c} h_\rho = e_\rho \chi \quad (55)$$

$$-\omega \frac{\varepsilon}{c} e_\rho = -h_\rho \chi. \quad (56)$$

Рассмотрим эти уравнения. Умножая их правые и левые части, находим ранее полученное выражение (50). Следовательно, уравнения (42, 43, 38, 39) совпадают при условии (50). Из (56, 50) находим:

$$h_p = \frac{\omega}{\chi} \frac{\varepsilon}{c} e_p = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_p. \quad (57)$$

Перепишем (39) в виде

$$Kh m \cdot (e_\theta shs(\theta) + e_\rho \chi) + Kh m^1 \cdot e_\theta chn(\theta) = 0$$

или, с учетом (41),

$$Kh m \cdot \left(shs(\theta) + \frac{e_\rho}{e_\varphi} \chi \right) + Kh m^1 \cdot chn(\theta) = 0$$

Таким образом, (42, 43, 38, 39) можно представить в виде

$$(shs(\theta) + \beta) \cdot y + chn(x) \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad (57)$$

где

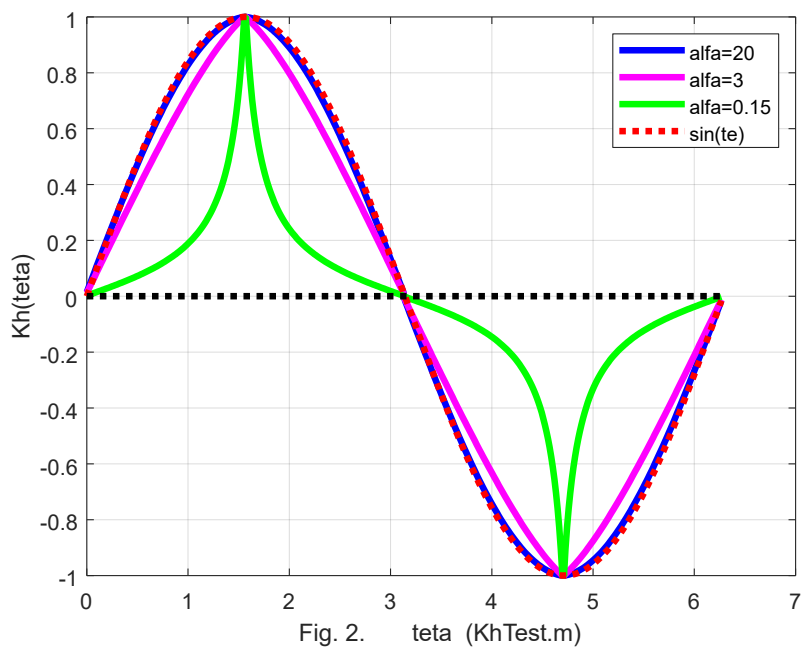
$$y = Kh m(\theta), \quad (58)$$

$$\beta = \frac{e_\rho}{e_\varphi} \chi. \quad (59)$$

В общем случае дифференциальное уравнение (57) не имеет аналитического решения. В частности,

$$Kh m(\theta, \beta) \rightarrow i \quad (60)$$

На рис. 2 показаны функции $Kh m(\theta, \beta)$ при различных значениях β . Для сравнения точками показана функция $\sin(\theta)$.



Полученные результаты можно сформулировать в следующем виде:

Теорема СК. Сферическое поле как решение уравнений Максвелла в сферических координатах имеет решение вида (1-9), где функция $Khm(\theta, \beta)$ определяется дифференциальным уравнением (57, 59), константы χ, ω связаны соотношением (50), константы $e_\theta, e_\varphi, h_\theta, h_\varphi$ связаны соотношением (54), константы e_ρ, h_ρ связаны соотношением (57).

3. Устойчивость решения

Теорема СК выполняется в любой момент времени t . Однако величины $e_\theta, e_\varphi, h_\theta, h_\varphi, e_\rho, h_\rho$, вообще говоря, изменяются во времени. В начальный момент при $t=0$ при появлении напряжения на обкладках конденсатора появляются производные напряженностей по времени и значения величин $e_\theta, e_\varphi, h_\theta, h_\varphi, e_\rho, h_\rho$ начинают изменяться. При увеличении t аргумент функций (8, 9) стремится к нулю и их значения стремятся к величине 1 и 0 соответственно. При изменении знака аргумента у функции (8) меняется знак производной. Следовательно, состояние функции (8) является устойчивым.

Таким образом, через некоторое время после включения напряжения на обкладках конденсатора напряженности (1-8) принимают следующие значения:

$$E_\varphi = \frac{e_\varphi}{\rho} Khm(\theta), \quad (1)$$

$$E_\theta = 0, \quad (2)$$

$$E_\rho = \frac{e_\rho}{\rho} Khm(\theta), \quad (3)$$

$$H_\varphi = 0, \quad (4)$$

$$H_\theta = \frac{h_\theta}{\rho} Khm(\theta), \quad (5)$$

$$H_\rho = 0. \quad (6)$$

Величину ω можно рассматривать как частоту колебаний напряженностей вокруг устойчивого состояния. Таким образом, решение уравнений Максвелла для заряжаемого конденсатора и для конденсатора в цепи синусоидального тока **принципиально** отличаются только тем, что в первом случае присутствуют **гиперболические** функции времени, а во втором - синусоидальные.

4. Заключение

Аналогично сферическому конденсатору в цепи переменного тока в данном случае можно показать, что

- 1) сферический конденсатор обладает магнитными свойствами, аналогичными его электрическим свойствам; можно говорить, что сферический конденсатор представляет собой устройство, в котором присутствует и электрическое и магнитное поле, т.е. устройство, эквивалентное магниту и, одновременно, электрету, оси которых перпендикулярны;
- 2) по сфере параллельно экватору циркулирует поток электромагнитной энергии; в этом потоке циркулирует внутренняя энергия конденсатора.

Глава 8N. Новый подход к проектированию антенн

Оглавление

1. О недостатках существующих методов \ 1
2. Новый подход \ 2
- Приложение 1 \ 3

1. О недостатках существующих методов

Решение уравнений Максвелла для сферической волны необходимо для проектирования антенн. Такая задача возникает при решении уравнений электродинамики для элементарного электрического диполя – вибратора. Решение этой задачи известно и именно на основе этого решения строятся антенны. Вместе с тем это решение обладает рядом недостатков, в частности [107-110],

1. закон сохранения энергии выполняется только в среднем,
2. решение неоднородно и практически необходимо разбивать его на отдельные зоны (как правило, ближнюю, среднюю и дальнюю), в которых решения оказываются полностью различными,
3. в ближней зоне отсутствует поток энергии с реальным значением
4. магнитная и электрическая составляющие синфазны,
5. в ближней зоне решение не является волновым (т.е. расстояние не является аргументом тригонометрической функции),
6. известное решение НЕ удовлетворяет системе уравнений Максвелла (решение, удовлетворяющее одному уравнению системы, нельзя считать решением системы уравнений).

На рис. 1 [110] показана картина силовых линий электрического поля, построенная на основе известного решения. Очевидно, что такая картина не может существовать в сферической волне.

Вдали от вибратора – в т.н. дальней зоне, где продольными (направленными вдоль радиуса) электрической и магнитной напряженностями можно пренебречь, решение задачи упрощается. Но

и там известное решение обладает рядом недостатков [107-110]. Основные недостатки этого решения (см. приложение 1) состоят в том, что

1. закон сохранения энергии выполняется только в среднем (по времени),
2. магнитная и электрическая составляющие синфазны,
3. в системе уравнений Максвелла в известном решении выполняется только одно уравнение из восьми.

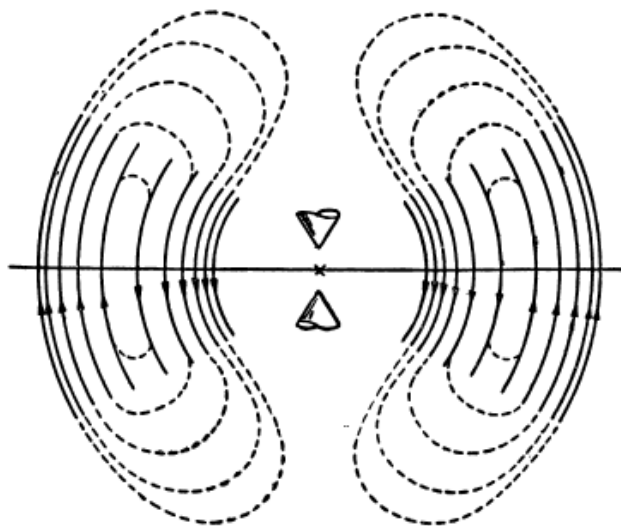


Рис. 1.

2. Новый подход

Указанные недостатки являются следствием того, что до настоящего времени не удавалось решить уравнения Максвелла для сферических координат. Известное решение получено после разбиения всей области на т.н. ближние, средние и дальние зоны и после применения множества предположений и допущений, различных для каждой из этих зон.

Практически эти недостатки известного решения означают, что они (математические решения) нестрого описывают реальные характеристики технических устройств. Строгое решение, полученное в главе 8, будучи примененным в системах проектирования таких устройств, безусловно, должно повысить их качество.

Приложение 1

Известное решение имеет вид [107, 108]:

$$E_{\theta} = e_{\theta} \frac{1}{\rho} \sin(\theta) \sin(\dot{\chi} \omega t - \chi \rho) \dot{\chi}, \quad (1)$$

$$H_{\phi} = h_{\phi} \frac{1}{\rho} \sin(\theta) \sin(\dot{\chi} \omega t - \chi \rho) \dot{\chi}, \quad (2)$$

где $k_{e\theta} = \frac{\chi^2 l}{4 \pi \omega \varepsilon \varepsilon_0}$, $k_{h\phi} = \frac{\chi l}{4 \pi}$, где l , I - длина и ток вибратора. Заметим, что

$$\frac{e_{\theta}}{h_{\phi}} = \frac{\chi}{\omega \varepsilon}. \quad (3)$$

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 .	$\text{rot}_{\phi} H - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_{\phi}}{\partial t} = 0$
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 .	$\text{rot}_{\phi} E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\phi}}{\partial t} = 0$
7 .	$\text{div}(E) = 0$
8 .	$\text{div}(H) = 0$

Надо отметить, что эти напряженности синфазны, что противоречит практической электротехнике.

Рассмотрим, как соотносятся уравнения (1, 2) с системой уравнений Максвелла – см. табл. 2 (переписанную из главы 8, первое решение). Напряженности (1, 2) входят только в уравнение (6) из табл. 2, имеющее вид

$$\text{rot}_{\phi} E + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\phi}}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

или

$$\frac{E_{\theta}}{\rho} + \frac{\partial E_{\theta}}{\partial \rho} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_{\phi}}{\partial t} = 0. \quad (5)$$

Подставим (1, 2) в (5) и получим:

$$-e_{\theta} \frac{\chi}{\rho} \sin(\theta) \cos(\dot{\iota} \omega t - \chi \rho) - h_{\phi} \frac{\chi}{\rho} \frac{\mu}{c} \sin(\theta) \cos(\dot{\iota} \omega t - \chi \rho) = 0 \quad (6)$$

или

$$\frac{e_{\theta}}{h_{\phi}} + \frac{\mu}{c} = 0. \quad (7)$$

Из сравнения (3) и (7) следует, что напряженности (1, 2) удовлетворяют уравнению (4). Остальные 7 уравнений Максвелла нарушаются. В уравнениях (2, 3, 5) из табл. 2 одно из слагаемых отличается от нуля, а другое равно нулю. Нарушение уравнений (1, 4, 7, 8) из табл. 2 показано в главе 8, первое решение, формула (2.20). Итак,

**известное решение НЕ удовлетворяет
системе уравнений Максвелла.**

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 8К рассматривается сферический конденсатор в цепи постоянного тока и показывается, что после заряда конденсатора, когда ток практически прекращается, в конденсаторе сохраняются электромагнитное поле и стационарный поток электромагнитной энергии. При этом в конденсаторе присутствует магнитное поле.

В главе 8Н было показано, что в сферическом конденсаторе существует магнитная экваториальная плоскость, магнитная ось, магнитные полюса и магнитные меридианы, по которым направлены

векторы $H_{\phi\theta}$ - см. рис. 2 в главе 8Н. 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.

В точках, где сферические напряженности равны нулю, существуют только радиальные напряженности.

Из вышеизложенного следует, что магнитное поле Земли является следствием существования электрического поля Земли.

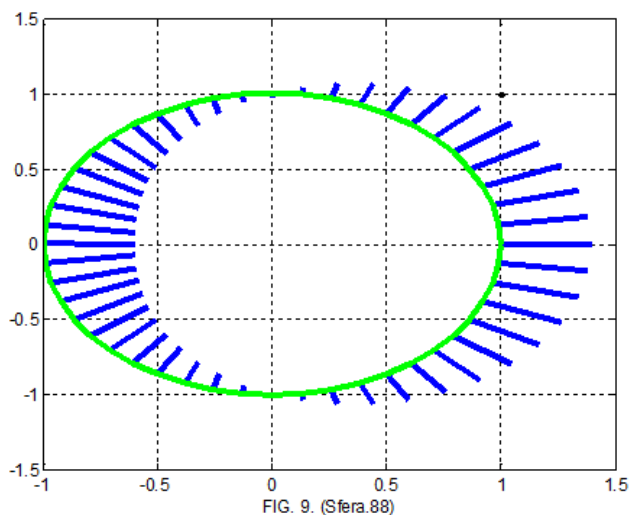
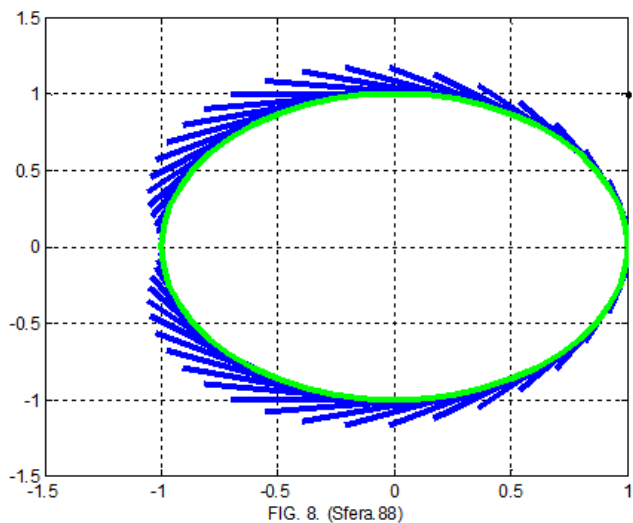
Рассмотрим этот вопрос подробнее.

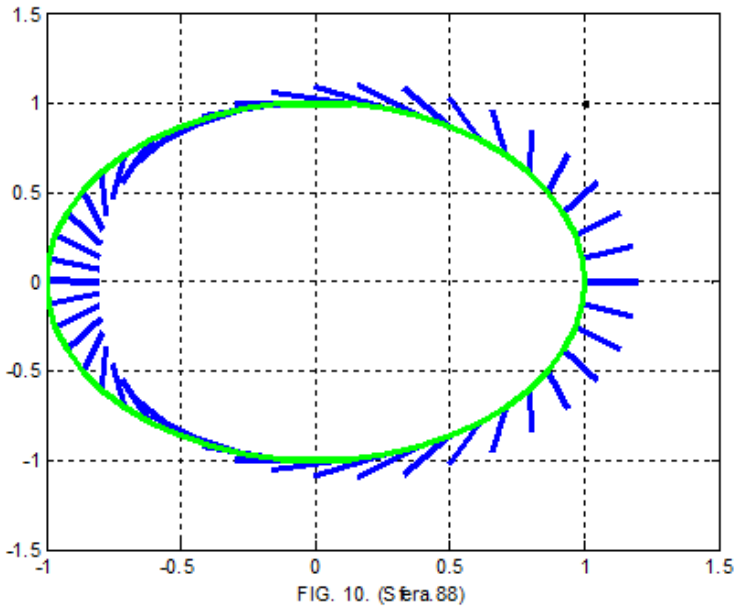
На рис. 8 показано векторное поле $H_{\phi\theta}$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом

$$|H_{\phi\theta}|=0.7; \rho=1.$$

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 $H=H_{\phi\theta}+H_\rho$ в диаметральной плоскости, проходящей через магнитную ось. При этом $|H_{\phi\theta}|=0.3; |H_\rho|=0.2; \rho=1$.





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 $\epsilon = \mu = 1$, 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:

$$3000 E = 80 H \quad (10)$$

или

$$E \approx 0.03 H \quad (11)$$

или

$$H \approx 30 E \cdot \operatorname{tg}(\beta) \quad .$$

(12)

Дополнительным аргументом в пользу существования электрического поля указанной структуры является существование теллурических токов [53]. Отсутствует общепринятое объяснение их причины. Исходя из вышесказанного, 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 \ 1
2. Решение уравнений Максвелла в сферических
координатах \ 2
3. Энергия \ 3
4. Об устойчивости шаровой молнии \ 3
5. О свечении шаровой молнии \ 4
6. О времени существования шаровой молнии \ 4
7. О возможном механизме образования шаровой молнии \
5

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 предыдущих редакциях этой книги была предложена математическая модель шаровой молнии, которая позволила объяснить многие свойства шаровой молнии. Эта модель оказалась сложной в математическом описании. Далее мы описываем менее сложную модель.

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 для электропроводной сферы

В главе 8С дано решение уравнений Максвелла для сферической электромагнитной волны. Вместе с решением С может существовать решение D, отличающееся только тем, что в нем функции напряженностей имеют в своем определении функции co вместо si и наоборот. Будем обозначать все параметры этого решения верхним знаком $\acute{}$. Итак, в этом варианте $\infty = 0, \acute{E}_\rho = \text{любое}, \acute{H}_\rho = \text{любое}$ и

$$\acute{E}_\varphi = \frac{\acute{e}_\varphi}{\rho} K h m(\theta) co, \quad (1)$$

$$\acute{E}_\theta = \frac{\acute{e}_\theta}{\rho} K h m(\theta) si, \quad (2)$$

$$\acute{E}_\rho = \frac{\acute{e}_\rho}{\rho} K h m(\theta) co, \quad (3)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{\dot{h}_\varphi}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (4)$$

$$\dot{H}_\theta = \frac{\dot{h}_\theta}{\rho} Khm(\theta) co, \quad (5)$$

$$\dot{H}_\rho = \frac{\dot{h}_\rho}{\rho} Khm(\theta) si, \quad (6)$$

где

$$Kh m^1(\theta) = \frac{\partial}{\partial \theta} Khm(\theta), \quad (7)$$

$$co = \cos(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}, \quad (8)$$

$$si = \sin(\dot{\chi} \rho + \omega t) \dot{\chi}. \quad (9)$$

Будем полагать, что сфера электропроводна и напряженностям E соответствуют токи проводимости

$$\dot{J} = \sigma \cdot \dot{E}, \quad (10)$$

где σ - удельная электропроводность. Два решения С и D, существующие одновременно, будем называть решение CD. Таким образом, мы получили комплексное решение уравнений Максвелла для электропроводной сферы.

Итак, получено решение уравнений Максвелла для сферы, материал которой имеет диэлектрическую и магнитную проницаемость, а также обладает проводимостью. Это решение получено в предположении, что сфера нейтральна (не имеет нескомпенсированных зарядов). Существование решения означает, что в электропроводной и нейтральной сфере может существовать электромагнитная волна и циркулировать токи смещения и токи проводимости.

3. Энергия

Из полученного решения следует, что в такой сфере имеются

- активная энергия потерь W_a ,
- реактивная электрическая энергия W_e ,
- реактивная магнитная энергия W_h .

Вместе с тем в каждой точке шара этот закон не выполняется. Следовательно, существуют перетоки энергии между точками шара.

4. 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

$$A = F \frac{dR}{dt} \quad (1)$$

Эта работа изменяет внутреннюю энергию шаровой молнии, т.е.

$$A = \frac{dW}{dt} \quad (2)$$

Рассматривая (1, 2) совместно находим:

$$F = \frac{dW}{dt} / \frac{dR}{dt} \quad (3)$$

Если энергия шаровой молнии пропорциональна объему, т.е.

$$W = aR^3 \quad (4)$$

где a – коэффициент пропорциональности, то

$$\frac{dW}{dt} = 3aR^2 \frac{dR}{dt} \quad (5)$$

Тогда

$$F = \frac{dW}{dt} / \frac{dR}{dt} = 3aR^2 = \frac{3W}{R} \quad (6)$$

Таким образом, внутренняя энергия шаровой молнии эквивалентна силе, создающей устойчивость шаровой молнии.

5. 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 выделяется радиальным потоком энергии через внешнюю сферу шаровой молнии, т.е. излучается, что и является причиной свечения шаровой молнии.

6. О времени существования шаровой молнии

Энергия шаровой молнии W и мощность тепловых потерь P могут быть найдены при полученном выше решении.

Время существования шаровой молнии равно времени преобразования электрической энергии молнии в тепловые потери, т.е.

$$\tau = W/P \quad (1)$$

7. 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 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.

Глава 11. Математическая модель плазменного кристалла

Оглавление

1. Постановка задачи \ 1
2. Система уравнений \ 4
3. Первая математическая модель \ 5
4. Вторая математическая модель \ 7
5. Энергия плазменного кристалла \ 10

1. Постановка задачи

Пылевая плазма (см. [87]) представляет собой множество заряженных частиц. Эти "частицы могут выстраиваться в пространстве определённым образом и образовывать так называемый плазменный кристалл" [88]. Механизм образования, поведение и формы таких кристаллов трудно предсказуемы. В условиях слабой гравитации наблюдения этих процессов и форм вызывает удивление – см. иллюстрации (рис. 1) экспериментов в космосе из [89].

Поэтому в 2007 г. было выполнено их компьютерное моделирование. Результаты вызвали еще большее удивление, что отразилось даже в названии соответствующей статьи [90]: "От плазменных кристаллов и спиральных структур к неорганической живой материи". В [91] приведено краткое изложение и обсуждение результатов моделирования.

Мне тоже нравятся такие сопоставления. Но, тем не менее, надо отметить, что используемый авторами метод моделирования молекулярной динамики не полностью учитывает все особенности пылевой плазмы. В этом методе для описания движения частиц применяется классическая механика и рассматриваются только электростатические силы взаимодействия между заряженными частицами. В действительности же при движении заряженных частиц возникают токи зарядов – электрические токи и, как следствие, электромагнитные поля. Их необходимо учитывать при моделировании.

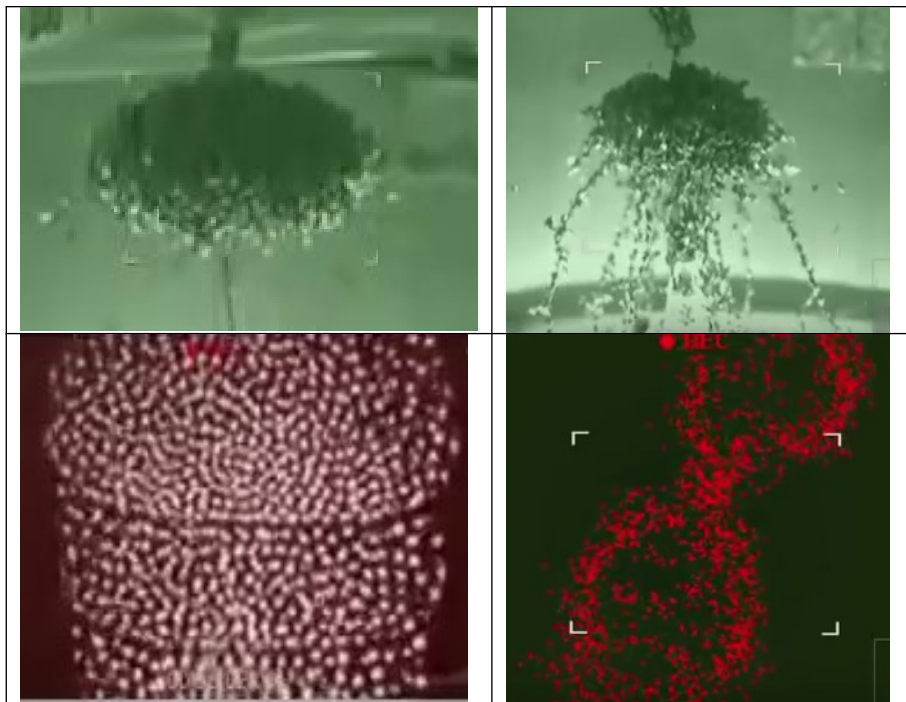


Рис. 1.

В невесомости на частицы плазмы не воздействуют гравитационные силы. Если исключить из рассмотрения энергию излучения, то можно утверждать, что пылевая плазма представляет собой электрические заряды, электрические токи и электромагнитные поля. Кроме того, плазма в момент образования (заполнения некоторого сосуда множеством заряженных частиц) получает некоторую энергию. Эта энергия может быть только электромагнитной энергией и кинетической энергией частиц, поскольку механическое взаимодействие частиц отсутствует: они заряжены одноименными зарядами. Итак, пылевая плазма должна удовлетворять следующим условиям:

- удовлетворять уравнениям Максвелла,
- сохранять суммарную энергию, как сумму электромагнитной энергии и кинетической энергии частиц,
- приобрести через некоторое время стабильную структуру расположения и движения частиц; это следует, например, из упомянутых экспериментов в космосе – см. рис. 1.

Очевидно, заряженные частицы отталкиваются силами Кулона. Однако эксперименты показывают, что эти силы не действуют на периферии облака частиц. Следовательно, они компенсируются другими силами. Ниже будет показано, что этими силами являются силы Лоренца, возникающие при движении заряженных частиц (хотя на первый взгляд кажется странным, что эти силы направлены внутрь облака, противодействуя силам Кулона). Частицы не могут быть неподвижными, поскольку тогда будут превалировать силы Кулона. Но тогда эти силы приведут частицы в движение, благодаря которому возникнут силы Лоренца и т.д.

Ниже в математической модели мы не будем учитывать силы Кулона, полагая, что их роль сводится только к тому, чтобы изолировать частицы друг от друга (подобно тому, как эти силы не учитываются в задачах электротехники).

Итак, мы будем рассматривать пылевую плазму как область, где текут электротоки и анализировать ее с помощью уравнений Максвелла. Поскольку частицы находятся в вакууме и всегда изолированы друг от друга, то отсутствует омическое сопротивление и отсутствует электрическая напряженность, пропорциональная току – ее не надо учитывать в уравнениях Максвелла. Кроме того, на первом этапе мы будем полагать, что токи изменяются медленно – являются постоянными токами. С учетом этих замечаний уравнения Максвелла принимают вид:

$$\operatorname{rot}(H) - J = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(J) = 0, \quad (2)$$

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

где J , H – ток и магнитная напряженность соответственно. Кроме того, к этим уравнениям необходимо добавить уравнение, связывающее энергию W плазмы с J , H

$$W = f(J, H). \quad (4)$$

В этом уравнении энергия W является известной, поскольку плазма в момент образования получает эту энергию.

В скалярном виде система уравнений (1-4) является системой 6-ти уравнений с 6-ю неизвестными и должна иметь единственное решение. Однако регулярный алгоритм решения такой системы отсутствует. Поэтому ниже предлагается другой подход:

1. Поиск аналитических решений недоопределенной системы уравнений (1-3) при данной форме облака плазмы. Таких решений может быть множество.

2. Вычисление энергии W по (4). Если решение системы (1-4) является единственным, то тем самым решена система (1-4) при данных W и форме облака.

2. Система уравнений

В цилиндрических координатах r, φ, z , как известно [4], дивергенция и ротор вектора H имеют соответственно вид

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

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

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

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

С учетом уравнений (a-d) перепишем уравнения (1.1-1.3) в следующем виде:

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

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

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

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

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

Система 5-ти уравнений (1-5) относительно 6-ти неизвестных $(H_r, H_\varphi, H_z, J_r, J_\varphi, J_z)$ является переопределенной и может иметь множество решений. Ниже показывается, что такие решения существуют и для различных случаев определяются некоторые из возможных решений.

Будем вначале искать решение этой системы уравнений (1-5) в виде функций, сепарабельных относительно координат. Эти функции имеют следующий вид:

$$H_r = h_r(r) \cdot \cos(\chi z), \quad (6)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot \sin(\chi z), \quad (7)$$

$$H_z = h_z(r) \cdot \sin(\chi z), \quad (8)$$

$$J_r = j_r(r) \cdot \cos(\chi z), \quad (9)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cdot \sin(\chi z), \quad (10)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \sin(\chi z), \quad (11)$$

где χ – некоторая константа, а $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$ – функции от координаты r ; производные этих функций будем обозначать штрихами.

Подставляя (6-11) в (1-5), получаем:

$$\frac{h_r}{r} + h'_r + \chi h'_z = 0, \quad (12)$$

$$-\chi h_\varphi = j_r, \quad (13)$$

$$-\chi h_r - h'_z = j_\varphi \quad (14)$$

$$\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi = j_z, \quad (15)$$

$$\frac{j_r}{r} + j'_r + \chi j_z = 0. \quad (16)$$

Подставим (13) и (15) в (16). Тогда получим:

$$\frac{-\chi h_\varphi}{r} - \chi h'_\varphi + \chi \left(\frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi \right) = 0. \quad (17)$$

Выражение (17) является тождеством $0=0$. Поэтому (16) следует из (13, 15) и может быть исключено из системы уравнений (12-16). Оставшиеся уравнения перепишем в виде:

$$h_z = -\frac{1}{\chi} \left(\frac{h_r}{r} + h'_r \right), \quad (18)$$

$$j_z = \frac{h_\varphi}{r} + h'_\varphi, \quad (19)$$

$$j_r = -\chi h_\varphi, \quad (20)$$

$$j_\varphi = -\chi h_r - h'_z \quad (21)$$

3. Первая математическая модель

В этой системе 4-х дифференциальных уравнений (18-21) с 6-ю неизвестными функциями можно произвольным образом определить две функции. Для дальнейшего мы определим следующие две функции:

$$h_\varphi = q \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi), \quad (22)$$

$$h_r = h \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi), \quad (23)$$

где q , h - некоторые константы. Тогда из (18-23) найдем:

$$h_z = -\frac{h}{\chi} \left(2 \sin(\pi \cdot r / \chi) + \frac{\pi \cdot r}{\chi} \cos(\pi \cdot r / \chi) \right), \quad (24)$$

$$j_z = q \left(2 \sin(\pi \cdot r / \chi) + \frac{\pi \cdot r}{\chi} \cdot \cos(\pi \cdot r / \chi) \right), \quad (25)$$

$$j_r = -\chi \cdot q \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi) \quad (26)$$

$$j_\phi = h \cdot \left(\frac{\pi^2}{\chi R^2} - \chi \right) \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi) + \frac{h}{\chi} \left(2 - \frac{\pi}{\chi} \right) \cdot \cos(\pi \cdot r / \chi). \quad (27)$$

Таким образом, функции $j_r(r)$, $j_\phi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\phi(r)$, $h_z(r)$ определяются по (26, 27, 25, 23, 22, 24) соответственно.

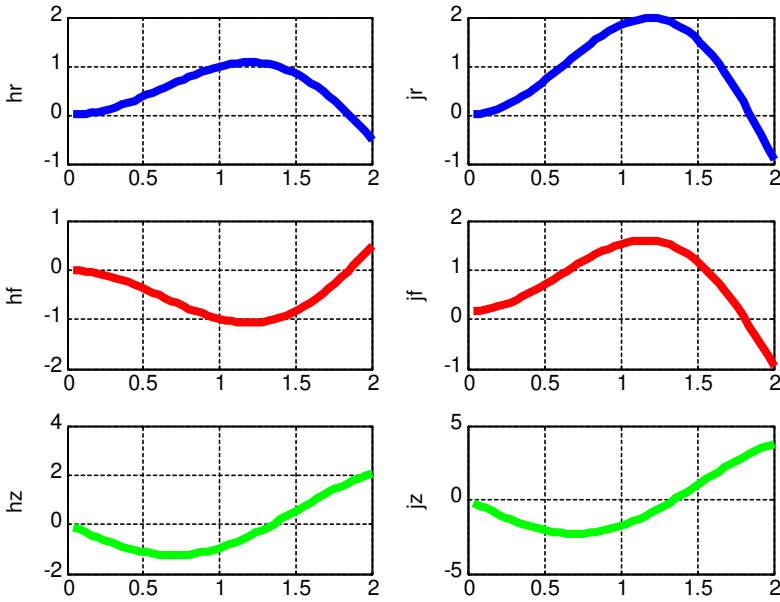


FIG. 2 (figPlazma.m)

Пример 1.

На рис. 2 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\phi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\phi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\chi = 1.85$, $h = 1$, $q = -1$. В первой колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\phi(r)$, $h_z(r)$, во второй колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\phi(r)$, $j_z(r)$.

Здесь важно отметить, что на графике функций $j_r(r)$, $j_\phi(r)$ существует точка, где $j_r(r) = 0$ и $j_\phi(r) = 0$. Физически это означает,

что в области $r < \chi$ существуют радиальные токи $J_r(r)$, направленные от центра (при $\chi q < 0$). В точке $r = \chi$ токи $J_r(r)$, $J_\varphi(r)$, отсутствуют. Поэтому величина $R = \chi$ является радиусом кристалла. Пылинки, попавшие за пределы этого радиуса, испытывают радиальные токи $J_r(r)$, направленные к центру. Тем самым создается устойчивая граница кристалла.

Построенная модель описывает цилиндрический кристалл бесконечной длины, что, конечно же, не соответствует реальности. Рассмотрим теперь более сложную модель.

4. Вторая математическая модель

Корень уравнения $j_r(r) = 0$ определял величину $R = \chi$ радиуса цилиндрического кристалла. Будем теперь изменять величину χ . Если величина χ будет зависеть от Z , то и радиус R будет зависеть от Z . Но именно такая зависимость наблюдается в экспериментах – см., например, первый фрагмент на рис. 1.

Имея это в виду рассмотрим математическую модель, отличающуюся от использованной выше, тем, что вместо константы χ используется функция $\chi(z)$. Перепишем (6-11) с учетом этого:

$$H_r = h_r(r) \cdot \cos(\chi(z)), \quad (28)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \cdot \sin(\chi(z)), \quad (29)$$

$$H_z = h_z(r) \cdot \sin(\chi(z)), \quad (30)$$

$$J_r = j_r(r) \cdot \cos(\chi(z)), \quad (31)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r) \cdot \sin(\chi(z)), \quad (32)$$

$$J_z = j_z(r) \cdot \sin(\chi(z)). \quad (33)$$

Система уравнений (1-6) отличается от системы (2.9-2.14) только тем, что вместо константы χ используется производная $\chi'(z)$ по Z от функции $\chi(z)$. Следовательно, и решение системы (28-33) будет отличаться от решения системы от предыдущего только тем, что вместо константы χ используется производная $\chi'(z)$. Таким образом, решение в этом случае примет следующий вид:

$$j_r = -\chi'(z) \cdot q \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)), \quad (34)$$

$$j_\varphi = \left[h \cdot \left(\frac{\pi^2}{\chi'(z) R^2} - \chi'(z) \right) \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)) + \right. \\ \left. + \frac{h}{\chi'(z)} \left(2 - \frac{\pi}{\chi'(z)} \right) \cdot \cos(\pi \cdot r / \chi'(z)) \right], \quad (35)$$

$$j_z = q \left(2 \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)) + \frac{\pi \cdot r}{R} \cdot \cos(\pi \cdot r / \chi'(z)) \right), \quad (36)$$

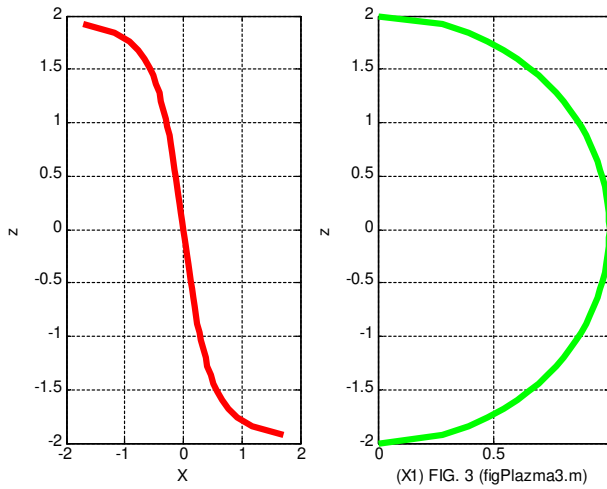
$$h_r = h \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)), \quad (37)$$

$$h_\phi = q \cdot r \cdot \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)), \quad (38)$$

$$h_z = -\frac{h}{\chi'(z)} \left(2 \sin(\pi \cdot r / \chi'(z)) + \frac{\pi \cdot r}{R} \cos(\pi \cdot r / \chi'(z)) \right). \quad (39)$$

Указанные функции будут зависеть от $\chi'(z)$. При $\chi(z) = \eta z$ уравнения (34-39) превращаются в уравнения (22-27).

Например, на рис. 3 показаны функции $\chi(z)$ и $\chi'(z)$, где $\chi'(z)$ - уравнение эллипса.



Можно полагать, что ток пылинок таков, что их средняя скорость не зависит от направления тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный пылинкой в единицу времени по окружности, и путь, пройденный ею по вертикали, будут равны. Следовательно, в этом случае при фиксированном радиусе можно полагать, что

$$\Delta \varphi \equiv \Delta z. \quad (40)$$

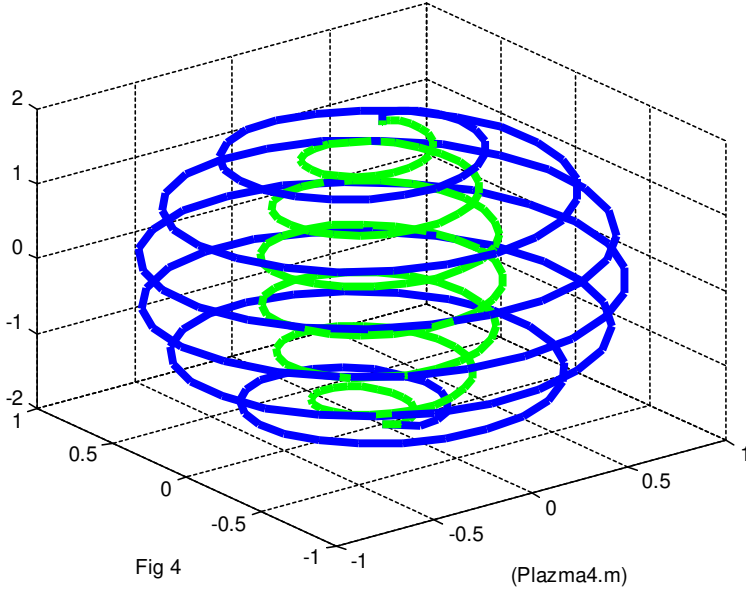
В рассмотренной выше системе траектория пылинок описывается формулами

$$co = \cos(\chi(z)), \quad (41)$$

$$si = \sin(\chi(z)). \quad (42)$$

Таким образом, в такой системе на фигуре вращения радиусом $r = \chi'(z)$ существует траектория точки, описываемая формулами

(40-42). Такая траектория является винтовой линией. На этой траектории все напряженности и плотности токов не зависят от φ .



На основе этого предположения можно построить траекторию движения пылинок в соответствии с функциями (1-3). На рис. 4 показаны две винтовые, описываемые функциями $j_r(r)$ и $j_z(r)$ тока: при $r_1 = \chi'(z)$, $r_2 = 0.5\chi'(z)$, где $\chi'(z)$ определена на рис. 3.

5. Энергия плазменного кристалла

При известных магнитных напряженностях и плотностях тока можно найти энергию плазменного кристалла. Плотность энергии магнитного поля

$$W_H = \frac{\mu}{2} (H_r^2 + H_\varphi^2 + H_z^2). \quad (43)$$

Плотность кинетической энергии пылинок W_J найдем в предположении, что все пылинки имеют одинаковую массу m . Тогда

$$W_J = \frac{1}{m} (J_\varphi^2 + J_\varphi^2 + J_\varphi^2). \quad (44)$$

Для определения полной энергии кристалла необходимо проинтегрировать (43, 44) по объему кристалла, форма которого определена. Таким образом, при определенной форме кристалла и принятой математической модели могут быть найдены все характеристики кристалла.

Глава 12. Работа силы Лоренца

Ниже доказывается, что сила Лоренца совершает работу, и выводятся соотношения, определяющие величину этой работы.

Магнитная сила Лоренца определяется формулой вида

$$F = qQ(V \times B), \quad (1)$$

где

q - плотность электрического заряда,

Q - объем заряженного тела,

V - скорость заряженного тела (вектор),

B - магнитная индукция (вектор).

Работа силы Лоренца, определяемая как векторное произведение силы на скорость, равна нулю, поскольку векторы силы и скорости всегда ортогональны.

Сила Ампера определяется формулой вида

$$A = Q(j \times B), \quad (2)$$

где j - плотность электрического тока (вектор). Поскольку

$$j = qV, \quad (3)$$

то формулу (2) можно записать в виде

$$A = qQ(V \times B). \quad (4)$$

Можно заметить, что формулы (1, 4) совпадают. Между тем работа силы Ампера НЕ равна нулю, что подтверждается существованием электромоторов. Следовательно, **работа силы Лоренца НЕ равна нулю**. Таким образом, определение механической силы через работу нельзя распространять на силу Лоренца.

Рассмотрим, **каким образом сила Лоренца выполняет работу**.

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга определяется по формуле:

$$S = E \times H, \quad (5)$$

где

E - напряженность электрического поля (вектор),

H - напряженность магнитного поля (вектор).

Токам соответствуют электрические напряженности, т.е.

$$E = \rho j, \quad (6)$$

где ρ - удельное электросопротивление. Совмещая (5, 6), как в главе 5, получаем:

$$S = \rho j \times H = \frac{\rho}{\mu} j \times B. \quad (7)$$

где μ - абсолютная магнитная проницаемость. Магнитная сила Лоренца, действующая на все заряды проводника в единичном объеме, - объемная плотность силы Лоренца равна (как следует из (1))

$$f = qV \times B. \quad (8)$$

Из (3, 8) находим:

$$f = qV \times B = j \times B. \quad (9)$$

Из (7, 9) находим:

$$f = \mu S / \rho. \quad (10)$$

Следовательно, плотность магнитной силы Лоренца пропорциональна плотности электромагнитной энергии - вектору Пойнтинга.

Поток энергии с плотностью S эквивалентен плотности мощности P , т.е.

$$p = S. \quad (11)$$

Следовательно, плотность магнитной силы Лоренца пропорциональна плотности мощности.

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

Параметр		Размерность
Энергия		$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$
Плотность энергии		$\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$
Мощность	P	$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$
Плотность потока энергии, плотность мощности	S	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-3}$

Плотность тока	j	$\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$
Индукция	B	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-2} / \text{А}$
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 с индукцией B создают поток энергии с плотностью S (или мощность с плотностью P), который тождественен магнитной силе Лоренца с плотностью f - см. (11) или

$$f = \mu p / \rho. \quad (12)$$

Таким образом, сила Лоренца с плотностью f и тождественный ей поток энергии с плотностью S (или мощность с плотностью P), действует на заряды, движущиеся в токе J , в направлении этого тока. Следовательно, можно утверждать, что вектор Пойнтинга (или мощность с плотностью P) создает э.д.с. в проводнике. Этот вопрос с другой стороны рассмотрен в [19, 17], где такая э.д.с. названа четвертым видом электромагнитной индукции.

Рассмотрим э.д.с., создаваемую силой Лоренца. Напряженность, эквивалентная силе Лоренца, действующей на единичный заряд, равна

$$e_f = \frac{f}{q} = \frac{p\mu}{q\rho}, \quad (13)$$

а ток, создаваемый силой Лоренца в направлении этой силы, имеет плотность

$$i = e_f \rho = \frac{p\mu}{q}. \quad (14)$$

Если известен ток I , создаваемый силой Лоренца в сопротивлении R , то

$$U = e_f \rho = I \left(R + \rho \frac{l}{s} \right), \quad (15)$$

где l , s - длина и сечение проводника, в котором действует сила Лоренца. Из (15) находим:

$$I = e_f \rho / \left(R + \rho \frac{l}{s} \right) = e_f / \left(\frac{R}{\rho} + \frac{l}{s} \right). \quad (16)$$

Полная мощность

$$P = pls. \quad (17)$$

Наконец, из (13, 16, 17) получаем:

$$I = \frac{P\mu}{qls} \left/ \left(R + \rho \frac{l}{s} \right) \right. = \frac{P\mu}{ql} \left/ (sR + \rho l) \right., \quad (18)$$

$$U = \frac{P}{I} = \frac{ql}{\mu} (sR + \rho l). \quad (19)$$

Из этих формул по результатам измерения U и I может быть найдена плотность зарядов, находящихся под действием силы Лоренца.

Глава 13. Электромагнитный импульс и безопорное движение

Оглавление

1. Предисловие.
2. Основные соотношения.
- Приложение 1а. Эксперимент Тамма.
- Приложение 1в. Эксперимент Грехема и Лахоза.
- Приложение 1с. Эксперимент Иванова.

1. Предисловие

Умов в 1874 г. ввел в физику представление о движении энергии, потоке энергии и скорости движения энергии. При этом плотность потока энергии S , плотность энергии W и скорость движения энергии v связаны формулой $S = W \cdot v$.

Это утверждение носит универсальный характер. В электродинамике вектор плотности потока электромагнитной энергии называется вектором Умова–Пойнтинга. Скорость движения электромагнитной энергии в электродинамике предполагается равной скорости света: $v = c$. Это утверждение вытеснило из научного обихода случаи, когда скорость движения электромагнитной энергии меньше скорости света. А такие случаи известны. Например, скорость движения энергии в волновом пакете меньше скорости света. В **стационарном** электромагнитном поле нет электромагнитной волны, но есть поток электромагнитной энергии. В этом случае вообще нет никакой причины связывать скорость движения электромагнитной энергии в статических полях со скоростью света.

Известно, что плотность электромагнитного импульса p связана с плотностью потока электромагнитной энергии формулой $p = S/c^2$. Известно также, что плотность электромагнитного импульса, распространяющегося в теле, равна (численно) плотности механического импульса m в этом теле: $m = p$. И этот факт тоже как-то выпал из научного обихода. Действительно, стоит ли обращать внимание на мизерную величину, получающуюся в результате деления на квадрат скорости света.

А, между тем, механический импульс электромагнитного поля в теле вызвал к вниманию. Известны эксперименты (ниже они будут рассмотрены подробнее), которые доказывают существование импульса, величина которого в 100 раз превышает теоретическую величину. Исследователи искали объяснение в существовании субстанции, отличной от вещества и поля.

Достаточно предположить, что скорость движения электромагнитной энергии не равна скорости света (в общем случае), и тогда все вышеописанные ситуации становятся объяснимыми. Эту скорость можно вычислить. В предыдущих главах этой книги рассмотрены различные процессы распространения электромагнитной энергии (разряд аккумулятора, разряд конденсатора, размагничивание магнита, движение энергии в проводе постоянного тока) и показано, что в этих случаях скорость движения энергии значительно меньше скорости света.

Таким образом, электромагнитный импульс и механический импульс входят количественно равноправным образом в закон сохранения импульса.

2. Основные соотношения.

Известны взаимозависимости между плотностями энергии W , потока энергии S , импульса P , потока импульса f , имеющими следующий вид (в системе СИ):

$$S = W \cdot c, \quad (1)$$

$$P = W / c, \quad (2)$$

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

$$f = P \cdot c. \quad (3a)$$

2.1. В главе 1 показано, что для монохроматической волны существует решение, для которого выполняется условие (1), т.е. для монохроматической волны скорость движения энергии равна скорости распространения монохроматической волны, т.е. скорости света. Найденное в главе 1 решение таково, что устанавливает постоянство потока энергии и энергии электромагнитной волны во времени (в противоположность известному решению, где устанавливается постоянство этих величин в среднем, что, конечно же, не является действительным постоянством, - тем, которое требует закон сохранения энергии).

2.2. Итак, уравнение (1) справедливо для монохроматической волны. Скорость движения энергии в волновом пакете принято считать равной групповой скорости. В [94] строго показано, что эта скорость зависит от фазовой скорости и скорости света. В любом случае скорость движения энергии в волновом пакете меньше скорости света.

2.3. В стационарном электромагнитном поле нет электромагнитной волны, но есть поток электромагнитной энергии. Вместе с этим потоком есть и электромагнитный импульс – см. (2, 3). Это утверждение не является общепризнанным. Однако Г.П. Иванов в [97] доказывает наличие импульса, анализируя известные эксперименты прямыми вычислениями. В этих экспериментах присутствуют квазистационарные электромагнитные поля, где отсутствует излучение электромагнитных волн. Среди этих экспериментов есть умозрительные (их авторами являются Тамм и Фейнман – см. приложение 1а), но есть и реально выполненный эксперимент Г.М. Грехема и Д.Г. Лахоза [95] – см. приложение 1в.

Эксперименты Тамма, Грехема и Лахоза обсуждает Иванов в [144] (откуда взяты иллюстрации и перевод статьи [95]). Из них, по его мнению, следует, что "момент импульса вещества и поля не сохраняется". Позднее в [147] он предлагает конструкцию - см. приложение 1с. Он полагает, что его конструкция будет двигаться только при переменном напряжении. Его доказательство построено "на основании законов сохранения импульса, энергии и принципа относительности, согласно которым такое движение осуществляется благодаря силовому и энергетическому взаимодействию с физическим вакуумом (эфиром)".

Итак, электромагнитный импульс в стационарных полях существует. Однако тем же анализом Г.П. Иванов в [97] доказывает, что величина этого импульса крайне мала (в сущности, это следует из (1, 2), где присутствует деление на скорость света). Тем не менее, эксперимент Г.М. Грехема и Д.Г. Лахоза обнаруживает большую величину импульса. Г.П. Иванов доказывает, что экспериментальная величина импульса в 100 раз превышает теоретическую величину (да иначе этот эксперимент не мог бы состояться, т.к. экспериментаторы измеряли электромагнитный импульс величиной механического импульса – на основе закона сохранения импульса).

Итак, электромагнитный импульс в стационарных полях существует, но не удовлетворяет уравнениям (1-3), т.к. имеет значительную величину.

Г.М. Грехем и Д.Г. Лахоз видят объяснение этому в том, что электромагнитная энергия циркулирует в вакууме как маховик (flywheel).

Г.П. Иванов видит объяснение этому в "признании существования вида материи (электровакуума), отличного от вещества и поля, заполняющего собой всё физическое пространство и способного вступать в импульсное (силовое) и энергетическое взаимодействие с веществом".

2.4. Вышеуказанные эксперименты выполнялись в стационарных полях, но при переменной напряженности **Е**. Если же предположить, что поток энергии существует и в статических полях, то можно предложить и другие эксперименты. Например, можно повторить эксперименты Тамма, Фейнмана, Грехема и Лахоза, заменив в них источник переменного напряжения на источник постоянного напряжения. Это напряжение может быть высоковольтным и тогда наблюдаемый импульс должен существенно возрасти.

Еще несколько умозрительных экспериментов, доказывающих возможность безопорного движения в системе за счет взаимодействия движущихся электрических зарядов, рассмотрено в главе 13а.

В главе 18 доказывается, что силы Ампера и Лоренца являются следствием закона сохранения импульса.

2.5. Теория и эксперименты Сигалова.

Р.Г. Сигалов в [156] еще в 1965 г. впервые показал, что **«магнитное взаимодействие токов, текущих в твердом теле, может приводить это тело в поступательное и вращательное движение»**. Для теоретического доказательства этого явления Сигалов использовал электронную теорию. При этом ему приходилось практически для каждой конфигурации выполнить сложные и громоздкие вычисления. Все теоретические выводы он сопровождал оригинальными экспериментами. Все это являлось убедительным доказательством нарушения третьего закона Ньютона. Поэтому теория Сигалова не получила широкого распространения.

Сейчас его опыты повторяются без упоминания автора. На рис. 1 показан эксперимент из [157] – вращающаяся спираль, по которой протекает постоянный ток. Аналогичный эксперимент показан на стр. 49 в [156] – см. там рис. 28 и рис. 29. Интересно, что вращение спирали зависит от направления намотки.



Рис. 1.

В главе 5 показано, что в проводе постоянного тока распространяется электромагнитная волна. Вместе с электромагнитной волной распространяется электромагнитный импульс. Ниже в п. 2.10 показано, что вместе с электромагнитным импульсом в проводе присутствует механический импульс. Этот импульс приводит во вращение показанную спираль. Существованием этого импульса объясняются все эксперименты Сигалова.

2.6. Умов [81] ввел в физику представление о движении энергии, потоке энергии и скорости движения энергии. При этом плотность потока энергии S , плотность энергии W и скорость движения энергии v связаны формулой

$$S = W \cdot v \quad (4)$$

Это утверждение носит универсальный характер. Достаточно предположить, что скорость движения электромагнитной энергии не равна скорости света (в общем случае), и тогда все вышеописанные ситуации становятся объяснимыми.

Действительно, нет никакой причины связывать, например, скорость движения электромагнитной энергии в статических полях со скоростью света.

2.7. Выше рассмотрены различные процессы распространения электромагнитной энергии (разряд аккумулятора (глава 5), разряд конденсатора (глава 7), размагничивание магнита (глава 7а), движение энергии в проводе постоянного тока (глава 5)) и показано, что в этих

случаях выполняется условие (4) и скорость движения энергии значительно меньше скорости света.

2.8. Итак, в общем случае надо пользоваться формулами (1-3), где вместо скорости света ставить скорость движения энергии:

$$S = W \cdot v, \quad (4)$$

$$p = W / v, \quad (5)$$

$$p = S / v^2, \quad (6)$$

$$p = W^2 / S. \quad (7)$$

Таким образом,

электромагнитный импульс и механический импульс входят количественно равноправным образом в закон сохранения импульса. Это утверждение открывает широкий простор для конструирования безопорных двигателей.	(8)
---	-----

2.9. Электромагнитная масса

$$m = \frac{p}{v} = \frac{W}{v^2} = \frac{S}{v^3} = \frac{W^3}{S^2} \quad (9)$$

2.10. Если на некотором участке границы тела возникает поток энергии \bar{S} с плотностью S , направленный вне, то возникает и электромагнитный импульс \bar{p} с плотностью p , направленный вне. По закону сохранения импульса возникает равный ему механический импульс, направленный в сторону тела,

$$\bar{M} = -(\bar{p}). \quad (10)$$

Пусть поверхность этого участка равна q , а его объем равен g . Тогда

$$\bar{S} = qS, \quad (11)$$

$$\bar{p} = gp, \quad (12)$$

Из (7, 10, 12) находим:

$$\bar{M} = -g p. \quad (13)$$

Итак, если в теле присутствует электромагнитная энергия и из тела выходит поток электромагнитной энергии, то по (13) может быть найден механический импульс, действующий на тело.

2.11. Естественно, конструкторы безопорных двигателей не ждали моего утверждения (8) и давно уже занялись этим неблагодарным делом.

В [99] предлагается способ "для обеспечения поступательного перемещения, транспортных, в том числе, космических средств". Однако сам автор указывает на то, что в соответствии с его теорией тяговая сила в предлагаемых конструкциях будет очень мала.

Известен Biefeld–Brown effect [101]. О реализации патента нет достоверных сведений. Этот эффект до настоящего времени не получил общепринятого объяснения. Можно предположить, что этот эффект также объясняется появлением электромагнитного импульса.

В [102] описывается устройство, предназначенное для полетов в безвоздушной среде. В нем также реализуется Biefeld–Brown effect и дается объяснение этому эффекту с привлечением электродинамического импульса.

В [106] описывается гипотетический эксперимент с зарядами и токами, который демонстрирует нарушение третьего закона Ньютона, но выполнение закона сохранения импульса, т.е. возможность безопорного движения.

Известен электрический двигатель высокого напряжения, представляющий собой высоковольтный воздушный конденсатор [131]. Демонстрируемый при этом эффект также не получил общепринятого объяснения. В главе 13d предлагается его объяснение.

Недавно появился патент [103], основанный на этом патенте эксперимент NASA [104] и аналогичный китайский эксперимент [105] – см. рис. 1. Они вызывают такие же сомнения и споры в научном мире, поскольку они якобы нарушают закон сохранения импульса. Эти эксперименты явным образом демонстрирует создание силы тяги за счет электродинамических эффектов. Видимо, это первая подобная система, которая не отвергалась официальными научными инстанциями. И, видимо, потому, что тяга у нее была очень мала. Но это - эксперименты и с ними не поспоришь! На мой взгляд, они подтверждают вышеизложенную теорию.

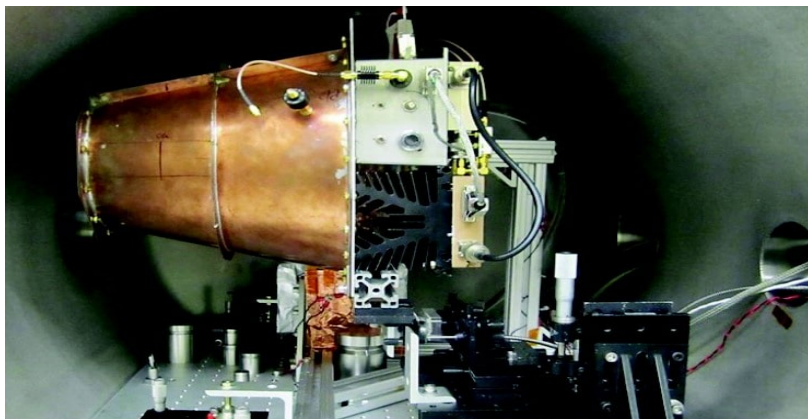


Рис. 1.

Приложение 1а. Эксперимент Тамма.

В [22] Тамм описывает следующий мысленный эксперимент – см. рис. 3а из [144]. Рассматривается цилиндрический конденсатор, помещённый в однородное магнитное поле \mathbf{H} , параллельное его оси. В пространстве между обкладками конденсатора, помимо магнитного, существует также и радиальное электрическое поле напряжённости \mathbf{E} , созданное заряженным конденсатором. В пространстве между обкладками конденсатора в статическом электромагнитном поле существует вектор Пойнтинга. Линии вектора Пойнтинга, т. е. линии потока энергии, представляют собой концентрические окружности, плоскости которых перпендикулярны к оси конденсатора.

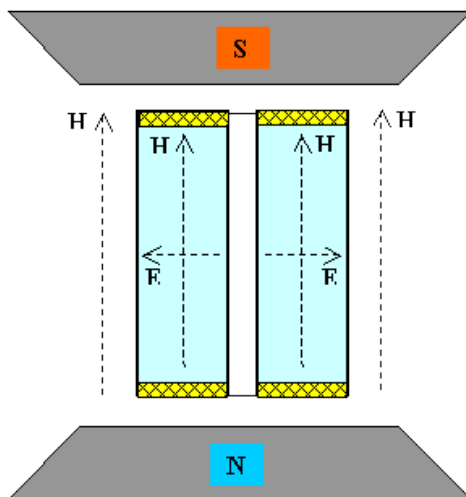


Рис. 3а.

Приложение 1в. Эксперимент Грехема и Лахоза.

Схема эксперимента приведена на рис. 3в из [144], где

- 1 - цилиндрический конденсатор,
- 2 - торсионно-осцилляторная подвеска,
- 3 - зеркальце,
- 4 - радиально расположенные провода для подачи переменного напряжения на пластины,
- 5 - сверхпроводящий соленоид.

Авторы пишут: "Наша программа измерения сил, связанных с электромагнитным импульсом на низких частотах в веществе, достигла кульминации в первом прямом наблюдении свободного электромагнитного момента импульса, создаваемого квазистатическими (неволновыми) независимыми полями E и B в вакуумной щели между пластинами цилиндрического конденсатора. Чтобы зарегистрировать его (конденсатора) движение использовалась резонансная подвеска"

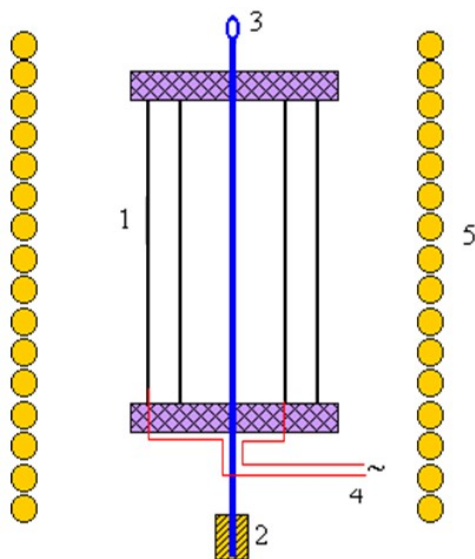


Рис. 3в.

Таким образом, в этом эксперименте электромагнитный импульс обнаружен путем измерения механического импульса при крутильных колебаниях конденсатора. Это означает, что электромагнитный импульс существует в стационарных электромагнитных полях и имеет значительную величину.

Приложение 1с. Эксперимент Иванова.

Иванов Г.П. в [147] предлагает конструкцию, изображенную на рис. 3с.

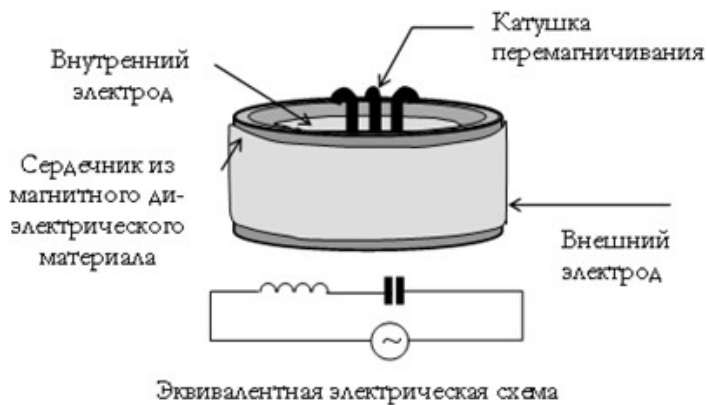


Рис. 3с.

Глава 13а. Безопорное движение без нарушения физических законов

Оглавление

1. Вступление \ 1
2. Взаимодействие движущихся электрических зарядов \ 2
3. Первый эксперимент \ 3
4. Второй эксперимент \ 5
5. Параметры движения \ 9
6. Сопротивление движению \ 11

1. Вступление

Рассматриваются умозраительные эксперименты с зарядами и токами, которые демонстрируют нарушение третьего закона Ньютона, т.е. возможность безопорного движения. Показывается, что эти эксперименты не нарушают закон сохранения импульса. Описывается конструкция, в которой электрические заряды приводятся во вращение. Показывается, что при этом конструкция совершает поступательное безопорное движение. Описываются математическая модель и результаты эксперимента с математической моделью конструкции. Даются некоторые рекомендации по реализации конструкции.

Безопорное движение обычно считается невозможным в силу того, что оно нарушает третий закон Ньютона и следующий из него (в механике) закон сохранения импульса. Последний является более общим для физики законом. В электродинамике этот закон учитывает также импульс электромагнитной волны и поэтому импульсы материальных тел, взаимодействующих с волной, в сумме оказываются не равными нулю [13].

В [161] рассматривается взаимодействие электрических зарядов, и доказывается, что при этом возможны случаи, когда нарушается закон сохранения импульса в механике. Ниже описываются основанные на этом эксперименты, которые демонстрируют безопорное движение (см. также [106]).

2. Взаимодействие движущихся электрических зарядов

Рассмотрим два заряда q_1 и q_2 , движущиеся со скоростями v_1 и v_2 соответственно. Известно [161], что индукция поля, создаваемого зарядом q_1 в точке, где в данный момент находится заряд q_2 , равна (здесь и далее используется система СГС)

$$\overline{B}_1 = q_1 (\overline{v}_1 \times \overline{r}) / cr^3. \quad (1)$$

При этом вектор \overline{r} направлен из точки, где находится движущийся заряд q_1 . Сила Лоренца, действующая на заряд q_2 ,

$$\overline{F}_{12} = q_2 (\overline{v}_2 \times \overline{B}_1) / c. \quad (2)$$

или

$$\overline{F}_{12} = q_1 q_2 (\overline{v}_2 \times (\overline{v}_1 \times \overline{r})) / (c^2 r^3). \quad (3)$$

Аналогично,

$$\begin{aligned} \overline{B}_2 &= -q_2 (\overline{v}_2 \times \overline{r}) / cr^3, \\ (4) \quad \overline{F}_{21} &= q_1 (\overline{v}_1 \times \overline{B}_2) / c \end{aligned} \quad (5)$$

или

$$\overline{F}_{21} = -q_1 q_2 (\overline{v}_1 \times (\overline{v}_2 \times \overline{r})) / (c^2 r^3). \quad (6)$$

Здесь знак минус появляется из-за того, что вектор остался прежним.

В общем случае $\overline{F}_{12} \neq \overline{F}_{21}$, т.е. не соблюдается третий закон Ньютона – возникают неуравновешенные силы, действующие на заряды q_1 и q_2 и искривляющие траектории движения этих зарядов.

Если заряды q_1 и q_2 в процессе движения не покидают некоторую общую конструкцию, то на нее действует сила

$$\overline{F} = \overline{F}_{12} + \overline{F}_{21} \quad (7)$$

или

$$\overline{F} = \frac{q_1 q_2}{c^2 r^3} \left((\overline{v}_2 \times (\overline{v}_1 \times \overline{r})) - (\overline{v}_1 \times (\overline{v}_2 \times \overline{r})) \right). \quad (8)$$

Эта сила может перемещать конструкцию. Можно предположить, что такие силы обеспечивают полет шаровой молнии.

3. Первый эксперимент

Рассмотрим два заряда q_1 и q_2 , которые вращаются с постоянными скоростями $v_1 = v_2$ по взаимно-перпендикулярным круговым орбитам - см. рис. 1. Вращение начинается из положения, указанного на рис. 1, и обеспечивается механическими силами внутри данной конструкции.

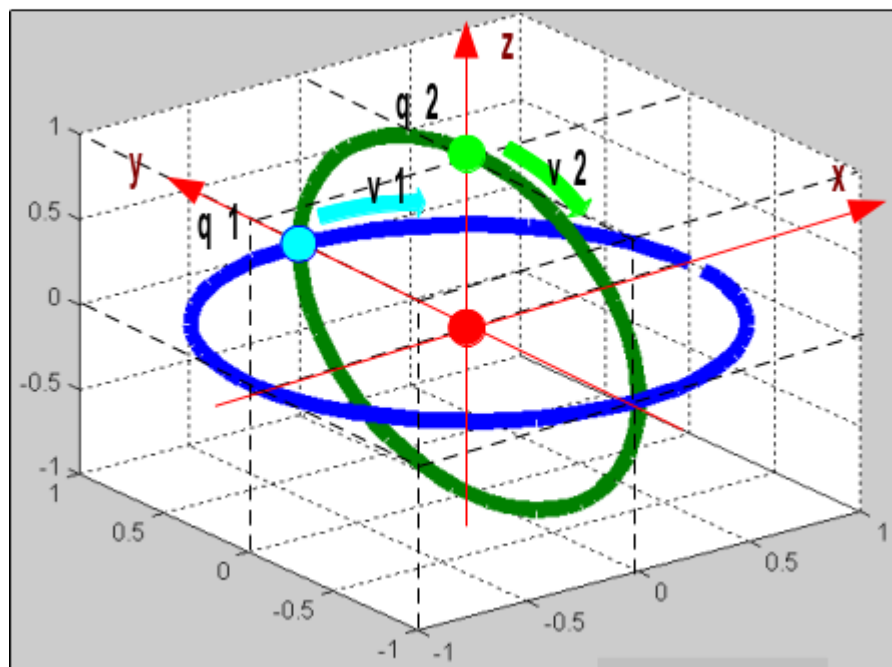
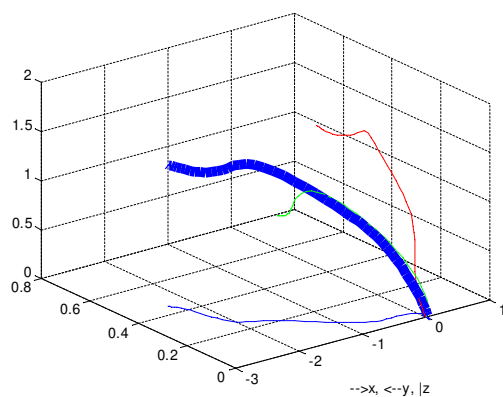
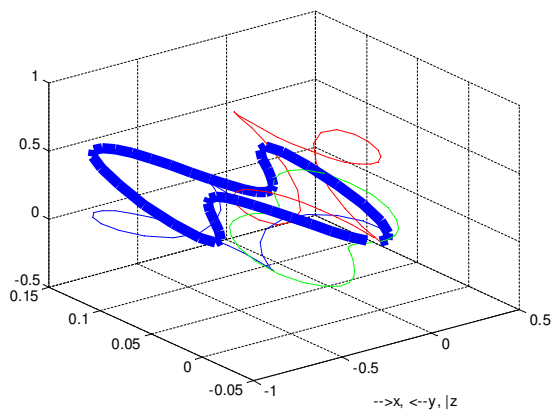
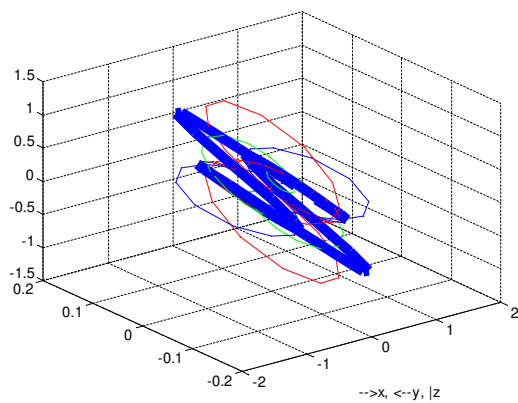


Рис.

1.



По формуле (8) может быть найдена сила, действующая на эту конструкцию в целом. На рис. 2 показан пространственный график изменения этой силы в течение времени одного оборота зарядов (толстая линия) и проекции этого графика на координатные плоскости (тонкие линии). Здесь и далее проекции обозначены линиями так: зеленая – xz , синяя – xy , красная – yz ; под рисунком указаны направления осей.

При известной силе и при данных нулевых начальных значениях находятся скорость и траектория конструкции за тот же период – см. рис. 3 и рис. 4 соответственно. За этот период конструкция смещается на некоторое расстояние $R_{\max}=2.8$. На рис. 5 показана траектория конструкции за два периода, когда она смещается на некоторое расстояние $R_{\max}=5.6$.

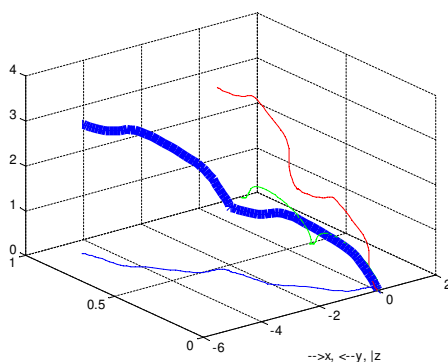


Рис. 5.

4. Второй эксперимент

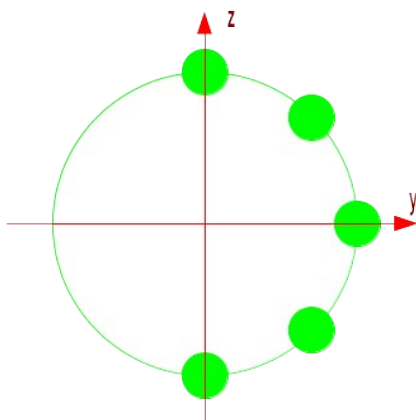


Рис. 5а.

В конструкции, изображенной на рис. 1, на каждой окружности располагался один заряд. Теперь рассмотрим конструкцию, в которой на каждой окружности располагается несколько зарядов, но все они сосредоточены в одной полуокружности и распределены равномерно по полуокружности – см. рис. 5а. Здесь также по формуле (8) может быть найдена сила, действующая на эту конструкцию в целом. При этом оказывается, что вектор этой силы лежит на плоскости xoz при любом количестве зарядов $a > 1$. Вектор скорости и траектория также лежат на плоскости xoz . На рис. 6 для примера показана траектория конструкции за один период для случая, когда конструкция содержит по 5 зарядов на каждой окружности.

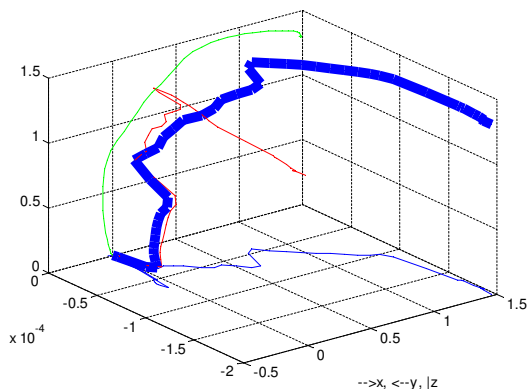


Рис. 6.

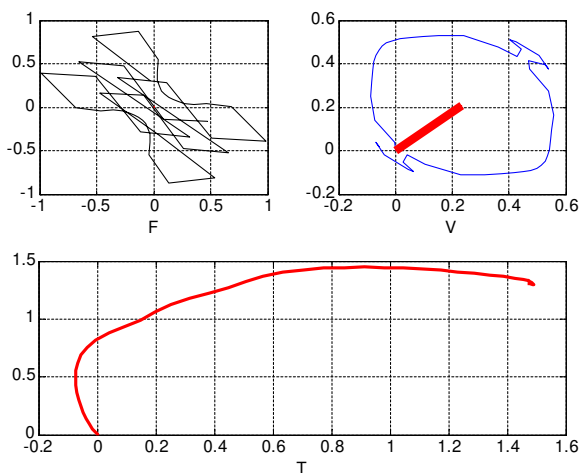


Рис. 7.

На рис. 7 показаны для того же случая графики изменения силы (окно F) и скорости (окно V) в течение времени одного оборота зарядов и траектория конструкции (окно T) в координатах xoz . На этом и следующих рисунках предполагается, что ось ox направлена по горизонтали, а ось oz – по вертикали.

На рис. 7 видно, что за один период конструкция смещается на некоторое расстояние $R_{\max}=2$. На рис. 8 показаны те же графики для той же конструкции за два периода. Видно, что при этом конструкция смещается на расстояние $R_{\max}=4$.

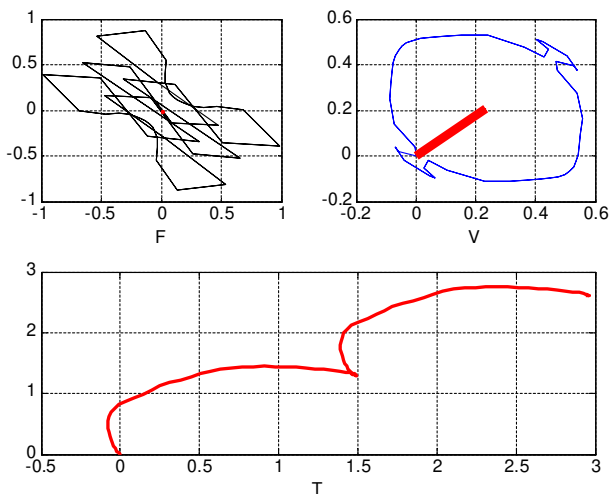


Рис. 8.

На рис. 9 и рис. 10 показаны те же графики за два периода для конструкций, содержащих 15 и 25 зарядов соответственно. Для всех конструкций величина одного заряда принимается равной $q=1/a$. Видно, что при этом условии графики изменения силы и скорости не зависят от количества зарядов, а траектории практически не зависят от количества зарядов. Таким образом, такая конструкция при увеличении количества зарядов "стремится" к конструкции с бесконечным числом зарядов. В ней линейная плотность распределения зарядов по длине

заряженной полуокружности равна $\frac{dq}{dl} = \frac{1}{\pi R}$. Что касается реализации такой конструкции, то заряды в ней должны соприкасаться, но не сливаться в сплошную полосу, поскольку функция плотности распределения зарядов вдоль полосы неравномерна (заряды скапливаются по краям полосы). Заряды в такой конструкции могут

постоянно восстанавливаться от источника постоянного напряжения через щеточные контакты.

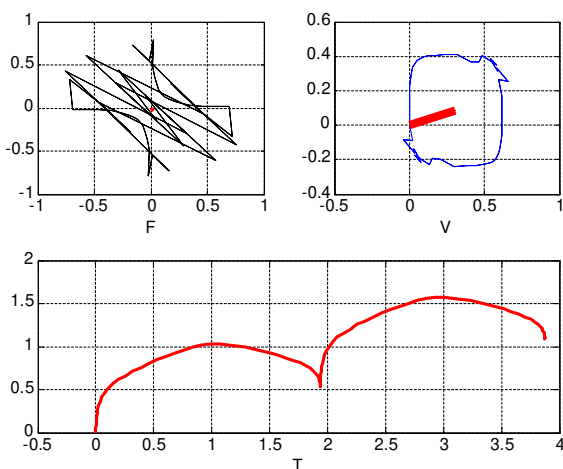


Рис. 9.

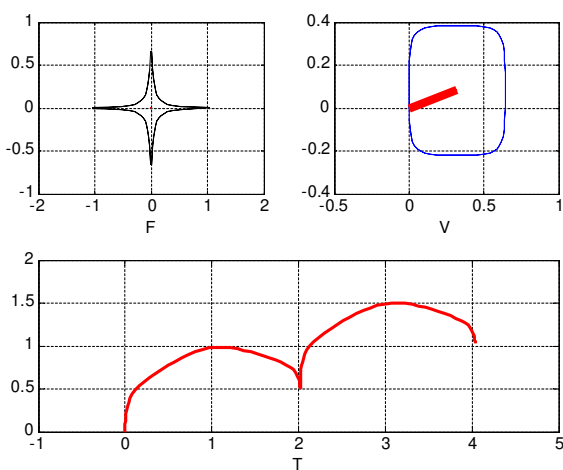


Рис. 10.

В заключение рассмотрим результаты расчета для тех же условий, которые использовались для расчета по рис. 9, но для 20 периодов – см. рис. 12. На этом рисунке красный вектор на годографе скорости изображает среднюю скорость $V_s \approx 0.32$ движения конструкции. За 20 периодов конструкция сместилась на расстояние $R \approx 40$.

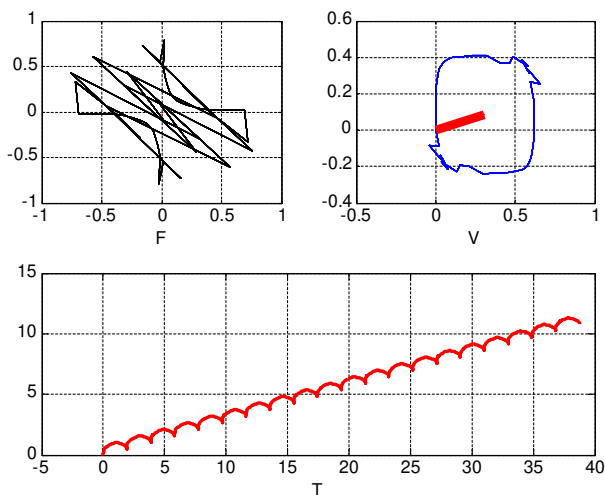


Рис. 12.

5. Параметры движения

Рассмотрим подробнее некоторые характеристики такого движения. При этом мы не будем учитывать энергию, необходимую для вращения конструкции с постоянной скоростью. На кинетическую мощность P , расходуемую конструкцией для движения конструкции в целом, среднюю скорость движения V_s и смещение R конструкции влияют

- скорость конструкции в целом $v = (v_1, v_2, v_3)$,
- движущая сила $F = (f_1, f_2, f_3)$, развиваемая конструкцией,
- количество оборотов N ,
- частота вращения f или круговая частота вращения $\omega = 2\pi f$,
- радиус конструкции R_k ,
- линейная скорость зарядов $v_o = R_k \omega$,
- суммарный заряд q_o ,
- количество a зарядов, каждый из которых имеет величину q_o/a ,
- масса конструкции m .

Можно показать, что при $a > 4$ количество a зарядов не влияет на параметры движения и

$$P = (v, F) \quad , \quad (1)$$

$$V_s = (v_o, m, q, \omega) \quad , \quad (2)$$

$$R = (N, v_o, m, q, \omega) \quad . \quad (3)$$

На рис. 13 показаны графики изменения мгновенных значений параметров движения при $a=5, N=5, \omega=1, v_o=1, q_o=1$. Здесь

T - траектория движения,

$x1, x3$ - координаты x, z в зависимости от времени,

V - годограф общей скорости и вектор средней скорости

F - годограф силы

$f1, f3$ - проекции силы f_x, f_z в зависимости от времени,

P - мгновенная мощность в зависимости от времени,

P_s - средняя мощность,

$v1, v3$ - проекции скорости v_x, v_z в зависимости от времени,

vm - амплитуда скорости

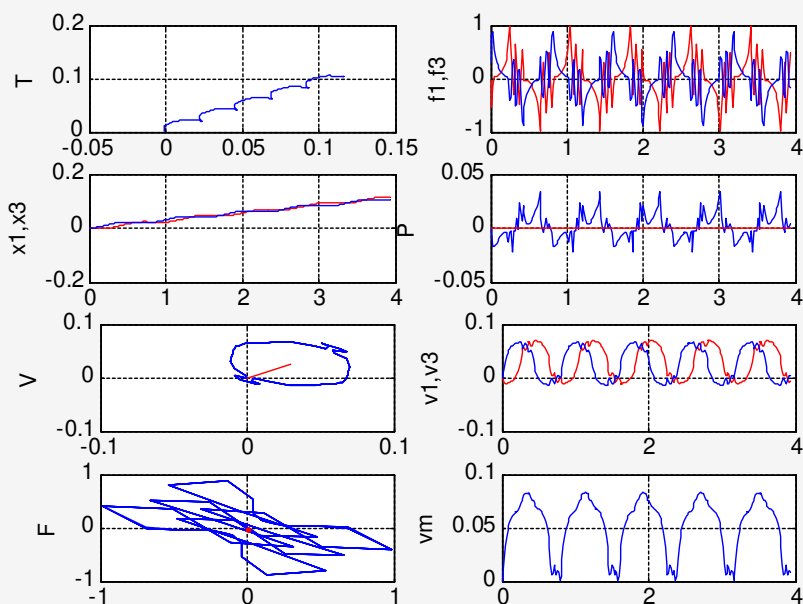


Рис. 13.

6. Сопротивление движению

На конструкцию всегда действует сила F_T сопротивления движению – трение или полезная нагрузка. Обычно такая сила пропорциональна мгновенной скорости V , т.е.

$$F_T \approx F_t \cdot V,$$

(4)

где F_t – известный коэффициент. При этом мгновенная мощность сопротивления движению

$$P_T = (F_T \cdot V) = F_t \cdot V^2, \quad (5)$$

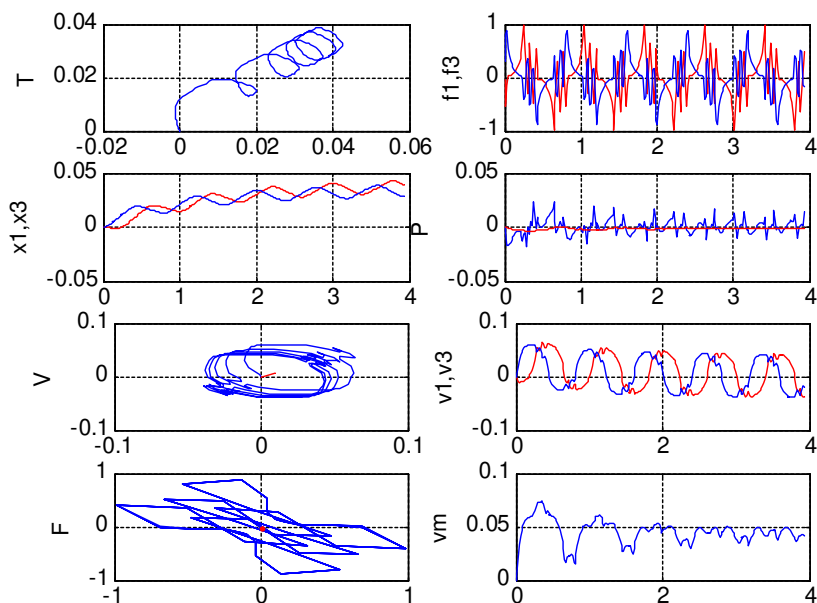


Рис. 14.

На рис. 14 показаны графики изменения мгновенных значений параметров движения при $F_t = -0.75$ и $a=5, N=5, \omega=1, v_o=1, q_o=1$. В окне "Р" горизонтальная линия является графиком мощности (5). При этом, как можно заметить, что

- траектория постепенно превращается в круговые движения всей конструкции "на месте",
- мгновенная амплитуда скорости стремится к некоторому постоянному значению (поскольку движение превращается во вращение "на месте"),

Таким образом, рассматриваемая конструкция совершает безопорное движение и при наличии сопротивления. Мощность двигателя конструкции расходуется на вращение зарядов и преодоление сопротивления.

Глава 13b. Поток энергии и импульс статического электромагнитного поля

Содержание

1. Введение
2. Плотность потока энергии электромагнитного поля
 - 2.1. Плотность потока энергии электромагнитной волны
 - 2.2. Плотность потока энергии движущегося тела со статическим электромагнитным полем
 - 2.3. Плотность потока энергии статического электромагнитного поля
3. Импульс электромагнитного поля
 - 3.1. Импульс электромагнитной волны
 - 3.2. Импульс движущегося тела со статическим электромагнитным полем
 - 3.3. Импульс статического электромагнитного поля

1. Введение

Существование потока энергии и импульса в электромагнитной волне доказывается аналитически благодаря тому, что электромагнитная энергия электромагнитной волны изменяется во времени. Энергия статического поля постоянна во времени. Поэтому применимость формул, полученных для любого поля, не очевидна. Ниже аналитически выводятся формулы для потока энергии и импульса статического электромагнитного поля.

Полученные результаты использованы при конструировании устройства для преобразования импульса статического электромагнитного поля в механический импульс [201].

2. Плотность потока энергии электромагнитного поля

2.1. Плотность потока энергии электромагнитной волны

Сначала рассмотрим известный метод получения формулы для плотности потока энергии электромагнитной волны [13, 181]. Плотность электрической и магнитной энергии волны

$$W_e = \frac{\varepsilon \varepsilon_o}{2} E^2, \quad (1)$$

$$W_m = \frac{\mu \mu_o}{2} H^2. \quad (2)$$

Суммарная плотность электромагнитной энергии волны

$$W = \frac{1}{2} (\varepsilon \varepsilon_o E^2 + \mu \mu_o H^2) \quad (3)$$

Поскольку

$$W_e \dot{=} W_m \quad (3a)$$

из (1-3) имеем:

$$E \sqrt{\varepsilon \varepsilon_o} = H \sqrt{\mu \mu_o}. \quad (3b)$$

Следовательно,

$$W = \varepsilon \varepsilon_o E^2 = \mu \mu_o H^2 = EH \sqrt{\varepsilon \varepsilon_o \mu \mu_o} = EH/c. \quad (3c)$$

Далее из (3) имеем:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_o}{2} E^2 + \frac{\mu \mu_o}{2} H^2 \right) = \left(\varepsilon \varepsilon_o E \frac{dE}{dt} + \mu \mu_o H \frac{dH}{dt} \right). \quad (4)$$

Из уравнений Максвелла следует, что

$$\text{rot}(E) = -\mu \mu_o \frac{dH}{dt}, \quad (5)$$

$$\text{rot}(H) = \varepsilon \varepsilon_o \frac{dE}{dt}. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\frac{dW}{dt} = (-E \text{rot}(H) + H \text{rot}(E)) \quad (7)$$

Закон сохранения энергии поля имеет вид

$$\frac{dW}{dt} = -\dot{=} (S). \quad (8)$$

Известна математическая зависимость вида

$$\dot{=} (H \times E) = E \cdot \text{rot}(H) - H \cdot \text{rot}(E). \quad (9)$$

Из (7-9) следует, что

$$S = H \times E. \quad (10)$$

Из (3b, 10) получаем

$$S = Wc. \quad (10a)$$

2.2. Плотность потока энергии движущегося тела со статическим электромагнитным полем

Рассмотрим конструкцию, в которой электрет и магнит создают векторы E и H . Пример такой конструкции – электрет, перпендикулярный магниту показан на рис. 1а. На рис. 1в. показаны векторы скорости V , магнитной напряженности H , электрической напряженности E , потока энергии S .

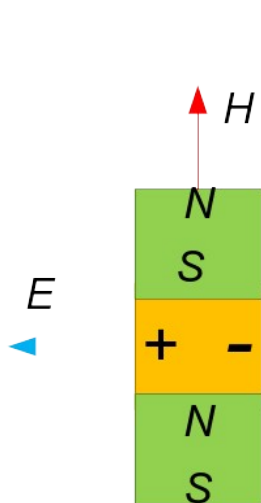


Рис. 1а.

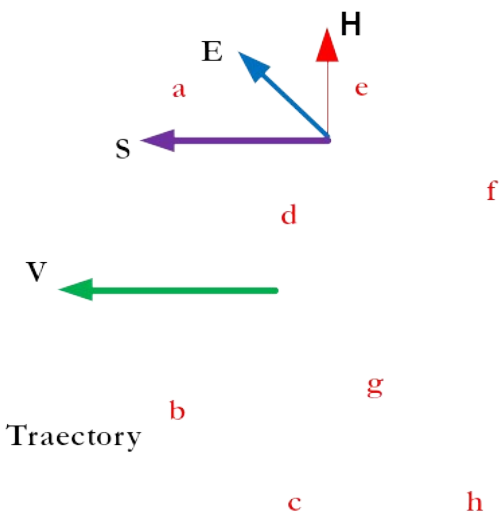


Рис. 1в.

В этой конструкции возникает статическое электромагнитное поле с плотностью электромагнитной энергии W . Если это тело движется со скоростью V , то и энергия движется с этой же скоростью. Согласно концепции Умова [81] это означает, что существует поток электромагнитной энергии с плотностью

$$S = Wv. \quad (11)$$

Перед лобовой поверхностью движущегося тела напряженности E и H изменяются во времени, т.е. существуют производные напряженностей $\left(\frac{dE}{dt}, \frac{dH}{dt}\right)$. Следовательно, плотность энергии W на лобовой поверхности тела удовлетворяют уравнению (4). Для сохранения энергии так же должна изменяться плотность других участков тела. Эти изменяющиеся напряженности удовлетворяют уравнениям Максвелла (5, 6). Из (4-6) следует, как показано в разделе 2.1, уравнение (10). Таким образом, в рассматриваемой конструкции выполняются условия (10, 11).

Поток энергии определяется как

$$\bar{S} = Sb, \quad (12)$$

где b – площадь поверхности, излучающей поток энергии. Поток \mathcal{S} равен мощности P двигателя, который перемещает тело (при отсутствии трения). Следовательно,

$$S = \frac{P}{b}. \quad (13)$$

Из (11, 13) находим плотность электромагнитной энергии

$$W = \frac{P}{b v}. \quad (14)$$

и электромагнитную энергию тела

$$\overline{W} = WV = \frac{PL}{v}. \quad (15)$$

где $V = Lb$ – объем тела, L – длина тела. Из (15, 3) получаем:

$$\overline{W} = \frac{Lb}{2} (\epsilon \epsilon_o E^2 + \mu \mu_o H^2). \quad (16)$$

Кинетическая энергия тела

$$\overline{W}_k = V \frac{m v^2}{2}, \quad (17)$$

где m – масса тела. При отсутствии трения вся мощность двигателя расходуется на создание электромагнитной энергии. Следовательно,

$$\overline{W}_k = \overline{W} \quad (18)$$

Из (16-18) получаем:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{V}{2} (\epsilon \epsilon_o E^2 + \mu \mu_o H^2)$$

или

$$\frac{\rho v^2}{V g} = (\epsilon \epsilon_o E^2 + \mu \mu_o H^2) \quad (19)$$

Движущегося тело со статическим электромагнитным полем можно рассматривать как **движущийся пакет статического электромагнитного поля**. Энергия и поток энергии (т.е. мощность) этого пакета остается постоянной.

Мощность двигателя, перемещающего тело, частично является мощностью пакета, а частично может расходоваться на возмещение механических потерь и на другие нужды.

Формула (19) означает, что плотность механической энергии тела равна плотности электромагнитной энергии движущегося пакета статического электромагнитного поля. Таким образом, в движущемся теле со статическим электромагнитным полем происходит преобразование механической энергии в электромагнитную энергию статического электромагнитного поля.

В статическом потоке электромагнитной энергии нет преобразования магнитной энергии в электрическую и обратно и поэтому нет равенства между слагаемыми.

Пусть

$$\frac{E}{H} = \beta. \quad (20)$$

Из (19, 20) найдем:

$$\frac{\rho v^2}{g} = H^2 (\epsilon \epsilon_o \beta^2 + \mu \mu_o). \quad (21)$$

или

$$\frac{\rho v^2}{g} = E^2 \left(\epsilon \epsilon_o + \frac{\mu \mu_o}{\beta^2} \right). \quad (21a)$$

При $\beta < 10^{-3}$ имеем

$$\frac{\rho v^2}{g} \approx \mu \mu_o H^2 = B H. \quad (22)$$

При $\beta > 10^3$ имеем

$$\frac{\rho v^2}{g} \approx \epsilon \epsilon_o E^2 = D E. \quad (22a)$$

Пример 1.

В [184] предложено «Устройство для преобразования электромагнитного импульса в механический импульс», в котором создается такой пакет. В этом устройстве в движущемся магните создается электрическая напряженность

$$E = v B = v H \mu \mu_o. \quad (23)$$

Тогда

$$\beta = \frac{E}{H} = v \mu \mu_o. \quad (24)$$

Из (21a, 23) найдем:

$$\begin{aligned} \frac{\rho v}{g} &= E^2 \left(\epsilon \epsilon_o + \frac{\mu \mu_o}{\beta^2} \right) = E^2 \left(\epsilon \epsilon_o + \frac{\mu \mu_o}{(v \mu \mu_o)^2} \right) = \epsilon \epsilon_o E^2 \left(1 + \frac{1}{\epsilon \epsilon_o \mu \mu_o v^2} \right) \\ &= \epsilon \epsilon_o E^2 \left(\left(\frac{C}{v} \right)^2 + 1 \right) \approx \epsilon \epsilon_o E^2 \left(\frac{C}{v} \right)^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Из (21, 23) найдем:

$$\frac{\rho v^2}{g} = H^2 (\varepsilon \varepsilon_o \beta^2 + \mu \mu_o) = \mu \mu_o H^2 (\varepsilon \varepsilon_o \mu \mu_o v^2 + 1) = \dot{\iota}$$

$$\dot{\iota} \mu \mu_o H^2 \left(\left(\frac{v}{c} \right)^2 + 1 \right) \approx \mu \mu_o H^2 = HB. \quad (26)$$

Из (25, 26) найдем:

$$\frac{\rho v^2}{g} \approx \varepsilon \varepsilon_o E^2 \left(\frac{C}{v} \right)^2 \approx \mu \mu_o H^2. \quad (26a)$$

Найдем еще

$$\varepsilon \varepsilon_o E^2 = \varepsilon \varepsilon_o (v H \mu \mu_o)^2 = H^2 \left(\frac{v}{c} \right)^2, \quad (27)$$

т.е. величиной электрической энергии можно пренебречь, т.е. плотность энергии пакета

$$W = HB. \quad (28)$$

Заметим еще, что из (23, 28) следует:

$$S = EH = vBH, \quad (29)$$

что совпадает с формулой (11).

2.3. Плотность потока энергии статического электромагнитного поля

Формулу (10) можно применить для статического электромагнитного поля. Фейнман в [13] описывает умозрительный эксперимент, в котором электрический заряд и магнит расположены рядом. Утверждается, что в следствии (10) вокруг этой пары циркулирует поток электромагнитной энергии. Другой пример – провод постоянного тока, который создает статическое электромагнитное поле. В этом поле также циркулирует поток электромагнитной энергии, объясняемый существованием зависимости (10). Однако отсутствует доказательство применимости формулы (10) для статического электромагнитного поля.

Снова воспользуемся формулой (11). В статическом электромагнитном поле нам известна плотность электромагнитной энергии W и плотность потока электромагнитной энергии S . Поэтому мы можем определить скорость потока энергии

$$v = W/S. \quad (30)$$

В предыдущих главах на основе существования потока электромагнитной энергии в статическом поле обосновываются некоторые явления. В главе 5 на этой основе доказывается, что поток энергии в проводе постоянного тока движется внутри провода (а не вне его). В главе 5а на этой основе объясняется функционирование

двигателя Мильроя. В главе 7 на этой основе показывается, что в заряженном конденсаторе циркулирует поток электромагнитной энергии и этим объясняется природа потенциальной энергии конденсатора.

3. Импульс электромагнитного поля

3.1. Импульс электромагнитной волны

Сначала рассмотрим известный метод получения формулы для плотности импульса электромагнитной волны [182]. Плотность импульса определена из предположения, что энергия электромагнитной плоской волны, падающей перпендикулярно на плоскую поверхность некоторого слабо проводящего тела со значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, равными единице, превращается в тепловую энергию тока, возбуждаемого в этом теле этой волной. При этом получается, что

$$J_o = W/c. \quad (31)$$

Важно отметить, что J_o – скалярная величина, а не вектор.

В систему уравнений Максвелла сам Максвелл включал уравнение вида [183].

$$B = \text{rot}(A). \quad (32)$$

Величину A Максвелл называет либо электромагнитным импульсом в точке, либо вектор-потенциалом электрических токов. В настоящее время это уравнение не включается в список первоначальных уравнений, а выводится из уравнения

$$\text{div}(B) = 0 \quad (33)$$

и известного тождества

$$\text{div}(\text{rot}(A)) = 0 \quad (34)$$

Величину A называют векторным потенциалом, а электромагнитным импульсом называют то, что имеет размерность механического электромагнитного импульса, и определено выше. Что имел в виду Максвелл, говоря об «электромагнитном импульсе в точке» остается неясным. Можно предположить, что Максвелл не успел закончить мысль. В 80-х годах прошлого столетия говорили о том, что «рукой Максвелла писал сам Бог» [185].

Умножим векторно обе части уравнения (32) на электрическую индукцию D . Тогда получим:

$$B \times D = \text{rot}(A \times D). \quad (35)$$

Можно заметить, что эти величины имеют размерность плотности импульса. Поэтому мы будем в дальнейшем называть плотностью электромагнитного поля **вектор-импульс**

$$J = \text{rot}(A \times D), \quad (36)$$

а величину (31) – **модулем этого вектора**. Итак, из (35, 36) получаем:

$$J = B \times D. \quad (37)$$

Электрическая и магнитная индукции

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E, B = \mu \mu_0 H. \quad (38)$$

Из (36, 37 10) получаем:

$$\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 S = J \quad (39)$$

или получаем известную формулу

$$\frac{S}{c^2} = J. \quad (40)$$

Импульс распространяется вместе с потоком энергии с одной и той же скоростью.

3.2. Импульс движущегося тела со статическим электромагнитным полем

Итак, импульс распространяется со скоростью потока энергии и определяется по (40). Это соотношение может быть распространено на любую скорость потока. Следовательно оно может быть применено для потока статического электромагнитного поля, существующего в теле, движущемся со скоростью v . В этом случае

$$J = \frac{S}{v^2}. \quad (41)$$

Из (41, 30) получаем:

$$J = \frac{Wv}{v^2}. \quad (42)$$

Из (41, 11) получаем:

$$J = \frac{S}{v^2} = \frac{Wv}{v} = \frac{W}{v}. \quad (43)$$

Электромагнитный импульс

$$\bar{J} = JV, \quad (44)$$

где V – объем электромагнитного поля. Предположим, что объем V и объем тела совпадают. Тогда из (43, 44) найдем:

$$\bar{J} = \frac{W}{v} V. \quad (45)$$

Из закона сохранения импульса следует, что при появлении электромагнитного импульса тело приобретает противоположно направленный механический импульс

$$\overline{\mathbf{M}} = -\overline{\mathbf{J}}. \quad (46)$$

Следовательно, вектор $\overline{\mathbf{M}}$ имеет направление вектора $(-\mathbf{S})$, его модуль

$$|\overline{\mathbf{M}}| = \frac{W}{v} V. \quad (47)$$

или

$$|\overline{\mathbf{M}}| = \frac{\overline{W}}{v}, \quad (48)$$

где электромагнитная энергия тела

$$\overline{W} = W V. \quad (49)$$

Пример 2.

Продолжим пример 1. Из (17, 18) найдем

$$\overline{W} = \overline{W}_\kappa = \frac{V m v^2}{2} \quad (50)$$

Из (48, 50) найдем

$$|\overline{\mathbf{M}}| = \frac{V m v}{2}. \quad (51)$$

3.3. Импульс статического электромагнитного поля

В этом случае из (30, 41) получаем

$$J = \frac{S}{v^2} = \frac{S}{(S/W)^2} = \frac{W^2}{S}. \quad (52)$$

Глава 13d. «Летающие треугольники»

Известен электрический двигатель высокого напряжения, представляющий собой высоковольтный воздушный конденсатор [131] – т.н. «летающие треугольники». В нем одна обкладка выполнена в виде провода, а вторая в виде полосы фольги – см. рис. 1. При высоком напряжении между обкладками возникает ионный ветер, что позволяет рассматривать это устройство, как постоянно разряжающийся конденсатор. Устройство взлетает. Этот эффект вначале объясняли действием ионного тока и ионного ветра. Более тщательные измерения показывают, что ионный ветер создает примерно 60% подъемной силы. Источник 40% подъемной силы не выявлен. Авторы утверждают, что подъемная сила возникает также и в вакууме (где нет ионного ветра).



Fig. 1 (from [131b], time 6:37)

Рассмотрим эквивалентную электрическую схему этого устройства на рис. 2. Высоковольтный источник энергии U через фольгу F постоянно передает энергию в конденсатор C и резистор R (которым является канал ионного тока). Конденсатор C разряжается на резистор R , а внутренняя тепловая энергия этого резистора частично излучается, т.е. энергия резистора тоже разряжается.

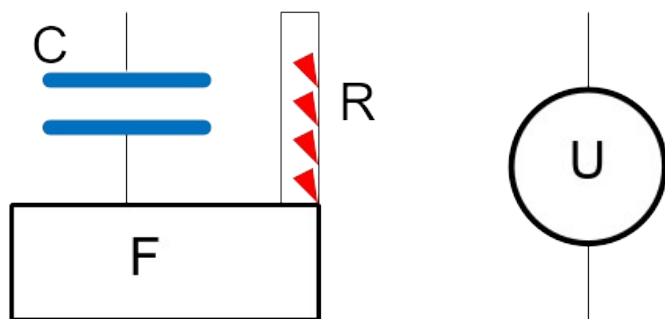


Рис. 2.

Емкость, энергия и плотность энергии конденсатора определяются как

$$C = \frac{\varepsilon b}{d}, \quad (1)$$

$$W_{C0} = \frac{CU^2}{2}, \quad (2)$$

$$W_C = \frac{W_{C0}}{db}, \quad (3)$$

где U – напряжение на конденсаторе и резисторе, b – площадь сечения конденсатора, d – длина конденсатора.

Энергия и плотность энергии резистора в установившемся режиме определяются как

$$W_{R0} = gm \quad (4)$$

$$W_R = \frac{W_{R0}}{V_R} = \frac{gm}{m/\rho} = g\rho, \quad (5)$$

где g, m, ρ, V_R – удельная теплоемкость, масса, плотность и объем резистора.

В главе 7 показано, что в конденсаторе, постоянно разряжающемся на резистор R и постоянно подзаряжающемся от источника постоянного напряжения U , существует статическое электромагнитное поле и протекает поток электромагнитной энергии от источника S_0 , равный мощности источника P . Следовательно,

$$S_0 = P = \frac{U^2}{R}. \quad (6)$$

Поскольку поток энергии протекает через совмещенные в одном объеме конденсатор и резистор, то через каждый из них протекает один и тот же поток энергии и в каждом из них плотность этого потока

$$S = \frac{S_0}{b}. \quad (7)$$

Плотность энергии в таком теле

$$W = W_C + W_R. \quad (8)$$

В главе 13а показано, что плотность энергии W статического электромагнитного поля, плотность потока электромагнитной энергии S и скорость v этого потока связаны известной формулой Умова [81] вида

$$S = Wv, \quad (9)$$

а плотность электромагнитного импульса J в статическом электромагнитном поле определяется через плотность потока электромагнитной энергии S и скорость v этого потока по формуле

$$J = \frac{S}{v^2}. \quad (10)$$

Из (9, 10) находим:

$$J = \frac{W^2}{S}. \quad (11).$$

В рассматриваемой конструкции ток протекает по фольге. Вместе с током по фольге протекает поток электромагнитной энергии и существует электромагнитный импульс с плотностью J . Полный импульс электромагнитной энергии в фольге определяются как

$$J_0 = V_f J, \quad (12)$$

где V_f – объем фольги. В соответствии с законом сохранения импульса вместе с электромагнитным импульсом J_0 в фольге создается механический импульс M_0 , направленный противоположно электромагнитному импульсу, т.е.

$$|M_0| = |J_0|. \quad (13)$$

Этот механический импульс является движущим импульсом устройства.

Рассмотрим пример, исходные данные для которого были получены от Лавриненко, автора рассматриваемого устройства – см. табл. 1. В качестве плотности и удельной теплоемкости резистора были приняты значения для воздуха при температуре 20 °С. Реальные значения в канале ионного тока можно будет определить экспериментально, но можно предположить, что теплоемкость канала должна быть намного меньше теплоемкости обычного воздуха.

В последних строчках таблицы показаны значения для воздуха и вакуума (при $W_R = 0$). Вычисленное значение импульса в воздухе оказалось намного больше измеренного и это может быть объяснено большим значением теплоемкости. Однако этот результат свидетельствует, что предложенное объяснение правомерно.

Отсюда следует также, что в вакууме должен наблюдаться подобный эффект.

Таблица 1 (CondPolet20.m)

№	Параметр	Формула	Величина
1	напряжение, В	U	45000
2	длительность подъема, сек	t	2
3	высота подъема, м	h	4
4	скорость подъема, м\сек	$V=h/t$	2
5	емкость конденсатора, Ф	C	$15 \cdot 10^{-12}$
6	расстояние между электродами, м	d	0.01
7	ширина фольги	f	0.3
8	масса, кг	m	0.05
9	ток, А	I	0.0015
10	удельная теплоемкость, Дж/м	g	1005
11	плотность, кг/м ³	ρ	1.2
15	механический импульс, кг*м\сек	mV	0.1
12	площадь обкладки конденсатора, м ²	$b=Cd/\epsilon$	0.017
13	площадь сечения фольги, м ²	f *b	0.3
14	сопротивление резистора, Мом	$R=U/I$	30
15	энергия конденсатора, Дж	Wco	0.015
16	плотность энергии конденсатора, Дж/м ³	Wc	90
17	плотность энергии резистора, Дж/м ³	W r	1206
18	мощность, поток энергии, Вт	P	67.5
20	плотность потока энергии, Вт/м ²	S	3983
19	скорость потока энергии, м\сек	v	3.07
		v _{vac}	44.4
21	плотность импульса, кг\сек*м ²	J	421
		J _{vac}	2
22	электромагнитный момент, кг*м\сек	M	2.14
		M _{vac}	0.01

Глава 14. Структура электромагнитного поля в теле постоянного магнита

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Уравнения Максвелла для системы с магнитными монополями \ 5
3. Решение уравнений Максвелла (2.6-2.9) \ 5
4. Расчет доменной структуры \ 6
5. Доменная структура во внешнем магнитном поле \ 7
6. Гипотеза Моисеева \ 7
7. Структура электромагнитного поля постоянного магнита \ 9

1. Введение

Ниже рассматривается постоянный магнит. Предлагается решение уравнений Максвелла для системы с магнитными диполями. На основе этого решения строится формальная модель распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита.

Изучение магнитной микроструктуры постоянных магнитов необходимо для улучшения их технических характеристик. С этой целью в известных работах изучается структура распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита. Однако для изучения доменной структуры применяются лишь экспериментальные методы – прямые наблюдения при помощи различных методик. Насколько известно автору, отсутствует формальная модель распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита. Очевидно, такая модель должна быть основана на формальной модели структуры электромагнитного поля постоянного магнита, которая тоже отсутствует.

В настоящее время наибольшее распространение в современной технике получили постоянные магниты сплава NdFeB, отличительной особенностью которых является токопроводность. Поэтому ниже рассматривается токопроводящий постоянный магнит. Предлагается решение уравнений Максвелла для такого магнита и на основе этого решения строится формальная модель распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита.

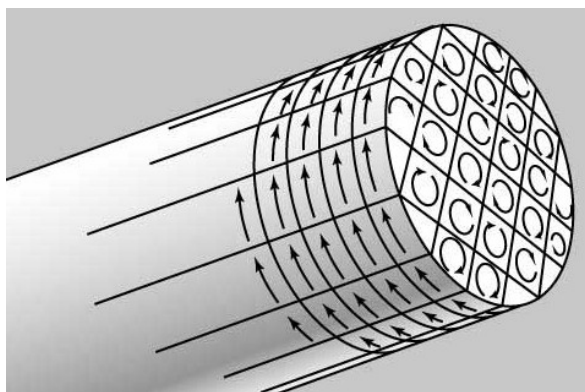


Рис. 1.

Найденное решение заставляет пересмотреть устоявшиеся представления о структуре магнитных напряженностей и токов в теле постоянного магнита. Известно, например, представление о том, что магнитное поле постоянного магнита образуется только токами на поверхности магнита, поскольку токи внутри магнита взаимно компенсируются – см. рис. 1. Однако трудно предположить, что в поверхностном слое протекают значительные токи, создающие большую индукцию в современных магнитах. И при таком объяснении роль доменов в теле магнита становится не нужной. Реально в теле магнита (как показано ниже) существуют токи, текущие по трем координатным осям, и существуют также магнитные напряженности, направленные по трем координатным осям. В частности, существуют токи, текущие по всем окружностям цилиндра. Напряженность создается всеми доменами магнита (т.е. токами, образующими домены), а не только поверхностными доменами.

В [152] описывается эксперимент 1839 года, в котором швейная игла вставлялась в соленоид и полый цилиндрический магнит. В соленоиде игла устанавливалась в центре соленоида, а в магните она устанавливалась у полюса. Это объяснялось тем, что в центре и снаружи магнитные напряженности у соленоида противоположны, а у магнита – совпадают, поскольку определяются поверхностными токами в магните. Однако швейная игла «не знает, что снаружи». Если она ведет себя так, как описано, то это означает, что 1) в соленоиде поле равномерное, 2) а в магните поле в центре равно нулю. И это противоречит теории об эквивалентности соленоида и магнита. Тем не менее, именно это предположение используется при моделировании и проектировании магнитов.

Ошибочные представления возникают из-за того, что при анализе явления учитываются **не все** законы электромагнетизма. Все законы объединены в системе уравнений Максвелла. Следовательно, полноценный анализ явления может быть сделан только после того, как для исследуемого объекта будет сформулирована и решена система уравнений Максвелла. Между тем, эта система не решена даже для медного провода с током, не решена для намагничиваемого железного стержня и, тем более, не решена для постоянного магнита. Этот пробел устраняется в предложенной работе.

Практически отсутствие этого решения означает, что реальные характеристики постоянных магнитов описываются нестрого. Строгое решение, полученное здесь, будучи примененным в системах проектирования постоянных магнитов, безусловно, должно повысить их качество.

Постоянный магнит рассматривается обычно как ферромагнитный материал состоящий из множества **доменов**, каждый из которых состоит из большого числа атомов и потому имеет размеры порядка 10^{-2} см³. Однако известны магнитные свойства основных форм углерода (алмаза, графита, наногрфита, нанотруб, фуллеренов) [158]. Известны также органические вещества, обладающие магнитными свойствами [159]. В этих случаях магнитные свойства проявляют отдельные **молекулы**, а не их конгломераты – домены.

В связи с существованием таких соединений постоянные магниты могут входить в состав наноструктур и, возможно, в состав организмов. Последнее представляет интерес для наномедицины и нанотехнологии. В связи с этим важным становится построение математической модели постоянного магнита в общем случае (а не только для доменных структур). Однако даже для изучения доменной структуры применяются лишь экспериментальные методы – прямые наблюдения при помощи различных методик. Насколько известно автору, отсутствует формальная модель распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита. Очевидно, такая модель должна быть основана на формальной модели структуры электромагнитного поля постоянного магнита, которая тоже отсутствует.

В настоящее время принято представление об отсутствии магнитных монополей. Поэтому математическая модель должна оперировать с магнитными диполями и учитывать при этом, что размер диполя может быть сколь угодно малым. Ниже предлагается решение уравнений Максвелла для постоянного магнита, удовлетворяющая этим

условиям. На основе этого решения строится формальная модель распределения магнитных диполей в теле постоянного магнита.

2. Уравнения Максвелла для системы с магнитными монополями

Уравнения Максвелла в том случае, когда есть постоянное магнитное поле с магнитной напряженностью H и постоянные токи плотностью J , имеют вид

$$\operatorname{rot}(J)=0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}(H)-J=0, \quad (2)$$

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

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

В том случае, когда существуют магнитные монополи с плотностью M , последнее уравнение принимает вид:

$$\operatorname{div}(H)-M=0. \quad (5)$$

Если же существуют магнитные монополи разной полярности, то систему уравнений можно заменить (в силу линейности этих уравнений) на две системы вида

$$\operatorname{rot}(J_1)=0, \quad (6)$$

$$\operatorname{rot}(H_1)-J_1=0, \quad (7)$$

$$\operatorname{div}(J_1)=0, \quad (8)$$

$$\operatorname{div}(H_1)-M_1=0 \quad (9)$$

и

$$\operatorname{rot}(J_2)=0, \quad (10)$$

$$\operatorname{rot}(H_2)-J_2=0, \quad (11)$$

$$\operatorname{div}(J_2)=0, \quad (12)$$

$$\operatorname{div}(H_2)-M_2=0. \quad (13)$$

Предположим, что все магнитные монополи объединены в пары – магнитные диполи. Тогда

$$M_1=-M_2=M. \quad (14)$$

Предположим далее, что все магнитные диполи имеют размер δ и ориентированы вдоль координаты z . Тогда

$$M_2(z)=-M_1(z+\delta), \quad (15)$$

$$H_2(z)=-H_1(z+\delta), \quad (16)$$

$$J_2(z)=-J_1(z+\delta). \quad (17)$$

Итак, система уравнений Максвелла для системы с магнитными монополями принимает вид уравнений (6-9, 10-13, 15-17). Тогда **алгоритм расчета электромагнитной системы с магнитными диполями** принимает следующий вид:

1. Расчет магнитных напряженностей H_1 и плотностей токов J_1 (метод этого расчет описан в главе 5);
2. Вычисление распределения монополей M_1 ; важно отметить, что найденные при этом значения монополей имеют разные знаки;
3. Затем при данных M_1, J_1, H_1 по (15-17) могут быть найдены M_2, J_2, H_2 .
4. Пренебрегая величиной δ , для системы в целом получаем:

$$H = H_2 - H_1, \quad (18)$$

$$J = J_2 - J_1. \quad (19)$$

3. Решение уравнений Максвелла (2.6-2.9).

Итак, из предыдущего следует, что для токопроводящего постоянного магнита уравнения Максвелла имеют вид

$$\text{rot}(J) = 0, \quad (1)$$

$$\text{rot}(H) - J = 0, \quad (2)$$

$$\text{div}(J) = 0, \quad (3)$$

$$\text{div}(H) - M = 0 \quad (4)$$

где M - плотность магнитных монополей (со знаком); при этом каждый монополю является одним из полюсов магнитного диполя, а второй полюс этого диполя является монополю противоположного знака; диполь ориентирован вдоль координаты z и имеет размер δ .

Эта система уравнений решена для провода постоянного тока в главе 5. Однако в главе 5 в уравнении (4) свободный член отсутствует: $M=0$. При этом показано, что уравнение (4) в общем случае не удовлетворяется. В нашем случае уравнение (4) используется для вычисления функции M .

4. Расчет доменной структуры

В главе 5 показано, что имеется следующая формула, которая следует из (3.4):

$$m(r) = \frac{h_r(r)}{r} + \dot{h}_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi h_z(r), \quad (1)$$

причем

$$H_z(r, \varphi, z) = h_z(r) \cdot \sin(\alpha \varphi + \chi z). \quad (2)$$

$$M_1(r, \varphi, z) = m(r) \cdot \sin(\varphi + \chi z). \quad (3)$$

Функция распределения диполей по окружностям данного радиуса имеет вид:

$$Q(r) = r \cdot m(r). \quad (4)$$

На рис. 1 для условий примера 1 в главе 5 показаны функции (1, 4) и функция продольной магнитной напряженности $h_z(r)$.

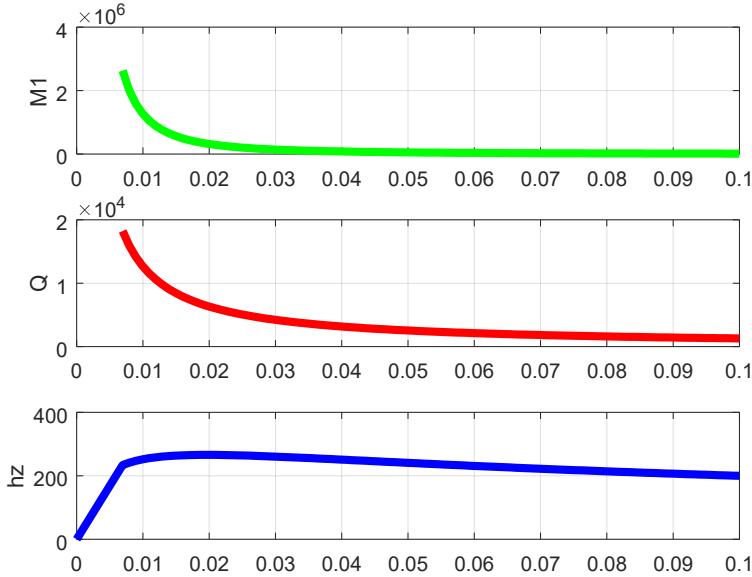


Fig. 1 (fig-5-3-1now.m)

Магнитный заряд (2) находится на уровне z и принадлежит некоторому диполю. Противоположный заряд этого же диполя находится на уровне $(z + \delta)$ и имеет величину

$$M_2(r, \varphi, z) = -m(r) \cdot \sin(\varphi + \chi(z + \delta)). \quad (3)$$

Заметим, что при малых δ выполняются соотношения:

$$\sin(\varphi) - \sin(\varphi + \delta) = -\delta \cdot \cos(\varphi), \quad (4)$$

$$\cos(\varphi) - \cos(\varphi + \delta) = \delta \cdot \sin(\varphi). \quad (5)$$

При этом, как показано в главе 5, получаем:

$$H_r = \delta h_r \sin i, \quad (6)$$

$$H_\varphi = -\delta h_\varphi \cos i, \quad (7)$$

$$H_z = -\delta h_z \cos i, \quad (8)$$

$$J_r = \delta j_r \sin i, \quad (9)$$

$$J_\varphi = -\delta j_\varphi \cos i, \quad (10)$$

$$J_z = -\delta j_z \cos i. \quad (11)$$

Таким образом, для расчета электромагнитного поля ферромагнитного провода может быть применен следующий алгоритм:

1. Решение уравнений Максвелла (3.1-3.4) для вычисления функций (2-11) - как показано в главе 5 .
2. Вычисление функции (3) с учетом (1). Полученная функция является, фактически, функцией распределения магнитных доменов. При этом домены
 - а. расположены вдоль продольной оси Z магнита,
 - б. имеют длину δ ,
 - с. имеют на уровне z магнитный монополю M_1 , а на уровне $(z+\delta)$ - магнитный монополю $(-M_1)$.

Реальная доменная структура должна быть разложена в ряд функций (2). Полученное графическое распределение диполей может быть сопоставлено с реальными наблюдениями, что позволит делать различные экстраполяции.

5. Доменная структура во внешнем магнитном поле

Предложенный метод расчета ДС распространяется на расчет ДС магнитомягкого материала во внешнем магнитном поле. Это поле может быть переменным. Как показано в [128], поведение доменной структуры в переменных магнитных полях невысокой частоты (0,1 - 10 кГц) во многом определяет магнитные свойства магнитомягких материалов. Предложенный метод расчета ДС позволяет аналитически изучать

1. явление динамической самоорганизации ДС в переменных магнитных полях низкой частоты,
2. поступательное движение доменной структуры, как целого, наблюдающееся часто в процессе динамического перемагничивания,
3. управляемое путем некоторых внешних воздействий движение доменной структуры как целого.

6. Гипотеза Моисеева

Моисеев [129] предложил гипотезу о конфигурации поля, окружающего постоянный магнит. В этой работе анализируются многочисленные наблюдения, доступные каждому, но не выполненные до сих пор. На основе этих наблюдений делаются выводы, которые никем до сих пор не высказаны.

Суть гипотезы состоит в том, что Моисеев предполагает наличие

потока энергии, описывающего «восьмерку» вокруг постоянного магнита – см. рис. 1. Далее Моисеев предполагает, что поле магнита получается в результате сложения множества элементарных полей доменов, у каждого из которых также существует поток энергии, описываемый «восьмерку» вокруг домена.

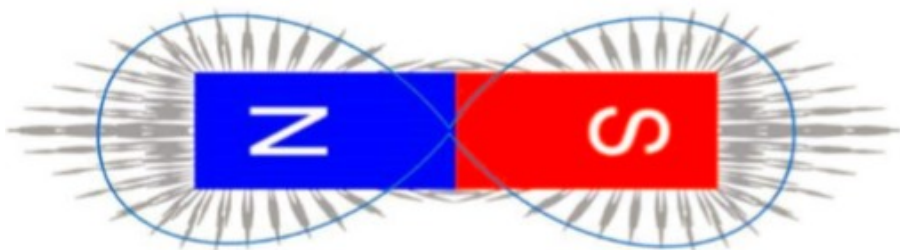


Рис. 1.

С помощью этой гипотезы Моисеев объясняет следующее:

1. В результате проведения перпендикуляра ко всем линиям металлических опилок, прилипших к магниту, получается фигура в виде «восьмёрки» – см. рис. 1.
2. Существует "нейтральная зона" постоянного магнита, где магнитное поле ослабевает, но не угасает полностью.
3. Есть общеизвестное утверждение, что магнитно-силовые линии (МСЛ) образуют дугу, тянущуюся непрерывно от одного полюса к другому, образуя вокруг постоянного магнита форму поля, напоминающую арбуз. Но в опытах с постоянным магнитом и железными опилками видно, что лучи из опилок тянутся из центра каждого полюса прямолинейно, прочь от магнита, и нет даже какого-либо искривления их в сторону другого полюса.
4. МСЛ в районе нейтральной зоны меняют направление на 180 градусов, т.е. у МСЛ не наблюдается непрерывной траектории, тянущейся из одного полюса к другому.
5. Компасная магнитная стрелка имеет два угла склонений от точного направления на полюс: в Западном полушарии компасная магнитная стрелка имеет восточное склонение, а в Восточном - западное.
6. Считается, что форма поля постоянного магнита и поле катушки соленоида идентичны и аналогичны, в частности, из-за того, что они одинаково реагируют на другие магниты. Но есть одно весомое различие, - у катушки соленоида нет нейтральной зоны, его поле внутри однородно. Это принципиальное

отличие, опровергающее сходство их полей.

7. Структура электромагнитного поля постоянного магнита

Итак, выше получено решение для токопроводящего ферромагнитного провода в цилиндрических координатах. В главе 5f найдено решение для провода в декартовой системе координат. Очевидно, оно также может быть распространено на ферромагнитный провод. Токпроводящий постоянный магнит также может рассматриваться как ферромагнитный провод.

Далее мы рассмотрим другое решение уравнений Максвелла в декартовой системе координат для постоянного магнита, ссылаясь на результаты главы 5f. Там показано, что при известных α , плотности электромагнитной энергии w и продольной напряженности h_z могут быть найдены остальные параметры постоянного магнита по следующим уравнениям:

$$\beta = \alpha, \quad (1)$$

$$\gamma = -\alpha\sqrt{2}, \quad (2)$$

$$h_x = \frac{-h_z}{\sqrt{2}} \pm \sqrt{\frac{3h_z^2}{2} + \mu w}, \quad (3)$$

$$h_y = -h_x - \sqrt{2}h_z, \quad (4)$$

$$j_x = \frac{\gamma}{2}(h_y - h_x), \quad (5)$$

$$j_y = j_x, \quad (6)$$

$$j_z = j_x\sqrt{2}. \quad (7)$$

Рассмотрим пример постоянного магнита, сечение которого является квадратом со стороной A , а высота равна B . Пусть

$$A = \frac{\alpha\pi}{4}, B = 2\pi\gamma = 2\sqrt{2}\pi\alpha. \quad (8)$$

На рис. 1 и рис. 2 показаны векторы магнитной напряженности H , плотности тока J , и плотности потока энергии S , построенные на основе решения, найденного в главе 5f.

На рис. 1 показан верхний торец магнита и функции

$$J_x(x) = H_x(x) \equiv \sin(\alpha x), \quad (9)$$

$$J_y(x) = H_y(x) = J_z(x) = H_z(x) \equiv \cos(\alpha x), \quad (10)$$

$$S_x(x) = S_z(x) \equiv \sin(2\alpha x), \quad (11)$$

На рис. 2 показана левая грань магнита и функции

$$J_x(z) = H_x(z) = J_y(z) = H_y(z) \equiv \cos(\gamma z), \quad (12)$$

$$J_z(z) = H_z(z) \equiv \sin(\gamma z), \quad (13)$$

$$S_x(z) \equiv \sin(2\gamma z) = -\sin(2\sqrt{2}\gamma z), \quad (14)$$

$$S_z(z) \equiv \cos^2(\gamma z) = \cos^2(2\sqrt{2}\gamma z), \quad (15)$$

На этих рисунках горизонтальные стрелки изображают векторы S_x , вертикальные стрелки изображают векторы S_z . Показаны также суммы этих векторов $S_{xz} = S_x + S_z$.

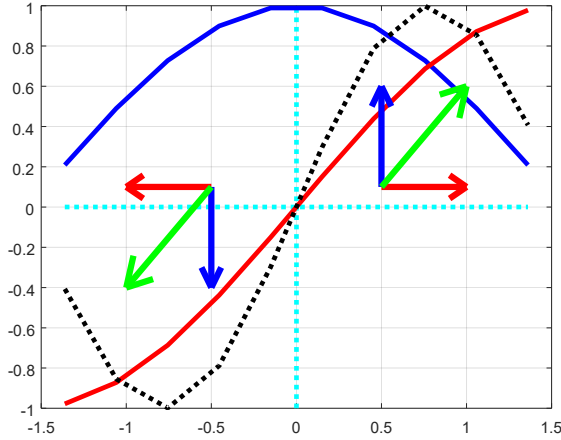


Fig. 1 (PostMagnitNow.m)

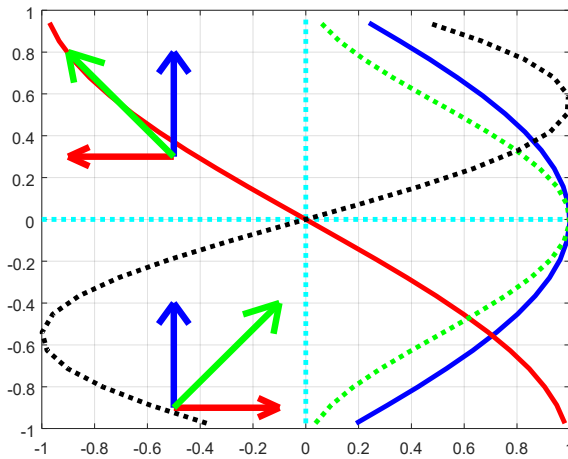


Fig. 2 (PostMagnitNow.m)

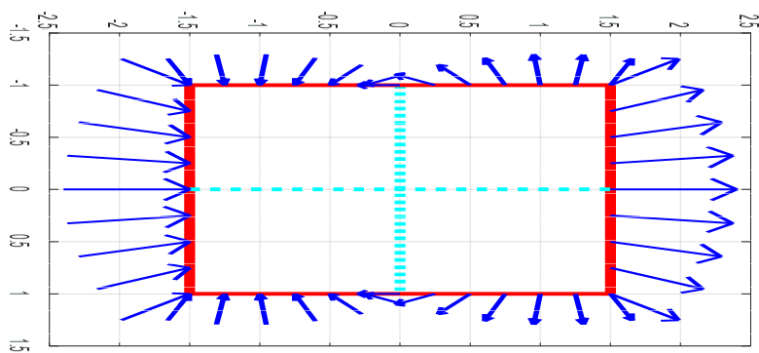


Рис. 3а. (PostMaghnitNow.m)

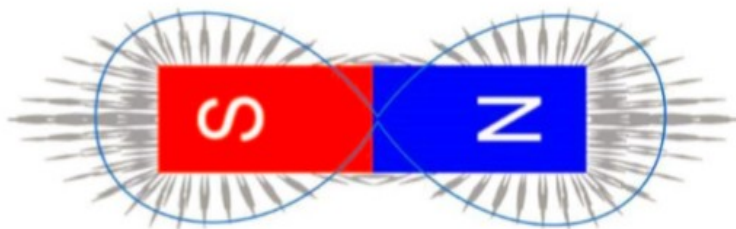


Рис. 3b

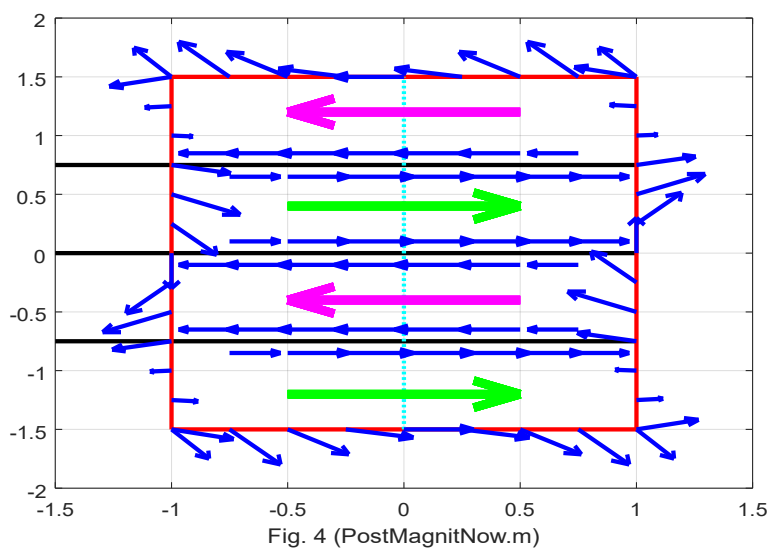


Fig. 4 (PostMaghnitNow.m)

На рис. 3а показаны магнитные напряженности $H_{xz}=H_x+H_z$ на поверхности магнита в плоскости XOZ. Для сравнения на рис. 3в вновь показан предыдущий рис. 1.

На рис 4 показаны плотности потоков энергии $S_{xz}=S_x+S_z$ на поверхности магнита в плоскости XOZ. Горизонтальные линии на уровнях (0.75, 0, -0.75) соответствуют значениям γ , при которых $S_z(x)=0$. Таким образом, в данном постоянном магните существуют две независимых замкнутых траектории потока энергии S_{xz} . Эти траектории обозначены стрелками.

Можно видеть, что

1. в центре по вертикали продольная напряженность $H_z=0$, что наблюдается как «нейтральная зона» постоянного магнита,
2. на торце магнита эпюра продольной напряженности имеет выпуклую форму H_z , что соответствует наблюдениям,
3. концы векторов суммарной магнитной напряженности $(\vec{H}_z+\vec{H}_y)$ образуют форму «восьмерки Моисеева»,
4. существует кольцевой поток энергии $\vec{S}_{x,y}$ по периметру магнита, имеющий одно направление по всей высоте магнита (в цилиндрическом магните - кольцевой поток энергии \vec{S}_ϕ).

Эти выводы из математической модели соответствуют наблюдениям Моисеева, хотя и являются неожиданными для традиционной теории.

Глава 15. Четвертая электромагнитная индукция

Оглавление

1. Вступление
2. Силы и потоки электромагнитной энергии
в электропроводном теле
3. Виды электромагнитной индукции
4. Эксперименты

1. Вступление

Ниже рассматриваются варианты электромагнитной индукции. Выделяется индукция, вызванная изменением потока электромагнитной энергии – т.н. четвертая электромагнитная индукция [19]. Находится зависимость э.д.с. этой индукции от плотности потока электромагнитной энергии и параметров провода. Рассматривается механизм возникновения потока энергии, поступающего в провод и компенсирующего тепловые потери.

2. Силы и потоки электромагнитной энергии в электропроводном теле

Закон сохранения импульса для тела, взаимодействующего с электромагнитным полем, можно записать в следующем виде [13]:

$$\frac{-\partial}{\partial t}(J) = \frac{\partial}{\partial t}(pV) + gV, \quad (1)$$

где

J – механический импульс устройства,

p - плотность электромагнитного импульса,

g - плотность потока электромагнитного импульса,

V -объем тела, в котором импульс электромагнитного поля взаимодействует с телом, т.е. с зарядами в этом объеме.

Важно подчеркнуть, что эта формула применима только к телу, в котором есть свободные заряды. Такое тело является электропроводным.

Уравнение (1) означает, что суммарный поток импульса во всем объеме поля равен нулю.

Известно, что сила, действующая на тело,

$$F = \frac{-\partial}{\partial t}(J). \quad (2)$$

Следовательно,

$$\frac{F}{V} = \frac{\partial p}{\partial t} + g. \quad (3)$$

Известно [13], что

$$p = \frac{S}{c^2}, \quad (4)$$

$$g = \frac{S}{c}, \quad (5)$$

где S — плотность потока электромагнитной энергии. Объединяя (3-5), находим:

$$\frac{F}{V} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{S}{c^2} \right) + \frac{S}{c}. \quad (6)$$

Таким образом, если электропроводное тело находится в потоке электромагнитной энергии S , то на него действует сила (6), зависящая только от потока электромагнитной энергии S . Эта сила существует и при постоянном потоке S , и тогда

$$\frac{F}{V} = \frac{S}{c}. \quad (7)$$

В том случае, если поток электромагнитной энергии распространяется в теле с относительными диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, в предыдущие формулы вместо скорости света c в вакууме необходимо подставить скорости света в веществе

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (8)$$

Рассмотрим случай, когда векторы электрической E и магнитной H напряженностей перпендикулярны. Тогда вместо формулы (6) получаем:

$$\frac{F}{V} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{S\epsilon\mu}{c^2} \right) + \frac{S\sqrt{\epsilon\mu}}{c}. \quad (9)$$

Если, кроме того, поле является постоянным, то

$$\frac{F}{V} = \frac{S\sqrt{\epsilon\mu}}{c}. \quad (10)$$

3. Виды электромагнитной индукции

Известен закон электромагнитной индукции

$$e = \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (1)$$

где Φ - магнитный поток, e - э.д.с. Известно также [13], что эта электромагнитная индукция - появление э.д.с. в проводнике может возникать как следствие выполнения двух законов:

$$F = q(v \times B), \quad (2)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}. \quad (3)$$

В соответствии с этим различают два вида электромагнитной индукции –

первый вид - случай (3), когда в проводнике э.д.с. появляется вследствие изменения магнитного потока, - *электромагнитная индукция, вызванная изменением магнитного потока*;

второй вид - случай (2), когда э.д.с. в проводнике появляется под действием магнитной силы Лоренца вследствие взаимного перемещения провода и магнитного поля без изменения магнитного потока, - *электромагнитная индукция, вызванная силой Лоренца*.

Известен и третий вид электромагнитной индукции, возникающей в униполярном генераторе Фарадея – *униполярная электромагнитная индукция*. В этом генераторе двигатель вращает постоянный магнит, а на радиусе магнита создается э.д.с., которая определяется по формуле вида

$$e = \omega B L^2 / 2, \quad (4)$$

где

B - индукция постоянного магнита,

L - длина радиуса магнита,

ω - угловая скорость вращения.

Эта формула получена разными методами: в [22] с применением теории относительности и в [26] на основе закона сохранения импульса.

Далее мы покажем, что ток индуцируется в проводнике, находящемся в потоке энергии электромагнитной волны. Назовем *электромагнитную индукцию, вызванную потоком электромагнитной энергии*

четвертым видом электромагнитной индукции. Э.д.с. этой индукции равна плотности сил, действующих на заряды и возникающих с появлением потока электромагнитной энергии. Выше эти силы определены по (2.9, 2.10). Следовательно, четвертая э.д.с. индукции равна

$$\varepsilon_4 = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{S \varepsilon \mu}{c^2} \right) + \frac{S \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \quad (5)$$

или при неизменной величине потока

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{\gamma} \frac{S \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \quad (6)$$

где γ - некоторый коэффициент. Анализируя размерности входящих сюда величин, обнаруживаем, что γ имеет размерность плотности электрического заряда. Таким образом, поток электромагнитной энергии действует на электрический заряд с силой (6). Эта сила и является четвертой э.д.с.

Следовательно, электромагнитный поток энергии позволяет зарядам (току зарядов) преодолевать сопротивление движению и совершает работу (которая частично превращается в тепло). Эта сила действует на все заряды (электроны) в проводе, направлена в сторону тока (т.е. она не действует на провод в целом). Таким образом, поток создает э.д.с., которая "движет ток".

С другой стороны, в главе 5 показано, что плотность электромагнитной энергии является функцией плотности тока J и магнитной напряженности H , что выражается формулой вида – см. (5.3.3):

$$S = \rho J H, \quad (7)$$

где ρ - электросопротивление. Таким образом, каждый элемент провода с током излучает поток электромагнитной энергии. Этот поток пронизывает следующий элемент провода и создает в этом элементе силу, действующую на заряды, т.е. определенную выше э.д.с. четвертой электромагнитной индукции. Эта сила создает ток. Таким образом,

ток в следующем элементе возникает как результат потока электромагнитной энергии, созданного током предыдущего элемента.

Заметим, что поток энергии, созданный некоторым элементом тока, НЕ может воздействовать на этот элемент тока, точно также как поле заряда не может воздействовать на этот заряд.

4. Эксперименты

Такое представление хорошо согласуется с тем известным фактом, что у молнии существует лидер, движущийся со скоростью в несколько сот километров в секунду – см. главу 10, раздел 7.

Известен эксперимент, который может служить экспериментальным доказательством существования этой индукции [17] - см. рис. 1 из [6], где

- 1 - медный проводник диаметром 5 мм и длиной 200 мм,
- 2 - спиралеобразный медный провод диаметром 1 мм, диаметр спирали – 30 мм,
- 3 - "обмотка возбуждения" вокруг провода 2, количество витков – 1700,

G - гальванометр.

Основной эксперимент состоял в следующем. Через обмотку возбуждения протекал постоянный ток I_b . При этом через проводник 1 также протекал постоянный ток I_{np} , измеряемый гальванометром G. Ток I_b изменялся от 0.05 до 0.2A. При этом была получена линейная зависимость $I_{np}=f(I_b)$. В частности, если $I_{np}=13\text{mkA}$, то $I_b=0.18\text{ A}$.

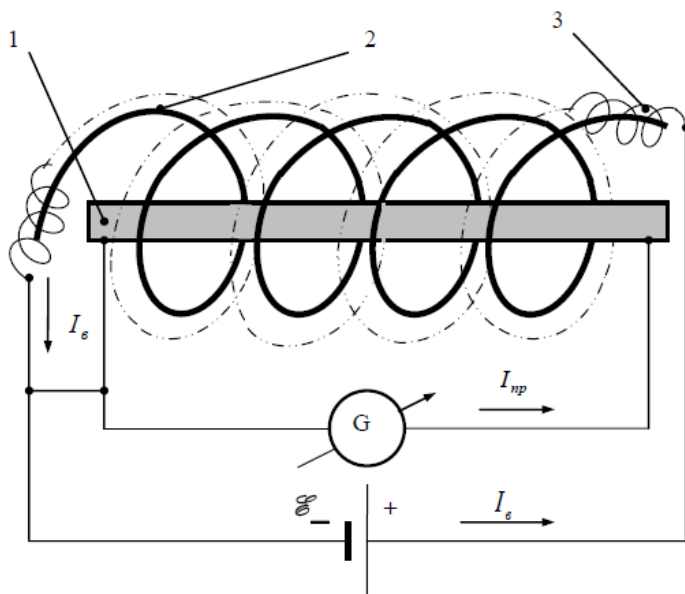


Рис. 1.

Другой эксперимент состоял в следующем. Два проводника со своими спиралеобразными обмотками возбуждения соединялись параллельно – см. рис. 2, где 1 – первый проводник, 2 – второй проводник, 3 и 4 – обмотки возбуждения первого и второго проводника соответственно. При встречном включении обмоток возбуждения ток $I_{пр} \approx 0$. Однако при согласованном включении обмоток возбуждения "значения токов оказывались столь высоки, что стрелка гальванометра мгновенно зашкаливала", что соответствовало току $I_{пр} > 13 \text{ мкА}$.

В [17] показывается, что эти эксперименты являются экспериментальным доказательством существования четвертой электромагнитной индукции.

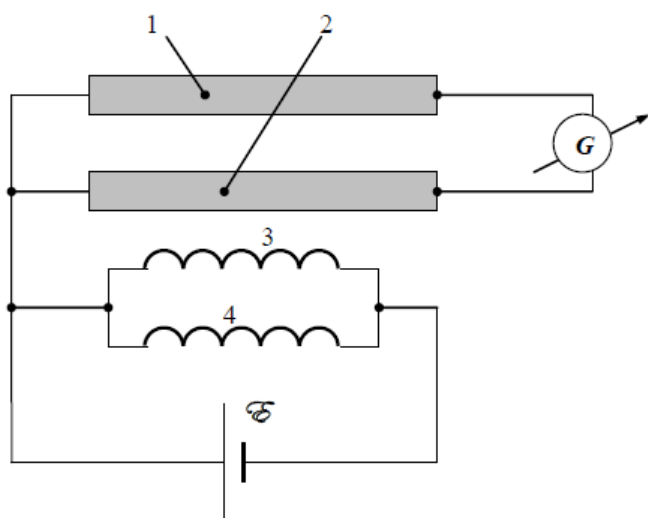


Рис. 2.

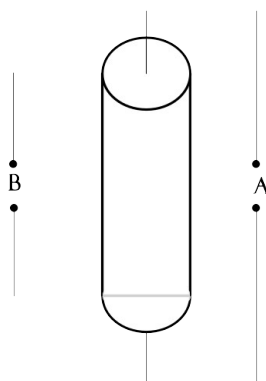


Рис. 3.

Еще одним экспериментом, доказывающим существование четвертой электромагнитной индукции, является трансформатор Позыничя [121]. Он подробно анализируется в главе 4с. Здесь мы опишем его кратко. В этом трансформаторе оболочка и центральный провод включаются как обмотки трансформатора – см. рис. 3. Возможны две схемы включения, когда центральный провод и оболочка кабеля включаются либо в первичную цепь, либо во вторичную цепи трансформатора. Эксперименты показали, что в обоих режимах коэффициент трансформации был равен 1.

В обоих случаях ток в первичной цепи создает магнитную напряженность во вторичной цепи. Эта напряженность создает во вторичной цепи продольную электромагнитную волну. Эта электромагнитная волна создает четвертую электромагнитную индукцию, которая, в свою очередь, создает ток во вторичной цепи.

Глава 16. Электромагнитный хранитель энергии и информации

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Эксперименты \ 2
3. Математическая модель \ 4
4. Энергия \ 8
5. Другие формы хранителя \ 9
6. Конденсаторный хранитель \ 10
7. О сохраняющей силе \ 10
8. Хранитель в вакууме \ 11
9. Заключение \ 12
10. Предлагаемый эксперимент \ 12

1. Введение

Известен эксперимент, который демонстрирует сохранение целостности некоторой конструкции при отсутствии видимых связующих сил. Такой эксперимент впервые описан в 1842 году, но до сих пор не нашел научного объяснения. Однако интерес к нему не ослабевает, что отражается в Интернет-публикациях. В статье показывается (на основе решения уравнений Максвелла), что эксперимент объясняется сохранением электромагнитной энергии внутри конструкции и появлением стоячей электромагнитной волны.

На основе этого решения показывается, что конструкция может быть выполнена не только на основе ферромагнетиков (что известно), но и в виде конденсатора, а сами хранители могут иметь разнообразные формы [160]. Понимание «принципа действия» хранителя, существование как магнитного и электрического хранителей, разнообразие его форм могут быть положены в основу различных технических изобретений.

Далее показывается, что такие конструкции могут сохранять не только энергию, но и информацию. Этот факт дает основание для объяснения таких явлений, как миражи прошлого (сражения со звуками боя). Эти явления поразительны и ждут своего строгого научного объяснения.

Наблюдения показывают, что миражи не меняют свое положение на земле. Устойчивость положения миражей вызывает особый интерес. В статье показано, что стабильность положения миража может быть объяснена тем, что в зоне миража имеется стоячая электромагнитная волна, пульсирующий поток электромагнитной энергии и пульсирующая электромагнитная масса. Центр масс не меняет положение, что обеспечивает стабильное положение хранителя на земле. Таким образом, миражи можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования электромагнитной массы. Сам факт такого доказательства может стать стимулом разработки новых технических устройств с использованием электромагнитной массы.

2. Эксперименты

В [38, 133] описывается следующий эксперимент – см. рис. 1. Берутся два бруска из магнитомягкого железа с выемкой по центру бруска по всей длине бруска. Эти бруски складываются так, чтобы образовался общий канал. В этот канал вкладывается провод, а по нему пропускается импульс тока. После этого бруски оказываются скрепленными какой-то силой. Сила исчезает, если по проводу пропустить импульс тока, равный предыдущему по величине и длительности, но противоположный по направлению. Обязательным условием возникновения эффекта является точная обработка прилегающих поверхностей, не допускающая появления воздушного промежутка между ними.

Я уже обращался к этой теме в [39]. Здесь приводится более строгое обоснование данного явления. Сейчас интерес к этой теме вернулся благодаря экспериментам Белецкого [133] – см. рис. 2. Но на самом деле эта тема имеет давнюю историю: в книге [134] от 1842г. рассматривается подобная конструкция. На рис. 3 из [134] показан разъемный электромагнит. Грузы подвешиваются к нему после включения тока, но после отключения тока электромагнит не распадается.



Рис. 1.



Рис. 2.

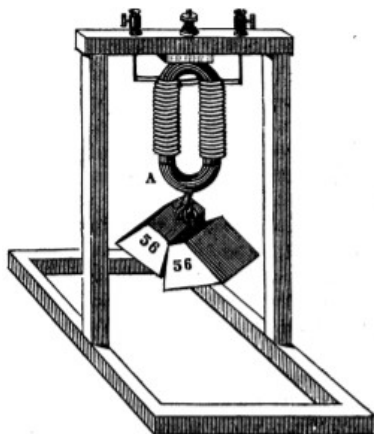


Рис. 3.



Рис. 4.



Рис. 5.

Эффект не может быть объяснен диффузией (т.к. бруски на рис. 1 и 2 прикладываются друг к другу без давления и "отлипают" при

включении обратного импульса) и не может быть объяснен магнитным притяжением (т.к. материал брусков является магнитомягким и не сохраняет намагниченность).

Известны и другие эксперименты, демонстрирующие тот же эффект. На рис. 4 показан электромагнит, сохраняющий силу притяжения после отключения тока. Предполагают, что такими электромагнитами пользовался Эд Леедскалнин при строительстве знаменитого Кораллового замка – см. рис. 5 [38].

Во всех этих конструкциях в момент отключения тока 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.

Далее мы рассмотрим условия, при соблюдении которых электромагнитная энергия сохраняется сколь угодно долго, а соответствующая конструкция может рассматриваться как электромагнитный хранитель энергии.

3. Математическая модель

Рассмотрим куб, состоящий из магнитомягкого материала с определенными абсолютной магнитной проницаемостью μ и абсолютной диэлектрической проницаемостью ϵ . Пусть в результате некоторого воздействия в кубе возникла электромагнитная волна с энергией W_o . В кубе нет тепловых потерь, а излучения куба (в т.ч., и тепловые) пренебрежимо малы. Через некоторое время параметры волны примут стационарные значения, определяемые значениями μ , ϵ , W_o и размером куба. Этими параметрами являются напряженность электрического поля и напряженность магнитного поля как функции декартовых координат и времени, т.е. $E(x, y, z, t)$ и $H(x, y, z, t)$.

Для того, чтобы куб не излучал с поверхности xOy , необходимо, чтобы на всех точках этой поверхности

$$E_x H_y = 0 \text{ и } E_y H_x = 0. \quad (0a)$$

Аналогичные условия должны соблюдаться на поверхностях xOz и yOz , т.е.

$$E_x H_z = 0 \text{ и } E_z H_x = 0, \quad (0b)$$

$$E_y H_z = 0 \text{ и } E_z H_y = 0. \quad (0c)$$

Итак, функции $E(x, y, z, t)$ и $H(x, y, z, t)$ должны удовлетворять условиям (0) и системе уравнений Максвелла. Мы рассмотрим уравнения следующего вида:

1.	$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0$	(1)
2.	$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = 0$	
3.	$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0$	
4.	$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} + \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0$	
5.	$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = 0$	
6.	$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0$	
7.	$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$	
8.	$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$	

Эта система уравнений решена в главе 2d в общем виде. Решением являются функции следующего вида:

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (3)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (4)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \sin(\omega t). \quad (5)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (7)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (8)$$

где

$e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды функций,
 α, β, γ - константы,
 ω - частота.

В нашем частном случае предположим еще, что начало координат находится в центре куба, у которого длина полуребра равна

$$R = (1/a), \quad (8a)$$

При этом уравнение вида

$$\sin(\alpha \cdot a) = 0, \sin(\beta \cdot a) = 0, \sin(\gamma \cdot a) = 0, \quad (8b)$$

обеспечивает выполнение условия (0).

Поскольку система симметрична, примем

$$\alpha = \beta = \lambda. \quad (8c)$$

Тогда из общего решения в главе 2d (см. там формулы (11-15,18)) находим:

$$h_z = 0, \quad (9)$$

$$h_y = -h_x, \quad (10)$$

$$e_x = \frac{-h_x \alpha}{\varepsilon \omega}, \quad (11)$$

$$e_y = e_x, \quad (12)$$

$$e_z = -2e_x, \quad (13)$$

$$h_x = \frac{-3e_x \alpha}{\mu \omega}, \quad (14)$$

$$\omega = \alpha \sqrt{\frac{3}{\varepsilon \mu}}. \quad (15)$$

Запишем напряженность (3) в виде

$$E_{\square}^{\square}(x, y, z, t) = e_{\square}^{\square} \sin(\omega t) E_x^T(x, y, z) \quad (16)$$

где тригонометрическая функция

$$E_x^T(x, y, z) = \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \sin(\gamma z) \quad (16a)$$

Аналогичным образом запишем функции (4-8) с учетом формул (10a, 12-15)

$$E_y^{\square}(x, y, z, t) = e_{\square}^{\square} \sin(\omega t) E_y^T(x, y, z) \quad (17)$$

$$E_z^{\square}(x, y, z, t) = -2e_{\square}^{\square} \sin(\omega t) E_z^T(x, y, z) \quad (18)$$

$$H_x^{\square}(x, y, z, t) = \frac{-\varepsilon \omega}{\alpha} e_{\square}^{\square} \cos(\omega t) H_x^T(x, y, z) \quad (19)$$

$$H_y^{\square}(x, y, z, t) = \frac{\varepsilon \omega}{\alpha} e_{\square}^{\square} \cos(\omega t) H_y^T(x, y, z) \quad (20)$$

$$H_z^{\square}(x, y, z, t) = 0 \quad (21)$$

Найдем теперь квадрат модуля суммарных напряженностей:

$$E_{\square}^2 = (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2) = 6e_{\square}^2 \sin^2(\omega t) \cdot E_{\square}^{2T}(x, y, z) \quad (22)$$

$$H_{\square}^2 = (H_x^2 + H_y^2) = 2 \left(\frac{\varepsilon \omega}{\alpha} \right)^2 e_{\square}^2 \cos^2(\omega t) \cdot H_{\square}^{2T}(x, y, z) \quad (23)$$

где

$$E_{\square}^{2T}(x, y, z) = (E_x^T(x, y, z))^2 + (E_y^T(x, y, z))^2 + (E_z^T(x, y, z))^2 \quad (24)$$

$$H_{\square}^{2T}(x, y, z) = (H_x^T(x, y, z))^2 + (H_y^T(x, y, z))^2 \quad (25)$$

Рассмотрим отношение

$$q = \frac{E_{\square}^{2T}(x, y, z)}{H_{\square}^{2T}(x, y, z)} \quad (26)$$

Можно показать (см. Khranitel.m), что при условии (9а) отношение не зависит от размеров куба и величины α . Это означает, что амплитуды суммарных напряженностей относятся как

$$\frac{E_{\square}^2}{H_{\square}^2} = \frac{6e_x^2 q}{2\left(\frac{\varepsilon\omega}{\alpha}\right)^2} \quad (27a)$$

или

$$\frac{|E|}{|H|} = \frac{\sqrt{6}q}{\frac{\varepsilon\omega}{\alpha}\sqrt{2}} = \frac{\alpha\sqrt{3}q}{\varepsilon\omega} \quad (28)$$

или

$$|H| = \frac{\varepsilon\omega}{\alpha\sqrt{3}q} |E| \dots \quad (29)$$

Для куба

$$q = 3. \quad (30)$$

Тогда

$$|H| = \frac{\varepsilon\omega}{3\alpha} |E|. \quad (31)$$

4. Энергия

Плотность энергии равна

$$W = \varepsilon E_{\square}^2 + \mu H_{\square}^2$$

или, с учетом предыдущих формул,

$$W = \varepsilon \cdot 6e_x^2 \sin^2(\omega t) \cdot E_{\square}^{2T}(x, y, z) + \mu \cdot 2\left(\frac{\varepsilon\omega}{\alpha}\right)^2 e_x^2 \cos^2(\omega t) \cdot H_{\square}^{2T}(x, y, z)$$

Учитывая (26), запишем:

$$W = E_{\square}^{2T}(x, y, z) \cdot e_x^2 \left(6\varepsilon \cdot \sin^2(\omega t) + \frac{2\mu}{q} \left(\frac{\varepsilon\omega}{\alpha} \right)^2 \cos^2(\omega t) \right)$$

Если частота удовлетворяет условию

$$6\varepsilon = \frac{2\mu}{q} \left(\frac{\varepsilon\omega}{\alpha} \right)^2$$

или, с учетом (27), условию

$$\omega = \frac{3\alpha}{\sqrt{\mu\varepsilon}}, \quad (32)$$

то

$$W = 6\varepsilon \cdot E_{\square}^{2T}(x, y, z) \cdot e_x^2 (\sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t))$$

или

$$W = 6\varepsilon \cdot E_{\square}^{2T}(x, y, z) \cdot e_x^2. \quad (33)$$

Следовательно, если частота удовлетворяет условию (30), то энергия электромагнитной волны не зависит от времени. Полная энергия в объеме куба

$$\dot{W} = \iiint_{x, y, z} W dx dy dz = 6\varepsilon \cdot e_x^2 \iiint_{x, y, z} E_{\square}^{2T}(x, y, z) dx dy dz. \quad (34)$$

Итак, существует такая частота электромагнитной волны, при которой энергия электромагнитной волны в конструкции сохраняется постоянной.

Из (31, 32) следует, что при этом

$$|H| = \frac{\varepsilon}{3\alpha} \frac{3\alpha}{\sqrt{\mu\varepsilon}} |E| = |E| \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}. \quad (35)$$

Из (16- 21) следует, что

$$\begin{aligned} E &= |E| \sin(\omega t), \\ H &= |H| \cos(\omega t). \end{aligned}$$

Это означает, что при указанных условиях в кубе существует стоячая электромагнитная волна. Стоячая волна не излучается сквозь грани куба.

5. Другие формы хранителя

Выше рассматривался хранитель в форме куба при условии (9а). Для существования хранителя другой формы достаточно убедиться в том, что для этой формы величина (26) не зависит от размеров тела и величины \propto . Автор проверил выполнение этого условия для цилиндра с высотой, равной диаметру, и для сферы. У этих тел, также, как и у куба, $q=3$.

Для тел с центральной точкой симметрии (параллелепипед, цилиндр произвольной высоты, цилиндр с эллиптическим основанием, эллипсоид) указанное условие также выполняется, но для них $q \neq 3$.

6. Конденсаторный хранитель

Из изложенного следует, что значение параметров ϵ , μ не влияет на сам факт существования рассматриваемого явления. Поэтому кроме магнитного хранителя может существовать конденсаторный хранитель. И такой существует.

Известен эксперимент, который является (на наш взгляд), неоспоримым доказательством того, что энергия конденсатора хранится в диэлектрике [122]. Для проведения опытов была изготовлена установка из двух конденсаторов, между которыми перемещается диэлектрик. В результате в одном конденсаторе диэлектрик заряжается энергией от высоковольтного источника, а из другого конденсатора эта энергия извлекается – конденсатор разряжается через разрядник. Автор эксперимента объясняет это явление переносом заряда в диэлектрике. Это и не удивительно: до настоящего времени дебатировался вопрос о том, где же хранится заряд. Подобные, но значительно менее эффектные эксперименты, до сих пор объяснялись тем, что на поверхности диэлектрика после съема металлической обкладки всегда сохраняется пленка влаги, сохраняющая заряд [123]. Но как эта пленка успевает возникнуть и как **вода** успевает зарядиться – этот вопрос не рассматривается.

Таким образом, электромагнитная энергия, которая в заряженном конденсаторе хранится в виде стационарного потока электромагнитной энергии (см. главу 7) при снятии обкладок превращается в энергию стоячей волны.

Пусть диэлектрик конденсатора состоит из двух нескрепленных частей. Зарядим его и снимем заряженные обкладки. Обе части диэлектрика будут удерживаться некоторой силой. Автор не выполнял такой эксперимент, но, безусловно, он может быть выполнен.

7. О сохраняющей силе

Плотность электромагнитной энергии равна, как известно, внутреннему давлению в теле, где находится эта энергия. Сила давления направлена внутрь тела (также, например, как в заряженном конденсаторе). При растяжении тела увеличивается его энергия, поскольку увеличивается его объем при постоянной плотности энергии. Следовательно, для растяжения тела нужно совершить работу. Сила растяжения равна силе внутреннего давления в направлении действия силы. Это означает, что "разрушителю" нужно преодолеть такую силу. Именно это и демонстрируется в указанных экспериментах.

8. Хранитель в вакууме

Еще раз подчеркнем, что значение параметров ε, μ не влияет на сам факт существования рассматриваемого явления. Поэтому кроме магнитного и конденсаторного хранителя может существовать вакуумный хранитель.

Говоря о вакуумном хранителе, трудно представить себе его в четко ограниченном объеме, например, в виде вакуумного куба с четкими стенками. Вакуумный хранитель может быть, например, в объеме, плавно уменьшающемся по мере удаления от центра. Такой объем можно представить в виде достаточно плоского эллипсоида. Другой вариант вакуумного объема – фигура, описываемая формулой вида

$$z = 2N - \frac{4}{N} \left(\left(x - \frac{N}{2} \right)^2 - \left(y - \frac{N}{2} \right)^2 \right),$$

где N – константа – см. рис. 6, где $N = 200$. Интересно отметить, что и в этом случае $q = 3$.

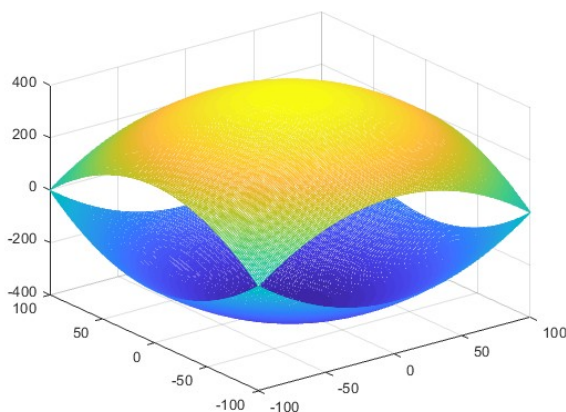


Рис. 6.

Электромагнитная волна в вакуумном хранителе энергии может быть модулирована. В таком случае этот хранитель энергии превращается в хранитель информации. При разрушении такого хранителя из него излучается электроэнергия в виде модулированной волны.

Известны случаи радиопередач 30-х годов (песни, речь), миражи прошлого (сражения со звуками боя). Эти явления поразительны и необъяснимы [136]. Важно отметить, что они имеют жесткую привязку

к местности. Например, в [137] читаем: *«Ежегодно только в Сахаре наблюдается 160 тысяч всевозможных миражей. Причем возникающие новые картины тут же наносятся на карты для бедуинов ... Это вынужденная мера, так как бывали случаи, когда из-за миражей погибали целые караваны.»*

Учитывая предыдущие выводы, эти явления можно объяснить тем, что в некотором объеме запоминается модулированная электромагнитная волна. Этот объем может быть разрушен и тогда из него излучается эта волна в виде радиопередачи или в виде видеопередачи. Возможно, что этот объем может частично разрушаться, а затем восстанавливаться и тогда такие передачи повторяются. Возможно также, что этот объем может расширяться с увеличением энергии (за счет поступающей извне энергии) без изменения частоты волны. Тогда образуется восстанавливаемый хранитель информации.

При этом возникает вопрос, на который обратил мое внимание А.А. Захаренко: как объём хранителя удерживается на местности? Если хранитель реализуется в воздушном диэлектрике, то он (хранитель) должен перемещаться потоками воздуха. Если он реализуется в объеме вакуума, то Земля в своём движении должна покинуть этот объем.

Ответ, по-видимому, состоит в следующем. Как указывалось, в объеме хранителя сохраняется электромагнитная энергия W и существует стоячая электромагнитная волна. Следовательно, в этом объёме пульсирует поток электромагнитной энергии S . Вместе с этим потоком есть импульс p электромагнитной волны и масса m электромагнитной волны. Эти величины связаны между собой и со скоростью распространения электромагнитной энергии с [13]:

$$S = Wc, \quad (1)$$

$$p = \frac{W}{c}, \quad (2)$$

$$m = \frac{p}{c}. \quad (3)$$

Следовательно,

$$m = \frac{W^3}{S^2} \quad (4)$$

Эта электромагнитная масса пульсирует вместе с потоком электромагнитной энергии. Однако центр массы не меняет положения. Следовательно, объем хранителя можно рассматривать как объем пульсирующей массы с постоянным центром тяжести. Эта масса удерживается на месте земным притяжением и не взаимодействует с материальной массой, т.е. не может быть сдвинута потоком воздуха. Тем самым обеспечивается стабильное положение хранителя на местности.

Возникает и другой вопрос, на который также обратил мое внимание А.А. Захаренко: почему отсутствуют миражи событий, которые происходили на Земле сотни или тысячи лет назад? Ответ, видимо, состоит в том, что хранитель частично разрушается при излучении электроэнергии в виде модулированной волны, а восстановление энергии может быть неполным. Эти факторы ограничивают срок существования хранителя.

9. Заключение

Из изложенного следует, что в кубе может существовать такая электромагнитная волна, при которой грани куба не излучают, а тепловые потери отсутствуют (поскольку отсутствуют электрические токи даже в железном кубе). В этих условиях электромагнитная волна может существовать сколь угодно долго. Такой куб сохраняет

- величину электромагнитной энергии,
- целостность конструкции.

Такой хранитель может иметь другую, не кубическую форму и изготовлен из различных материалов. Он может быть реализован в виде тела или в виде некоторого объема вакуума.

Вместе с энергией хранитель может хранить информацию.

Хранитель может иметь не только техногенное, но и естественное происхождение. Ярким примером являются хранители информации о событиях на Земле, проявляющиеся как миражи былых битв. Такие хранители доказывают, кроме того, существование массы электромагнитной волны.

10. Предлагаемый эксперимент

Рассмотрим эксперимент для определения энергии, запасенной в хранителе – см. рис. 1, где

M – магнитопровод, сделанный из электропроводного магнитомягкого материала, разнимаемый по плоскости Z ,

S – соленоид, по которому протекает ток I ,

K – измерительная катушка,

R_1 – резистор, выводы которого припаяны к точкам магнитопровода M вблизи плоскости Z и по которому протекает ток i ,

R_2 – резистор, выводы которого присоединены к измерительной катушке K .

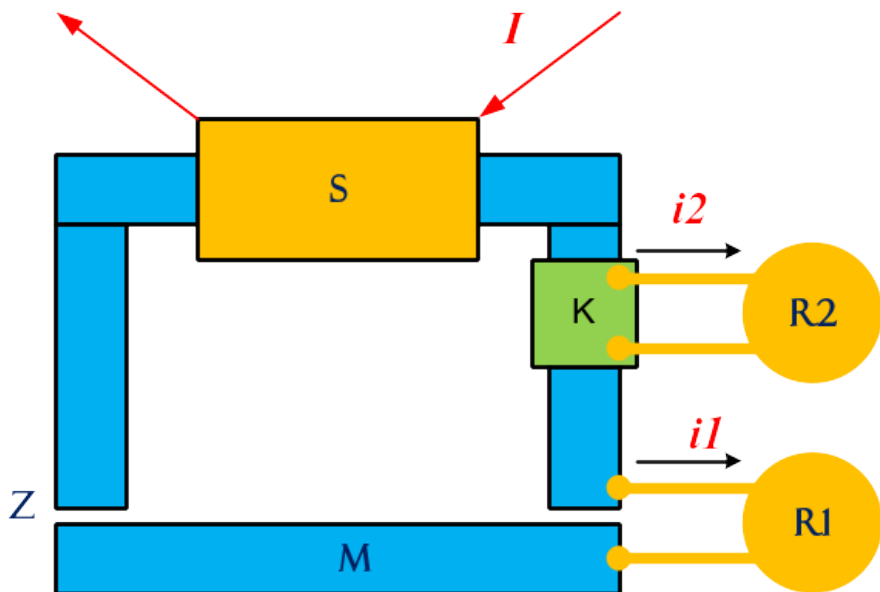


Рис. 1.

1. Вначале магнитопровод M смыкается по плоскости Z так, чтобы зазор отсутствовал, и в соленоид S подается ток I . При этом в магнитопроводе M запасается магнитная энергия

$$W = 0.5 \mu \mu_o N^2 I^2 V \quad (1)$$

где

μ_o - абсолютная магнитная проницаемость вакуума,
 μ - относительная магнитная проницаемость магнитопровода,
 N - количество витков соленоида,
 V - объем магнитопровода.

2. После этого ток отключается и тем самым создается хранитель энергии.

3. Затем магнитопровод разнимается. При разрушении хранителя его энергия выделяется в течение времени T с мощностью $P(t)$. Предположим, что

$$P(t) = P_o e^{-at}. \quad (2)$$

Тогда

$$W = \int_0^T P_o e^{-at} dt. \quad (3)$$

Величина мгновенной мощности уменьшится в $e^3 \approx 20$ раз при $at \approx 3$.

(4)

Поэтому будем полагать, что

$$a = \frac{3}{T}. \quad (5)$$

Тогда из (3) можно найти P_o^\square .

Предположим, что **вся** энергия выделяется током $i(t)$ в резисторе R . Тогда

$$i(t) = \sqrt{P(t)/R} \quad (6)$$

Желательно выполнить 3 эксперимента.

В эксперименте 1 в качестве резистора используется резистор R_1 , а другой резистор отключен.

В эксперименте 2 в качестве резистора используется резистор R_2 , а другой резистор отключен.

В эксперименте 3 включаются оба резистора.

Для анализа результатов экспериментов необходимо определить

$$W, R, T \quad (7)$$

и сравнивать наблюдаемую кривую затухания тока $i(t)$ с вычисленной кривой (6).

В эксперименте 3 энергия будет распределена между обоими резисторами. Сравнение токов в этих резисторах позволит (возможно) сделать вывод о том, в каком виде хранится энергия - в виде энергии электромагнитного поля или в виде магнитной энергии.

В дальнейшем можно было бы модулировать ток I в соленоиде током высокой частоты. При этом, возможно, удалось бы обнаружить эту высокочастотную составляющую в токе i .

Глава 16а. К вопросу о внутриядерных силах

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Энергия, поток энергии и импульс электромагнитного поля куба \ 2
3. Объединение и распад кубов \ 3
4. Хранитель электромагнитной волны \ 4
5. Внутриядерные взаимодействия \ 5
6. О спине нуклона и ядра \ 6
7. Эффект Зеннона \ 6

1. Введение

В главе 16 рассматривается эксперимент, демонстрирующий сохранение целостности сборной конструкции при отсутствии видимых скрепляющих сил. Показывается, что эксперимент объясняется появлением потока электромагнитной энергии внутри конструкции. Далее рассматриваются такие формы тела, при которых электромагнитная энергии сохраняется сколь угодно долго. Ранее нижеизложенное частично было опубликовано в [170].

Наиболее подробно описывается куб, состоящий из магнитомягкого и диэлектрического материала с определенными абсолютной магнитной проницаемостью μ и абсолютной диэлектрической проницаемостью ϵ . Пусть в результате некоторого воздействия в кубе возникла электромагнитная волна с энергией W_0 . В кубе нет тепловых потерь, а излучения куба отсутствуют. В частности, для того, чтобы куб не излучал с поверхности xoy , необходимо, чтобы на всех точках этой поверхности

$$E_x H_y = 0 \quad \text{и} \quad E_y H_x = 0 \quad . \quad (1)$$

Эти условия позволяют найти решение уравнений Максвелла. В главе 16 показано, что это решение имеет вид.

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \cos(\alpha x) \sin(\alpha y) \sin(\alpha z) \sin(\omega t) \quad , \quad (3)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \sin(\alpha x) \cos(\alpha y) \sin(\alpha z) \sin(\omega t) \quad , \quad (4)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \sin(\alpha x) \sin(\alpha y) \cos(\alpha z) \sin(\omega t) \quad . \quad (5)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \sin(\alpha x) \cos(\alpha y) \cos(\alpha z) \cos(\omega t) \quad , \quad (6)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\alpha z) \cos(\omega t) \quad , \quad (7)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \cos(\alpha x) \cos(\alpha y) \sin(\alpha z) \cos(\omega t) \quad , \quad (8)$$

$$\sin(\alpha \cdot a) = 0, \sin(\beta \cdot a) = 0, \sin(\gamma \cdot a) = 0, \quad (9)$$

где начало координат находится в центре куба и длина полуребра куба

$$R = (1/a) \quad , \quad (10)$$

$e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды функций,

α, β, λ - константы,

ω - частота,

$$h_z = 0 \quad , \quad (11)$$

$$h_y = -h_x \quad , \quad (12)$$

$$e_x = -\frac{h_x \alpha}{\varepsilon \omega} \quad , \quad (13)$$

$$e_y = e_x \quad , \quad (14)$$

$$e_z = -2e_x \quad , \quad (15)$$

$$h_x = -\frac{3e_x \alpha}{\mu \omega} \quad , \quad (16)$$

$$\omega = \alpha \sqrt{\frac{3}{\varepsilon \mu}} \quad . \quad (17)$$

2. Энергия, поток энергии и импульс электромагнитного поля куба

Полная энергия W_0 , хранимая в кубе, может быть найдена интегрированием функций (3-8) по объему куба.

Поскольку средняя по времени энергия

$$W_0 = \iiint_{x,y,z} (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2 + H_x^2 + H_y^2 + H_z^2) dx dy dz \quad ,$$

$$W_o = ma^3 \left(e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 + h_x^2 + h_y^2 + h_z^2 \right),$$

где m – некоторая постоянная, или, с учетом (15,13,14),

$$W_o = ma^3 \left(6 e_x^2 + 2 h_x^2 \right)$$

и далее, с учетом (15),

$$W_o = ma^3 h_x^2 \left(6 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon \omega} \right)^2 + 2 \right)$$

и, с учетом (17),

$$W_o = 2 ma^3 h_x^2 \left(\frac{\mu}{\varepsilon} + 1 \right). \quad (20)$$

Эта формула относится к каждой частоте из спектра собственных частот с амплитудой $h_x(\omega)$.

Поток электромагнитной энергии циркулирует вдоль граней куба по плоскостям, перпендикулярным оси OZ. Интеграл плотности этого потока S по объему куба V пропорционален импульсу электромагнитного поля P в объеме куба, поскольку, как известно, в системе СИ

$$\frac{dP}{dV} = \frac{1}{c^2} S = \frac{1}{c^2} [\vec{E} \times \vec{H}]$$

(21)

В силу закона сохранения импульса куб сохраняет свою целостность (ибо при изменении формы куба изменяется интеграл плотности потока электромагнитной энергии).

3. Объединение и распад кубов

Рассмотрим 4 одинаковых куба, в каждом из которых хранится энергия W_o и импульс P_o . При соприкосновении этих кубов может образоваться единый куб с удвоенным полуребром. Тогда в соответствии с (10)

$$a' = a/2 \quad (22)$$

В соответствии с (19) спектр частот объединенного куба изменится:

$$\omega' = \frac{k\pi}{a'} \sqrt{\frac{3}{\mu\varepsilon}} = 2\omega. \quad (23)$$

При этом появятся частоты, отсутствующие в первичном кубе. Это означает, что поток энергии будет проходить через соприкасающиеся грани первичных кубов. Этот дополнительный поток сохраняет целостность объединенного куба, ибо при разъединении первичных кубов изменяется интеграл плотности потока электромагнитной энергии и нарушается закон сохранения импульса.

Появление дополнительных частот означает также, что суммарный импульс объединенного куба больше суммы импульсов объединенных кубов. Это превышение равно импульсу сил, объединяющих кубы. Работа этих сил превращается в электромагнитную энергию объединенного куба, которая таким образом становится больше суммарной энергии первичных кубов.

Возможен и обратный процесс – распад куба на четыре с сохранением общей энергии. Распад может быть вызван, например, тем, что куб попал в область другой электромагнитной волны, которая нарушила равновесие внутри куба. При этом суммарный импульс разъединенных кубов становится меньше импульса объединенного куба. "Излишек" выделяется в виде потока электромагнитной энергии. Вместе с этим, естественно, выделяется и энергия, т.е. при распаде куба возникает излучение.

4. Хранитель электромагнитной волны

Итак, в теле определенной формы может существовать электромагнитная волна со спектром собственных частот (определяемым только формой и материалом тела). Эта волна не выходит за объем тела и не затухает даже в электропроводном теле, сохраняя однажды полученную энергию W_0 и импульс P_0 . Сокращенно будем называть такое тело хранителем электромагнитной волны – ХЭВ.

Несколько идентичных ХЭВ могут объединяться таким образом, что в объединенном теле создается электромагнитная волна с расширенным спектром собственных частот и с суммарными энергией и импульсом, превышающим суммы энергий и импульсов объединенных ХЭВ. Будем называть такой процесс синтезом ХЭВ.

ХЭВ может распасться на несколько ХЭВ с сокращенным спектром собственных частот и с суммарными энергией и импульсом, меньшими суммы энергий и импульсов образовавшихся ХЭВ. При этом возникает излучение. Будем называть такой процесс распадом ХЭВ. Инициация такого распада может быть вызвана тем, что ХЭВ попадает

во внешнее электромагнитное поле. Энергия этого поля может быть намного меньше энергии внутреннего электромагнитного поля ХЭВ.

В главе 16 рассмотрены ХЭВ в различных геометрических формах. Вероятно, возможны и такие формы, которые при синтезе соприкасаются не полностью, с некоторыми зазорами.

Существование ХЭВ подтверждается экспериментами, описанными в главе 16. В Интернете можно найти множество сообщений о прилипании металлических предметов к телу человека. Это явление также может быть объяснено появлением электромагнитной волны в ограниченном объеме "тело человека – металлический предмет". Другим подтверждением существования ХЭВ являются т.н. черные шаровые молнии [174, 175]. Такие молнии не излучают энергию и практически невидимы – они обнаруживают себя при случайном соприкосновении, что заканчивается драматически.

5. Внутриядерные взаимодействия

Относительно ядерных сил известно, в частности [165], что

- A. Ядерные силы являются коротко действующими (их радиус действия имеет порядок 10^{-13} см.)
- B. Силы взаимодействия нуклонов не зависят от заряда нуклонов.
- C. Ядерные силы не являются центральными (их нельзя представить направленными вдоль прямой, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов).
- D. Ядерные силы обладают свойством насыщения (это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом нуклонов).
- E. Существуют т.н. магические числа (2, 8, 20, 50, 82, 126) нуклонов в ядре, при которых ядра наиболее устойчивы к ядерному распаду.

Все эти факты не имеют объяснения, что в [166] формулируется следующим образом: "в настоящее время еще не существует законченной теории так называемых ядерных сил – сил, действующих между ядерными частицами (нуклонами) и удерживающих их вместе в составе атомного ядра".

По аналогии с вышеизложенным можно предположить, что **нуклоны в ядрах элементов связаны НЕ ядерными силами, а общим потоком электромагнитной энергии**. При этом надо предположить, что в нуклоне существует электромагнитная волна с некоторой собственной частотой и энергией, т.е. единичный нуклон – это ХЭВ, а ядро – это ХЭВ, полученный синтезом ХЭВ-нуклонов.

При таком предположении можно объяснить некоторые особенности внутриядерных взаимодействий и некоторые другие явления.

1. Нуклоны должны "соприкасаться", чтобы их общая электромагнитная волна была сосредоточена в общем объеме – см. выше п. А.

2. Заряд нуклонов не имеет значения – см. выше п. В.

3. Ядерные силы не являются центральными (см. выше п. С). Вообще, взаимодействие не объясняется силами, действующими между нуклонами.

4. Объем нуклонов должен иметь определенную форму для того, чтобы "соприкасаться" с другими нуклонами. Количество нуклонов, соприкасаемых с данным, ограничено - см. выше п. D. Количество нуклонов, соприкасаемых с данным, определяется их формой и не может быть произвольным даже в определенных пределах - см. выше п. Е.

5. Ядерный синтез (формирование более тяжелых ядер из более легких ядер) является синтезом ХЭВ. Такой синтез может происходить без существенных затрат энергии, т.е. является холодным ядерным синтезом. Это, по-видимому, происходит в живых организмах [166]. Именно этим, например, объясняют то, что организм курицы постоянно производит кальций (для формирования скорлупы яиц), не получая его в потребляемой пище, а продуцируя его практически из любого набора веществ поступающих с кормом.

6. Можно предположить и существование ядерного распада (формирование более легких ядер из более тяжелых ядер). Упомянутые в предыдущем п. 5 факты могут интерпретироваться и как ядерный распад – все зависит от исходных и конечных продуктов.

7. Ядерный распад, как высвобождение электромагнитной энергии ядер-ХЭВ, может происходить без существенных затрат внешней энергии – см. выше. Именно этим можно объяснить т.н. пирокинез [167], при котором человек без видимой причины вспыхивает и моментально сгорает, хотя все окружающие предметы и одежда остаются невредимыми.

Вернемся снова к вопросу о существовании электромагнитных волн внутри нуклонов и ядер. Известно, что источниками гамма-излучения (имеющего частоту $> 3 \cdot 10^{18}$ Гц) могут быть атомные ядра и частицы, а также ядерные реакции и реакции между частицами. И наоборот, гамма-излучение может поглощаться атомными ядрами и способно вызывать превращения частиц [169]. Следовательно, и внутри

ядра тоже должны существовать электромагнитные волны той же частоты. Пока поток энергии этих волн замкнут в объеме ХЭВ-ядра — оно устойчиво и волны не наблюдаются. ХЭВ-ядро хранит энергию. При распаде ХЭВ-ядра эта энергия выделяется в виде гамма-излучения. При поглощении гамма-излучения внутренняя энергия возрастает и перераспределяется в объеме ХЭВ-ядра. Это может вызывать распад ядра на более мелкие ядра.

Как следует из вышеизложенного, ХЭВ-нуклоны внутри ХЭВ-ядра обмениваются потоком электромагнитной энергии — электромагнитными волнами. При большой частоте волн они приобретают корпускулярный характер. Таким образом, ХЭВ-нуклоны внутри ХЭВ-ядра обмениваются частицами. Это вполне соответствует существующей теории обменного взаимодействия, по которой взаимодействие между нуклонами внутри ядра возникает в результате испускания и поглощения π -мезонов.

6. О спине нуклона и ядра

Импульс P и момент импульса J связаны соотношением

$$J = r \times P \quad (25)$$

Аналогично, объемные плотности импульса и момента импульса связаны соотношением

$$\frac{dJ}{dV} = r \times \frac{dP}{dV}. \quad (26)$$

Из (21, 26) следует:

$$\frac{dJ}{dV} = \frac{1}{c^2} [r \times S] \quad (27)$$

или

$$J = \frac{1}{c^2} \int [r \times S] dV. \quad (28)$$

Из вышесказанного следует, что в нуклоне и ядре есть круговой поток электромагнитной энергии. Этот поток определяет момент импульса (28). Вероятно, именно этот момент импульса и является спином нуклона и спином ядра.

7. Эффект Зеннона

Этот эффект, как известно, заключается в том, что время распада частиц увеличивается при наблюдении за ними и, в пределе, частицы не распадаются, если за ними ведется частое наблюдение. Загадочность этого явления тускнеет, если уточнить, что понимается под термином

«наблюдение». Оказывается наблюдение – это облучение частицы (например, лазерным лучем). Облучение – это передача энергии. Таким образом, время распада частиц увеличивается, если им передается энергия.

Вернемся к утверждению о том, что частица – это хранитель электромагнитной волны. Энергия этой волны постепенно излучается, что наблюдается, как распад частицы. При облучении частицы во время наблюдения энергия восполняется и распад частицы замедляется.

Глава 16b. О взаимодействии наночастиц

Нанотехнология оперирует с наночастицами, представляющими собой изолированный твёрдофазный объект, имеющий отчётливо выраженную границу с окружающей средой, размеры которого во всех трёх измерениях составляют от 1 до 100 nm. Наночастицы близки к тем объектам, которые рассматривает супермолекулярная химия). В этой области знаний рассматриваются силы, которыми связываются отдельные молекулы. Принято считать, что межмолекулярное взаимодействие состоит из слабых электромагнитных взаимодействий. Энергия таких взаимодействий обратно пропорциональна шестой степени расстояния между молекулами. Очевидно, что взаимодействие наночастиц с четкими границами не может быть обусловлена такими силами.

Взаимодействие наночастиц обуславливает одно свойство, которое очень мешает их использованию - они могут слипаться друг с другом. Эту проблему приходится решать в производстве керамики и металлургии [176]. Очевидно, это свойство объясняется притяжением наночастиц с различным химическим составом.

Но известно и другое свойство, которое можно объяснить отталкиванием наночастиц с различным химическим составом. В [177] показано, что поликатионные органические наночастицы разрушают модельные биологические мембраны и мембраны живых клеток при наномолярных концентрациях.

Таким образом, теория взаимодействия наночастиц должна объяснять и притяжение, и отталкивание наночастиц, а силы такого взаимодействия должны существенно превышать силы межмолекулярного взаимодействия.

В главе 2d дано решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением в декартовых координатах. В системе декартовых координат x, y, z и координаты t решение этих уравнения в системе СИ имеют вид:

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (2)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (3)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \sin(\omega t). \quad (4)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (5)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (7)$$

где E_r, E_ϕ, E_z - электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z -

магнитные напряженности, $e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды напряженностей, α, β, γ - константы, ω - частота. Эти величины связаны следующими уравнениями:

$$h_z = 0. \quad (8)$$

$$e_x = -e_z \frac{\gamma \alpha}{\alpha^2 + \beta^2}. \quad (9)$$

$$e_y = e_x \frac{\beta}{\alpha}, \quad (10)$$

$$h_y = e_x \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}, \quad (11)$$

$$h_x = -e_y \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}. \quad (12)$$

$$\gamma = \mu \omega, \quad (13)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma^2 + \alpha^2 + \beta^2}{\varepsilon \mu}}. \quad (14)$$

В главе 2d показано, что в конденсаторе хранится энергия с плотностью

$$w = \frac{\omega^2 \mu^2 \varepsilon}{\alpha^2 + \beta^2} e_z^2. \quad (15)$$

При этом плотности потоков энергии по координатам определяются по формулам

$$S_x = (e_y h_z - e_z h_y) \cdot \Psi(x, y, z, t) \quad (16)$$

$$S_y = (e_z h_x - e_x h_z) \cdot \Psi(x, y, z, t) \quad (17)$$

$$S_z = (e_x h_y - e_y h_x) \cdot \Psi(x, y, z, t) \quad (18)$$

где

$$\Psi(x, y, z, t) = \sin(2\alpha x) \cos(2\beta y) \sin(2\gamma z) \sin(2\omega t). \quad (19)$$

Это означает, что плотность потока энергии по всем осям колеблется в пространстве и во времени, т.е. в прямоугольном теле существует пространственная стоячая волна.

Тем не менее, сквозь это тело может проходить поток энергии. Рассмотрим, например, грань $x=0$ при $z=z_1$. Плотность потока энергии (18) на этой грани определяется функцией (19):

$$\Psi(x, y, z_1, t) = \sin(2\alpha x) \cos(2\beta y) \sin(2\gamma z_1) \sin(2\omega t) \quad (20)$$

Поток энергии определяется интегралом этой функции на всей грани $x=0$:

$$\Psi_z(z_1) = \iint_{x,y} \Psi(x, y, z_1, t) dx dy = \sin(2\gamma z_1) \sin(2\omega t) \iint_{x,y} \sin(2\alpha x) \cos(2\beta y) dx dy \quad (21)$$

Поток энергии на противоположной грани $x=0$ у при $z=z_2$ определяется интегралом

$$\Psi_z(z_2) = \sin(2\gamma z_2) \sin(2\omega t) \iint_{x,y} \sin(2\alpha x) \cos(2\beta y) dx dy. \quad (22)$$

Из (18, 20, 21) находим поток энергии, протекающий сквозь конденсатор по оси $0z$, если $(z_2 < z_1)$:

$$\overline{S}_z = (e_x h_y - e_y h_x) \cdot (\sin(2\gamma z_2) - \sin(2\gamma z_1)) \sin(2\omega t). \quad (23)$$

Из найденного решения следует, что

1. Существует такое сочетание параметров, при котором энергия конденсатора не излучается. Рассмотрим, например, куб с параметрами $\alpha = \beta = \lambda$. Пусть длина R полуребра куба такова, что

$$R = (1/a). \quad (24)$$

Тогда

$$\sin(\alpha \cdot R) = 0, \sin(\beta \cdot R) = 0, \sin(\gamma \cdot R) = 0 \quad (25)$$

и все плотности потоков энергии на гранях куба равны нулю. При этом излучение отсутствует.

2. Внешний поток энергии может проходить через объем конденсатора, не изменяя его внутреннюю энергию (как показано выше). Этот поток является той активной мощностью, которая проходит через конденсатор.

3. Формулы справедливы при любых значениях μ и ϵ . Следовательно, конденсатор с определенной энергией и стоячей волной в объеме конденсатора, может существовать в вакууме.

4. При отсутствии внешних потоков энергии конденсатор сохраняет свою целостность, поскольку он не излучает, а плотность энергии сохраняется при сохранении формы – см (15).

5. Из п.п. 3 и 4 следует, что в некотором теле и даже в вакууме может существовать хранилище энергии и информации. Это подробно рассмотрено в главе 16. Там же показано, что стоячая электромагнитная волна, обладающая вышеуказанными свойствами, может иметь весьма разнообразную форму

6. Теперь предположим, что наночастица хранит указанную электромагнитную волну. Такая одиночная наночастица. При отсутствии внешних потоков энергии она сохраняет свою форму и электромагнитную энергию.

7. Предположим, порция внешней энергии была затрачена для объединения двух наночастиц. Тогда эта порция энергии перейдет в энергию объединенной наночастицы. Назовем эту порцию энергией связи конгломерата двух наночастиц. Таким образом, энергия конгломерата двух частиц больше суммы энергий этих частиц. Следовательно, конгломерат устойчивее отдельных частиц, ибо для разрушения конгломерата нужно вначале приложить энергию связи. Этим можно объяснить слипание наночастиц (о чем говорилось выше).

8. Очевидно, энергия связи частиц у разных материалов различна. Теперь предположим, что сближаются две частицы различных материалов и образуется конгломерат этих частиц. Если эти материалы не перемешиваются, то конгломерат 21 должен попасть в среду конгломератов 1 или 2. Очевидно он попадет в среду конгломератов 1, если энергия связи материала 1 больше энергии связи материала 2. Этим можно объяснить тот вышеупомянутый факт, что органические наночастицы могут разрушать живые клетки (см. также [178]).

Глава 16с. Передача информации в биологических системах по водной и воздушной среде

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Электромагнитная объемная стоячая волна \ 1
3. Электромагнитная стоячая волна в молекулах воды, азота и кислорода \ 2
4. Передача информации в воде и воздухе \ 4
5. Сообщества биоорганизмов \ 6
6. Солярис \ 8
7. Распределенный мозг \ 9
8. Выводы \ 12

1. Введение

Показывается, что в молекулах воды и воздуха может существовать объемная стоячая электромагнитная волна высокой частоты. Эта волна может модулироваться органами биоорганизма. Модулированная таким образом волна может распространяться по водной и воздушной среде и воздействовать на органы другого биоорганизма. Показывается, что такая волна распространяется без потерь энергии. На основе этого показывается, что в воздухе может существовать высокоорганизованная структура, сопоставимая по разумности с мозгом животного. Такая структура может быть коллективным мозгом сообщества биоорганизмов.

2. Электромагнитная объемная стоячая волна.

В главе 16 показано (как следствие решения уравнений Максвелла), что в ограниченном объеме вакуума может существовать электромагнитная стоячая волна. Этот объем может иметь разнообразную форму. В декартовой системе координат решение имеет вид

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (2)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (3)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (4)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (5)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (7)$$

где E_r, E_ϕ, E_z - электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z -

магнитные напряженности, $e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды напряженностей, α, β, γ - константы, ω - частота. Эти величины связаны следующими уравнениями:

$$h_z = 0. \quad (8)$$

$$e_x = -e_z \frac{\gamma \alpha}{\alpha^2 + \beta^2}. \quad (9)$$

$$e_y = e_x \frac{\beta}{\alpha}, \quad (10)$$

$$h_y = e_x \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}, \quad (11)$$

$$h_x = -e_y \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}. \quad (12)$$

$$\gamma = \mu \omega, \quad (13)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma^2 + \alpha^2 + \beta^2}{\varepsilon \mu}}. \quad (14)$$

Для куба параметры

$$\alpha = \beta = \gamma. \quad (15)$$

При этом длина полуребра куба определяется как

$$R = \frac{\pi}{\alpha}. \quad (16)$$

Тогда формула для частоты в вакууме принимает вид

$$\omega = \frac{c\pi}{R} \sqrt{3}, \quad (17)$$

где $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ - скорость света в вакууме.

Стоячая волна не излучается сквозь грани куба и при отсутствии внешних потоков энергии такая волна сохраняет свою энергию, частоту и форму объема. Эта электромагнитная волна может быть модулирована более низкой частотой. В таком случае этот объем превращается в хранитель энергии и информации. В главе 16 рассматриваются известные эксперименты и природные явления, служащие доказательством возможности существования такого хранителя.

3. Электромагнитная стоячая волна в молекулах воды, азота и кислорода

Молекула воды является тем объемом, который хранит стоячую волну. При этом стоячая волна хранится в пространстве между атомами кислорода и водорода, т.е. **в вакууме** – см. рис. 1.

Молекулы азота и кислорода в воздухе также являются тем объемом, который хранит стоячую волну. При этом стоячая волна хранится в пространстве между атомами этих молекул, т.е. **в вакууме**.

Органические молекулы объединены в органы таким образом, что взаимное расположение этих молекул остается неизменным. При этом между молекулами остается свободное **вакуумное** пространство с линейными размерами около $3 \cdot 10^{-9}$ м. В этом стабильном объеме тоже возникает стоячая волна.

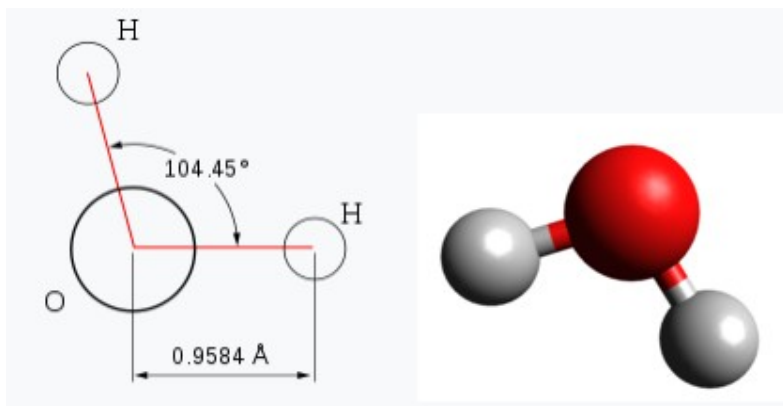


Рис. 1.

	Вода	Азот	Кислород	Биоорган
	H_2O	N_2	O_2	
Расстояние между молекулами (m)	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$
Размер молекулы (m)	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-8}
Расположение области стоячей волны	Между атомами кислорода и водорода	Между атомами азота	Между атомами кислорода	Между органическими молекулами
Радиус атома	53 пм	56 пм	48 пм	

($\Pi\Pi=10^{-12} m$)				
Межатомное расстояние $A=10^{-10} m$	0.9584 Å	1.095 Å	1.2074 Å	
$R(m)$	$5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-11}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
$\omega(s^{-1})$	10^{19}	10^{19}	$1.2 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{16}$
$f(Hz)$	$1.5 \cdot 10^{18}$	$1.5 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^{18}$	10^{16}
$\gamma(m)$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2.4 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-8}$

Таким образом, можно указать стабильные объемы, где может находиться объемная стоячая электромагнитная волна. Эти варианты перечислены в табл. 1. Будем в первом приближении полагать, что эти объемы имеют кубическую форму с длиной полуребра R . Эту величину легко определить по известным линейным размерам перечисленных объемов - см. табл. 1.

Поскольку объемная стоячая электромагнитная волна во всех перечисленных случаях находится в вакууме, частота этой волны может быть определена по формуле (17). Частота f связана с этой циклической частотой ω соотношением

$$\omega = 2\pi f. \quad (20)$$

Из (17, 20) находим

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2R} \sqrt{3}. \quad (21)$$

Определим еще длину волны из (21):

$$\gamma = \frac{c}{f} = \frac{2R}{\sqrt{3}}. \quad (22)$$

Таким образом, длина волны (22) и полуребро кубической области существования стоячей волны связаны соотношением вида:

$$R \approx \frac{\gamma \sqrt{3}}{2}. \quad (23)$$

4. Передача информации в воде и воздухе

Предварительно отметим следующее. Известно, что электромагнитное излучение взаимодействует с молекулами вещества, вызывая излучение или поглощение электромагнитного излучения молекулами вещества на определенных частотах [188]. Поэтому молекулы вещества могут взаимодействовать через электромагнитное излучение. Многократное усиление эффекта такого взаимодействия появляется при совпадении собственных частот излучающей и поглощающей молекулы. Поэтому можно предположить

существование в организме генераторов определенной частоты Gf и приемников-анализаторов частоты Af.

Впрочем, известны многочисленные работы, в которых показывается, что все органы животных и человека излучают электромагнитные волны. Эти излучения используются в медицинской диагностике.

Расстояние между молекулами воды и воздуха постоянно меняется. Но расстояние и объем между молекулами органического вещества в органе остается постоянным. Этот объем обычно заполнен т.н. **свободной** водой, которая находится в межклеточных пространствах, сосудах, вакуолях, полостях органов. Такая вода вытекает из клеток при их рассекании (и потому называется свободной). При этом объемы стоячей волны (с частотой ω_v) в молекулах воды находятся одновременно в межмолекулярном объеме стоячей волны органического вещества (с частотой ω_o). Для краткости эти волны будем называть ω_v -волной и ω_o -волной. Поскольку $\omega_o \ll \omega_v$, то ω_v -волна модулируется частотой ω_o -волны.

Итак, молекулы **свободной** воды содержат модулированную стоячую волну, которую будем называть ω_{vo} -волной. Частота ω_o -волны зависит от типа окружающих органических молекул и от их состояния. Эта волна является полихроматической, поскольку область этой волны не является кубической. Форма этой области влияет на спектр волн в ω_{vo} -волне. Вместе с тем форма этой области зависит от типа органических молекул, окружающих эту область, и от состояния этих молекул. Можно также предположить, что в генерирующем органе есть генератор Gf (упомянутый выше). Он может использоваться как модулятор ω_v -волны. Поэтому можно говорить, что молекула воды с ω_{vo} -волной несет информацию о состоянии определенного органа. Будем называть такие молекулы **информационными молекулами воды**, а орган, который генерирует такие молекулы, будем называть **генерирующим органом**.

Так или иначе генерирующий орган формирует информационные молекулы воды.

Итак, свободная вода содержит информационные молекулы. Свободная вода служит для переноса веществ из окружающей среды в клетку и наоборот. Поэтому свободная вода с информационными молекулами перемешивается с **окружающей** водой. Информационные частоты излучаются информационной молекулой, т.к. молекула воды

может сохранять только свою частоту ω_v . Если информационная молекула попадает в окружающую воду, то это излучение информационной молекулы попадает в соседние неинформационные молекулы окружающей воды. Последние при этом становятся информационными. Таким образом информация распространяется из биоорганизма по окружающей воде. Конечно, часть излучения не находит молекулу-приемника и теряется в пространстве. Но орган-передатчик работает постоянно и поэтому можно полагать, что концентрация информационных молекул имеет большую величину в большой области, окружающей орган-передатчик.

Предположим, что в одной и той же водной среде обитают два организма А и В. Предположим далее, что информационная молекула из некоторого генерирующего органа А (принадлежащего организму А) попала в другой орган В (принадлежащий организму В). Предположим, что в органе В есть приемник-анализатор частоты A_f (упомянутый выше). Тогда информационное излучение этой молекулы может быть распознано и орган В выполнит соответствующую реакцию. Тем самым организм В принял информацию от организма А и отреагировал на эту информацию.

Итак, в водной среде организмы могут обмениваться информацией. Точно также организмы могут обмениваться информацией в воздушной среде. Действительно, из табл. 1 следует, что молекулы азота и кислорода имеют с молекулами воды схожие характеристики - размер молекулы и межатомное расстояние. Объемы, заполняемые воздухом, могут находиться на поверхности организма. Например, регулярные микронеровности на крыльях жуков могут создавать такие объемы. При этом роль свободной воды играет «свободный воздух». Каждая своеобразная форма таких объемов определяет свою частоту ω_o -волны. В этом случае жук непрерывно генерирует спектр ω_o -волн, специфических для данного вида. Такая передача информации используется в поиске партнеров для продолжения рода.

5. Сообщества биоорганизмов

Итак, биоорганизмы, находящиеся в водной или воздушной среде, могут обмениваться информацией на больших расстояниях без затрат энергии на передачу информации. При этом не видно причин, запрещающих такой обмен информацией между биоорганизмами разного вида, например, от хищника к человеку, который может

почувствовать приближение хищника. Не видно также причин, запрещающих такой обмен информацией между биоорганизмами, один из которых живет в воде, а другой – в воздухе.

Особый класс составляют такие организмы, которые могут существовать только в виде сообществ с обязательным обменом информацией без какого-либо тактильного, зрительного, акустического, обонятельного контакта. Сразу вспоминаются муравьи и пчелы, но человек, вероятно, тоже из этого класса биоорганизмов.

В [192] описывается поведение муравейника и на основе анализа многочисленных наблюдений и экспериментов убедительно показывается, что существует мозг муравейника. Роль нейронов в этом мозге выполняют муравьи. Распределенный мозг существует, однако, как отмечает автор, «многолетние исследования муравьев (и других коллективных насекомых) не обнаружили сколько-нибудь мощных систем передачи информации». Этот вопрос был задан еще в первой книге по биологической радиосвязи [193], где автор пишет «Одно лишь вызывает чувство глубокого удивления. Это ничтожно малая мощность излучаемой мозгом энергии при акте передачи чувств и переживаний на расстояние.» Покажем, что в нашем случае на эти вопросы есть ответ.

В технических системах мощность несущей частоты в модулированной волне убывает с расстоянием. Вместе с этим убывает и мощность модулирующей частоты, т.е. эта мощность является частью мощности несущей частоты. Можно утверждать, что при сохранении мощности несущей частоты вне зависимости от расстояния сохраняется и мощность модулирующей частоты. Можно сказать, что в этом случае приемник находится всегда рядом с передатчиком. Однако в технических системах невозможно обеспечить такую близость. В нашем случае несущая частота - частота ω_v -волны распределена равномерно в пространстве. Модулирующая частота ω_o -волны «скользит» по несущей частоте. Затухание может быть вызвано только тем, что несущая частота квантована в пространстве. При этом ω_o -волна «скользит» по островам-молекулам – носителям несущей частоты, затухая в пустотах между ними. Однако, многократное повторение ω_o -волны со сдвигом по времени (а, значит, и по фазе) на входе приемника позволяет ему восстановить сигнал с высокой точностью. Как показывают наблюдения над тем же муравейником или жуками, ищущими любви, эффективность связи сохраняется на протяжении километров.

Вышесказанное иллюстрируется на рис. 2, где показаны

1. ω_v -волна,

2. ω_o -волна,
3. модулированная волна ω_{vo} -волна, полученная в том случае, если бы стоячие ω_o -волны покрывали бы пространство без промежутков,
4. модулированная волна ω_{vo} -волна, полученная в том случае, когда стоячие ω_o -волны расположены в пространстве с промежутками.

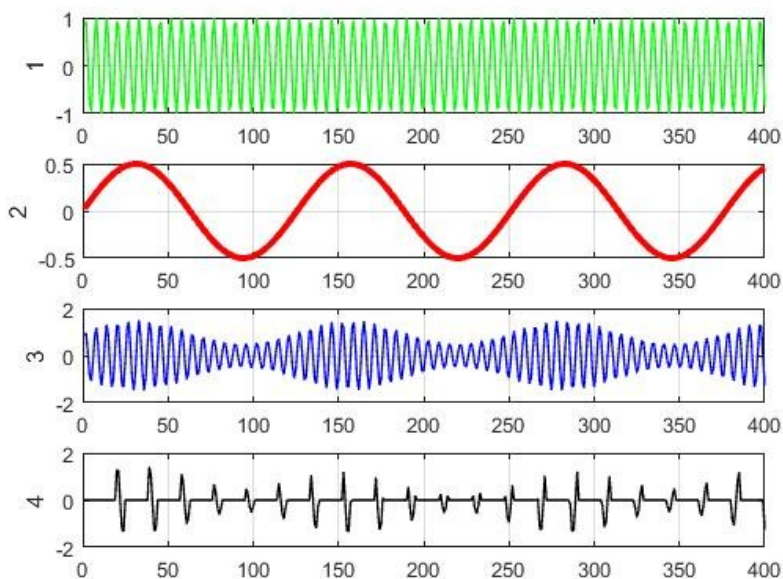


Рис. 2 (Proba13.m)

Объем, заполненный водой или воздухом, может быть создан неживой природой. Такой объем также будет передавать информацию в окружающую среду. Передавать бесцельно... Однако, могут найтись организмы, которым нужна именно такая информация для запуска некоторых внутренних процессов. Сразу вспоминаются пирамиды, амулеты ...

6. Солярис

В [194] Станислав Лем описывает океан, покрывающий всю поверхность планеты и обладающий высокоразвитым разумом. Лем кратко описывает самую распространенную «гипотезу Чивита-Витты, согласно которой океан является результатом резкого перехода (под влиянием внешних условий) из раствора слабо реагирующих химических веществ в стадию

«гомеостатического» океана, минуя все земные ступени развития, минуя образование одно- и многоклеточных организмов, эволюцию растений и животных. Иначе говоря, океан не приспосабливался, как земные организмы, в течение сотен миллионов лет к условиям среды, чтобы только через такое длительное время дать начало разумной расе, но стал хозяином среды сразу же.»

Станислав Лем умалчивает о другой гипотезе, согласно которой *«развитие океана началось в эпоху появления общественных насекомых. Один из видов муравьев сменил среду обитания с сухопутной на морскую. Дело пошло хорошо. Морские муравьи быстро освоили подводный образ жизни, научились вырабатывать мелких розовых полупрозрачных медуз. Колонии этих медуз представляли собой прочные эластичные конструкции с внутренними камерами и лабиринтами, и пронизывающими каналами, сквозь которые струилась вода. Конструкции прорастали вглубь океана, но не затмевали солнечный свет для подводных обитателей. Стены конструкций пульсировали от бесперывных движений медуз. На поверхности океана они представляли собой острова причудливой архитектуры, иногда подвижные, а иногда неподвижные и чрезвычайно устойчивые к волнению океана. Внутри конструкций обитали муравьи и именно их управление медузами обеспечивало устойчивость или движение конструкций. Размеры островов и расстояния между ними колебались в широких пределах. Тем не менее острова представляли собой единый организм, который мог менять конфигурацию в зависимости от погодных условий. «Дикие» медузы покрывали весь океан и служили пополнением «культурных» колоний. Океан превратился в гигантский муравейник.»*

Гипотеза о разумности океана была отвергнута научным сообществом. Ученые согласились с тем, что морские муравьи (размер которых составлял около двух мм) могли в этом мозге играть роль нейронов, и с тем, что медузные конструкции могли управляться муравьями. Но не был найден ответ на вопрос о каналах связи между муравьями, которые могли находиться друг от друга на расстоянии многих километров. Теперь мы можем понять, что авторы этой гипотезы были правы.

7. Распределенный мозг

Итак, из предыдущего следует, что существует **распределенный мозг** муравейника и нейронами такого мозга являются муравьи. Не видно причин появления распределенного мозга у любого иного сообщества биоорганизмов. Не видно также причин, ограничивающих разум такого мозга. Рассмотрим особенности распределенного мозга (PM).

1. РМ состоит из множества нейроноподобных элементов, которые мы будем в дальнейшем называть **самостоятельными и деятельными нейронами (СДН)**
2. Особенность СДН заключается в том, что они физически автономны и могут действовать в определенной степени независимо от РМ.
3. СДН объединены каналами информационной связи и, тем самым, создают РМ.
4. РМ не существует, как физический объект.
5. В процессе своей разумной деятельности РМ посылает **«руководящие»** информационные сигналы (РС) отдельным СДН. Эти сигналы определяют цель независимых действий СДН.
6. Важно отметить, что физически отсутствует орган, посылающий РС. Один из СДН1 под действием РС1 посылает РС2 в другой СДН2.
7. Простейшие СМ не осознают своей связи с РМ и своего участия в деятельности РМ.
8. Надо полагать, что РМ можно сравнить по разумности с мозгом животного.

Нет никаких причин полагать, что самостоятельными нейронами в РМ могут быть только общественные насекомые. Общественными могут быть и животные. Распределенный мозг присутствует не только у роя пчел и муравейник, но и у стаи птиц, косяка рыбы, стада травоядных и стаи хищников. Без такого предположения трудно объяснить согласованные движения косяка рыб или громадной стаи птиц, которая сохраняет форму не только при целеустремленном полете, но и в подготовительном кружении. Недавно в Китае демонстрировался фейерверк сотен дронов, управляемых из единого центра. Согласованность кружения стаи птиц сопоставима с согласованностью этой «стаи» дронов. Итак, существует поведение стаи при отсутствии «начальника». Такое поведение часто рассматривают как проявление некоего **эгрегора**. РМ стаи и есть этот эгрегор. Птица во главе стаи - это тот самый СДН1 который под действием РС1 посылает РС2 всем другим СДН2 – всем другим птицам стаи.

Коллектив чем-либо объединенных людей (связанных эмоционально, информационно или организационно) также может создать РМ или эгрегор. Существующее представление об эгрегорах – это представление «о коллективном бессознательном, воспроизводимом посредством эгрегоров, как энергоинформационных комплексов,

представляющих ... формы бытия архетипов в психологии» [195]. Проще говоря, это что-то бессознательное, существующее в виде энергоинформационного комплекса, об устройстве которого и речи нет. Автор не хочет этой фразой принизить существующую теорию [195] – напротив, она поражает глубиной анализа поведения этого коллективного бессознательного и заставляют усомниться в бессознательности эгрегоров. Сказанное выше - это попытка приблизится к пониманию физической структуры эгрегора, как энергоинформационного комплекса.

Человек- СДН может также, как и муравей, не сознавать свою связь с РМ. Но некоторые и иногда чувствуют эту связь, не понимая, откуда идет информации и до конца не понимая ее смысл. Иногда одна и та же информация поступает нескольким людям – тогда говорят, что «мысли носятся в воздухе». Иногда информация приходит (при напряженном, эмоциональном, неосознанном запросе) во сне (как Менделееву). Видимо, именно во сне мозг человека участвует в «общественно-полезной» работе РМ.

Многие выдающиеся ученые утверждали, что сознание существует вне мозга. Так, Джон Экклз, крупнейший современный нейрофизиолог и лауреат Нобелевской премии по медицине, также считает, что психика не является функцией мозга. Вместе со своим коллегой, нейрохирургом Уайлдером Пенфилдом, который провел более 10000 операций на мозге, Экклз написал книгу «Тайна человека». В ней авторы прямым текстом заявляют, что у них «нет никаких сомнений в том, что человеком управляет НЕЧТО, находящееся за пределами его тела». Профессор Экклз пишет: «Я могу экспериментально подтвердить, что работа сознания не может быть объяснена функционированием мозга. Сознание существует независимо от него извне». [196]

В силу вышесказанного можно утверждать, что сознание существует в виде РМ. Чем более развито сознание РМ, тем более развито сознание каждого индивидуума, и чем более развито сознание индивидуума, тем более развито сознание РМ. Тогда становится очевидным, что для существования развитого общечеловеческого сознания нужны

- многочисленное человечество,
- состоящее из умных индивидуумов,
- единая цивилизация,
- Земля с воздушной оболочкой.

Отсюда, в частности, следует, что

- образование должно быть всеобщим,
- пресловутый золотой миллиард долго не протянет (как и Маугли в джунглях),
- человек в космосе не способен к творческой деятельности.

8. Выводы

1. Показано, что в молекулах воды и воздуха может существовать объемная стоячая электромагнитная волна высокой частоты.
2. Эта волна может модулироваться органами био-организма.
3. Модулированная таким образом волна может распространяться по водной и воздушной среде и воздействовать на органы другого био-организма.
4. Такая волна распространяется без потерь энергии.
5. На основе этого показано, что в воздухе может существовать высокоорганизованная структура.
6. В такой структуре отдельный био-организм выполняет функции нейрона.
7. Такая структура может быть коллективным мозгом сообщества био-организмов.

Глава 16d. К обоснованию гомеопатии

Содержание

1. Введение \ 1
2. Электромагнитная объемная стоячая волна \ 2
3. Водяной хранитель информации \ 3
4. О влиянии высокого разведения \ 5
5. Выводы \ 6

1. Введение

Теоретическое обоснование гомеопатии не соответствует научным представлениям о функционировании организмов. Поэтому большое число профессиональных медицинских и общенаучных организаций открыто выражают негативное отношение к гомеопатии. Эти же организации указывают на отсутствия доказательств эффективности гомеопатии. Вместе с тем гомеопатия существует именно благодаря тому, что многие видят эти доказательства. Ниже предпринимается попытка найти строгое научное обоснование гомеопатии [189].

Прежде всего отметим некоторые характерные особенности гомеопатии.

1. Лечебные эффекты препарата и раствора препарата совпадают.
2. Тривиальные вычисления показывают, что в препаратах с высоким разведением вероятность наличия хотя бы одной молекулы действующего вещества близка к нулю. Однако лечебный эффект остается.
3. При уменьшении концентрации препарата лечебный эффект усиливается.
4. Количество примесей в гомеопатическом лекарстве неизбежно больше, чем лекарственного вещества. Поэтому частицы примесей, очевидно, должны оказывать большее влияние, чем частицы лекарственного вещества. Однако этого не наблюдается.
5. Некоторые гомеопаты считают, что действие препарата объясняется тем, что «вода обладает памятью», осуществляющей передачу биологической информации.

6. Отсутствует общепринятое научное мнение о существовании «памяти воды» [186, 190, 191].

Таким образом, вопрос об обосновании гомеопатии сводится к вопросу о способности воды сохранять память о веществах, ранее растворенных в ней.

2. Электромагнитная объемная стоячая волна

В главе 16 показано (как следствие решения уравнений Максвелла), что в ограниченном объеме вакуума может существовать электромагнитная стоячая волна. Этот объем может иметь разнообразную форму. В декартовой системе координат решение имеет вид

$$E_x(x, y, z, t) = e_x \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (2)$$

$$E_y(x, y, z, t) = e_y \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (3)$$

$$E_z(x, y, z, t) = e_z \sin(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \sin(\omega t), \quad (4)$$

$$H_x(x, y, z, t) = h_x \sin(\alpha x) \cos(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (5)$$

$$H_y(x, y, z, t) = h_y \cos(\alpha x) \sin(\beta y) \cos(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$H_z(x, y, z, t) = h_z \cos(\alpha x) \cos(\beta y) \sin(\gamma z) \cos(\omega t), \quad (7)$$

где E_r, E_ϕ, E_z - электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z - магнитные напряженности, $e_x, e_y, e_z, h_x, h_y, h_z$ - постоянные амплитуды напряженностей, α, β, γ - константы, ω - частота. Эти величины связаны следующими уравнениями:

$$h_z = 0, \quad (8)$$

$$e_x = -e_z \frac{\gamma \alpha}{\alpha^2 + \beta^2}, \quad (9)$$

$$e_y = e_x \frac{\beta}{\alpha}, \quad (10)$$

$$h_y = e_x \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}, \quad (11)$$

$$h_x = -e_y \frac{\varepsilon \omega}{\gamma}, \quad (12)$$

$$\gamma = \mu \omega, \quad (13)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma^2 + \alpha^2 + \beta^2}{\varepsilon \mu}}. \quad (14)$$

Для куба параметры

$$\alpha = \beta = \gamma. \quad (15)$$

При этом длина полурёбра куба определяется как

$$R = \frac{\pi}{\alpha}. \quad (16)$$

Тогда формула для частоты в вакууме принимает вид

$$\omega = \frac{c\pi}{R} \sqrt{3}, \quad (17)$$

где c – скорость света в вакууме.

Стоячая волна не излучается сквозь грани куба и при отсутствии внешних потоков энергии такая волна сохраняет свою энергию, частоту и форму объема. Эта электромагнитная волна может быть модулирована более низкой частотой. В таком случае этот объем превращается в хранитель энергии и информации. В главе 16 рассматриваются известные эксперименты и природные явления, служащие доказательством возможности существования такого хранителя.

3. Водяной хранитель информации

Будем полагать, что молекула воды является тем объемом, который хранит стоячую волну. При этом стоячая волна хранится в пространстве между атомами кислорода и водорода, т.е. в вакууме. Поэтому мы можем применить формулу (17) для определения частоты электромагнитной волны в молекуле воды.

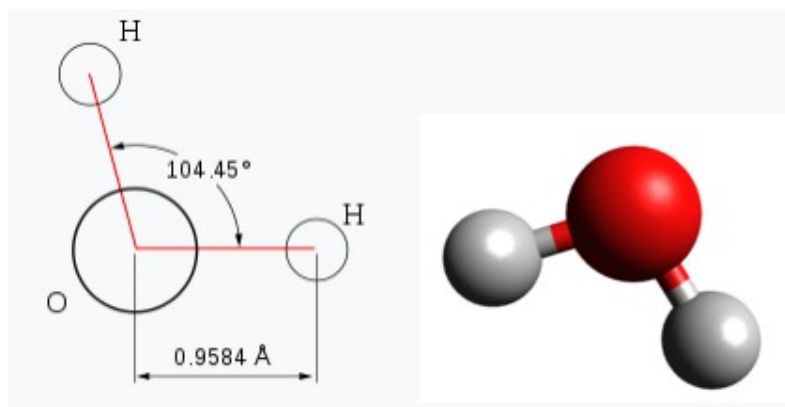


Рис. 1.

Промежуток между атомом кислорода и водорода, где может пульсировать стоячая волна, имеет размер $10^{-10} m$ – см. рис. 1. Следовательно, для нее

$$R \approx 5 \cdot 10^{-11} m. \quad (18)$$

При известной скорости света в вакууме $c \approx 3 \cdot 10^8$ из (17, 18) находим частоту электромагнитного поля в молекуле воды:

$$\omega = \frac{3 \cdot 10^8}{5 \cdot 10^{-11}} \sqrt{3} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}. \quad (19)$$

Частота f связана с этой циклической частотой ω соотношением

$$\omega = 2\pi f, \quad (20)$$

откуда находим

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ Hz}, \quad (21)$$

Определим еще длину волны

$$\gamma = \frac{c}{f} \approx 10^{-10} \text{ m}. \quad (22)$$

Таким образом, длина волны (22) и радиус области существования стоячей волны (18) связаны соотношением вида:

$$R \approx \frac{\gamma}{2}. \quad (23)$$

Это означает, что область существования стоячей волны увеличивается с увеличением длины волны или с уменьшением частоты.

Собственная частота молекул лекарственных веществ находится в пределах

$$L = (10^{13} \div 10^{14}) \text{ Hz} \quad (24)$$

[187], что намного ниже частоты (21). Поэтому частоты лекарственных веществ могут модулировать частоту электромагнитного поля в молекуле воды. Отметим еще, что область существования стоячей волны с частотой лекарственного вещества больше примерно в 10^7 раз области стоячей волны в молекуле воды – сравни (21) и (24).

Известно, что электромагнитное излучение взаимодействует с молекулами вещества, вызывая излучение или поглощение электромагнитного излучения молекулами вещества на определенных частотах [188]. Поэтому молекулы вещества могут взаимодействовать через электромагнитное излучение. Многократное усиление эффекта такого взаимодействия появляется при совпадении собственных частот излучающей и поглощающей молекулы. (В этом можно усмотреть гомеопатический принцип лечения подобного подобным, где подобие понимается в смысле подобия частот, а не подобия химического состава). Надо полагать, что именно частоты лекарственных веществ являются тем катализатором, который воздействует на больные органы. Поэтому молекулы воды, переносящие «лекарственные частоты»,

воздействуют точно также, как и сами лекарственные вещества. Этим объясняются п. 1.1 и 1.2.

4. О влиянии высокого разведения

Вначале при соблюдении мер предосторожности в растворе количество лекарственных молекул M_0 значительно превышает количество молекул M_1 примеси. Мы запишем это факт в следующем виде:

$$M_0 = k M_1. \quad (25)$$

где $k \gg 1$. Соответственно, количество молекул воды V_0 , несущих лекарственную частоту, значительно превышает количество молекул V_1 , несущих частоту примеси. Мы запишем это факт в следующем виде:

$$V_0 = k V_1. \quad (26)$$

Выше отмечалось, что область существования электромагнитной волны с частотой лекарственного вещества много больше области стоячей волны в молекуле воды. Выше отмечалось, что область существования электромагнитной волны с частотой лекарственного вещества больше примерно в 100 раз. Молекулы воды, несущие какие-либо частоты, «заряжают» этими частотами свободные молекулы. Из-за подвижности молекул воды можно полагать, что все молекулы воды заряжены теми или иными модулирующими частотами и между ними сохраняется то же соотношение (26). Обозначим

Молекулы воды, несущие какие-либо частоты, «заряжают» этими частотами свободные молекулы. Из-за подвижности молекул воды можно полагать, что все молекулы воды заряжены теми или иными модулирующими частотами и между ними сохраняется то же соотношение (26). Обозначим

$$q = V_0 / M_0. \quad (27)$$

При разведении раствора и сохранении того же объема количество молекул M_0 и M_1 сокращается. Однако количество молекул воды остается тем же и, по-прежнему, **все** молекулы воды заряжены. Следовательно, после разведения

$$q_2 > q. \quad (28)$$

После многих разведений

$$q_2 \rightarrow \infty. \quad (29)$$

Из (28, 27, 25) следует, что количество молекул M_0 и M_1 стремится к нулю. Следовательно, влияние примесей исчезает. Этим объясняется п. 1.4.

Модулирование стоячей волны молекул воды **разными** молекулами **одного и того же** вещества создает разность фаз электромагнитных колебаний в разных молекулах воды. Лечебное воздействие зависит от суммарного воздействия всех молекул воды. Очевидно, что суммарное воздействие молекул с разными фазами меньше суммарного воздействия «синфазных молекул». Аналогично предыдущему можно показать, что разведение увеличивает число «синфазных молекул». Этим объясняется п. 3.

5. Выводы

Из вышесказанного следует, что

1. В молекулах воды всегда существуют собственные электромагнитные колебания, сохраняющиеся в виде стоячей электромагнитной волны определенной высокой частоты.
2. Эта частота модулируется собственной частотой растворенных в воде веществ. Эта частота много меньше собственной частоты воды.
3. Вода сохраняет модулированные электромагнитные колебания в отсутствии самого вещества, создавшего такие колебания.
4. Вода, содержащая модулированные электромагнитные колебания, воздействует на организм так же, как вещество, создавшее такие колебания.
5. Разведение воды с растворенным в ней лечебным препаратом увеличивает лечебный эффект и ослабляет влияние примесей.

Глава 17. Обратимость униполярной индукции

Содержание

1. Введение \ 1
2. Обоснование обратимости закона униполярной индукции \ 1
3. Магнитные токи \ 2
4. Вращающиеся поля \ 3
5. Уравнения униполярной индукции в системе уравнений Максвелла \ 4
6. Предлагаемый эксперимент \ 5

1. Введение

Ниже формулируется обратимый закон униполярной индукции. Показывается, что этот закон униполярной индукции может служить обоснованием магнитогидродинамического динамо-эффекта и существования магнитного поля астрономических объектов. Далее рассматриваются конвекционные магнитные токи, которые могут существовать без существования магнитных зарядов (магнитных монополей). Указываются соответствующие эксперименты.

2. Обоснование обратимости закона униполярной индукции

Эйхенвальд в [86] рассматривает вращающийся заряженный диск, возбуждающий магнитное поле. Эйхенвальд называет эти вращающиеся заряды конвекционным током. Его эксперимент позволяет утверждать, что обычный электрический ток, конвекционный ток, вращающееся электрическое поле и вращающийся заряженный диск одинаково возбуждают магнитное поле.

Вращающийся заряженный диск является источником вращающегося электрического поля. Таким образом, из эксперимента Эйхенвальда следует, что вращающееся электрическое поле возбуждает магнитное поле.

Широко известен закон униполярной индукции Фарадея:

$$E = V \times B \quad (1)$$

или

$$E = V \times \mu H \quad (2)$$

На этом основании можно предположить, что существует и обратимый закон униполярной индукции:

$$H = V \times \varepsilon E \quad (3)$$

Легко убедиться, что формула (3) удовлетворяет требованиям размерности входящих в нее величин.

Рассмотрим случай, когда векторные произведения (2, 3) можно заменить простым произведением, а величины напряженностей, входящих в формулы (2, 3), совпадают. Тогда получим:

$$E = V_2 \mu H \quad (4)$$

$$H = V_3 \varepsilon E \quad (5)$$

Умножая (4, 5), находим:

$$V_2 V_3 = \frac{1}{\mu \varepsilon} = c^2 \quad (6)$$

Соотношение (4) наблюдается в известных экспериментах при технически реализуемых скоростях и напряженностях. При тех же величинах напряженностей скорость

$$V_3 = \frac{c^2}{V_2} \quad (7)$$

должна достигать фантастических величин. Однако при больших электрических напряженностях E и скоростях V_3 появление магнитной напряженности H должно наблюдаться.

Известно магнитогидродинамическое динамо - эффект самогенерации магнитного поля при определённом движении проводящей жидкости [145]. Этим эффектом объясняют образование и существование магнитного поля астрономических объектов - галактик, звёзд, планет [146]. В этих явлениях присутствуют высокоскоростное движение электрических зарядов в жидкости или плазме, что эквивалентно большим электрическим напряженностям E и скоростям V_3 . Следовательно, обратимый закон униполярной индукции может служить обоснованием всем этим явлениям.

3. Магнитные токи

Выше указывалось, что магнитное поле создается конвекционным электрическим током электрических зарядов. При этом уравнение (2) можно рассматривать как уравнение магнитной напряженности в зависимости от электрического тока электрических зарядов.

По аналогии можно утверждать, что электрическое поле создается конвекционным магнитным током магнитных зарядов. При этом

уравнение (1) можно рассматривать как уравнение электрической напряженности в зависимости от магнитного тока магнитных зарядов.

Представление о существовании магнитных зарядов не ново. Известно, что Хевисайд был первым, кто ввёл магнитные заряды и магнитные токи в электродинамику Максвелла [140]. Отметим еще, что полюс длинного магнита в математическом плане может отождествляться с магнитным зарядом [141].

Создание электрического поля конвекционным током магнитных зарядов наблюдалось в экспериментах Серла. В [142] описывается, как генератор, "...разгоняясь все больше, стал испускать вокруг себя розовое свечение". Похожий эффект описывается на форуме [143]. Там описывается диск Азанова с множеством магнитов, закрепленных на окружности диска (подробнее см. в ответе 37). Автор в видео (см. ответ 17) указывает, что при вращении его диска со скоростью 7000 об/мин образуется гало. Действительно, в обоих случаях вращение магнитов естественно отождествить с конвекционным током магнитных зарядов, а возникающее при этом розовое свечение или гало объяснить возникновением электрического поля в соответствии с (1).

Таким образом, движение магнитов, полюса которых ориентированы одинаково относительно линии движения, можно рассматривать как магнитный ток. Этот магнитный ток создает электрическое поле. Это не означает, что магнитные заряды существуют, как физический объект, но позволяет компактно описывать движение совокупности магнитов.

4. Вращающиеся поля

Электрически заряженный диск создает симметричное электрическое поле. Опыт Эйхенвальда свидетельствует о том, что вращающееся симметричное электрическое поле создает магнитное поле. В связи с этим Богач в [139] говорит, что *«с высокой вероятностью можно ожидать и существования обратного эффекта: при вращении даже симметричного магнитного поля должно возникать электрическое поле. И эта возможность должна быть экспериментально проверена. Поиску упомянутого электрического поля посвящено много опубликованных экспериментальных работ... Однако ни в одной из них электрическое поле измерить не удалось, что можно объяснять, как будет видно из дальнейшего изложения, ошибочными представлениями о свойствах изучаемого поля.»*

Указанные выше эксперименты демонстрируют обратный эффект, о котором говорит Богач: вращающееся магнитное поле

создает электрическое поле. В главе 2g показано, что в трехфазных машинах существует электрическое поле.

Богач связывает вопрос о существовании этого явления с вопросом о существовании статического электромагнитного поля. В предыдущих главах показывается, что статическое электромагнитное поле следует непосредственно из уравнений Максвелла. Например, существует статическое электромагнитное поле в проводе постоянного тока и в заряженном конденсаторе.

5. Уравнения униполярной индукции в системе уравнений Максвелла

Рассмотрим табл. 1.

Таблица 1

		a	b
1	Плотности токов	$j = DV$	$m = BV$
2	Уравнения Максвелла	$\text{rot } H = j$	$\text{rot } E = m$
3	Уравнения униполярной индукции	$H = V \times D$	$E = V \times B$

Рассмотрим случай, когда электрический заряд расположен на торце электрета, движущегося со скоростью V . В этом случае плотность электрического конвекционного тока описывается формулой (1a), поскольку электрическая индукция на торце электрета равна плотности электрического заряда. Уравнение (2a), полученное выше как (2.3), определяет магнитную напряженность, создаваемую этим конвекционным током в окрестности торца электрета. Уравнение (3a) определяет магнитную напряженность, создаваемую этим конвекционным током непосредственно на торце электрета. Заметим, что уравнение (2a) не позволяет найти напряженность на торце. Это следует также из того, что уравнение Био-Савара-Лапласа, эквивалентное уравнению (2a), также не позволяет определить напряженность на торце, ибо в этом случае в уравнении Био-Савара-Лапласа появляется деление на ноль.

Рассмотрим теперь случай, когда торец постоянного магнита с магнитной индукцией B движется со скоростью V . Магнитная индукция на торце магнита равна плотности магнитного заряда. Поэтому движение торца магнита эквивалентно магнитному току с плотностью (1b). Уравнение (2b) определяет электрическую напряженность, создаваемую этим конвекционным током в окрестности торца

постоянного магнита. Уравнение (3b) определяет магнитную напряженность, создаваемую этим конвекционным током непосредственно на торце постоянного магнита. Тут также можно отметить, что уравнение (2b) не позволяет найти напряженность на торце.

Отсюда следует, что уравнения (3) должны быть включены в систему уравнений Максвелла.

6. Решение уравнений Максвелла для униполярного генератора

Из предыдущего следует, что уравнения Максвелла должны быть дополнены уравнением вида (см. табл. 1):

$$\mathbf{H} = \mathbf{V} \times \mathbf{E}. \quad (1)$$

В цилиндрической системе координат будем полагать, что вектор **электрической** индукции направлен по оси oz и источник этой индукции вращается с угловой скоростью ω вокруг этой оси. Тогда из (1) находим:

$$H_{\varphi} = \omega r \epsilon E_z. \quad (2)$$

Учтем еще, что в электропроводном роторе

$$E_z = \rho J_z. \quad (3)$$

где ρ - удельное сопротивление ротора. Тогда получим:

$$H_{\varphi} = \omega r \epsilon \rho J_z. \quad (4)$$

В общем случае, учитывая известное уравнение

$$H_{\varphi} = r J_z. \quad (5)$$

получаем:

$$H_{\varphi} = (\omega \epsilon \rho + 1) r J_z. \quad (6)$$

7. Предлагаемый эксперимент

Ниже рассматривается умозраительный (пока) эксперимент, который демонстрирует существование магнитных токов — токов магнитных зарядов. Это не будет означать, что магнитные заряды существуют, как физический объект, но позволит компактно описывать движение совокупности магнитов.

Если бы этот эксперимент был удачным, то это **не** означало бы нарушения уравнения Максвелла — они стали бы еще более симметричными.

Итак, см. рис. 1. Первое магнитомягкое кольцо 1, напресованное на втулку 2, может вращаться вокруг оси 3 мотором 4. Второе

магнитомягкое кольцо 5 закреплено неподвижно. Между кольцами 1 и 5 расположен медный цилиндр 6. По бокам колец 1 и 5 расположены неподвижные кольцевые обмотки 7.

Если по кольцевым обмоткам 7 течет ток I , то кольца 1 и 5 пронизываются магнитным полем с индукцией B .

Таким образом создается вращающееся магнитное поле. Если указанное предположение верно, то это магнитное поле возбуждает электрическое поле вдоль цилиндра 6. Следовательно, вдоль цилиндра 6 должен течь ток J , который замыкается через амперметр 8 по токопроводу 9. Показания амперметра 8 подтвердят или опровергнут данное предположение.

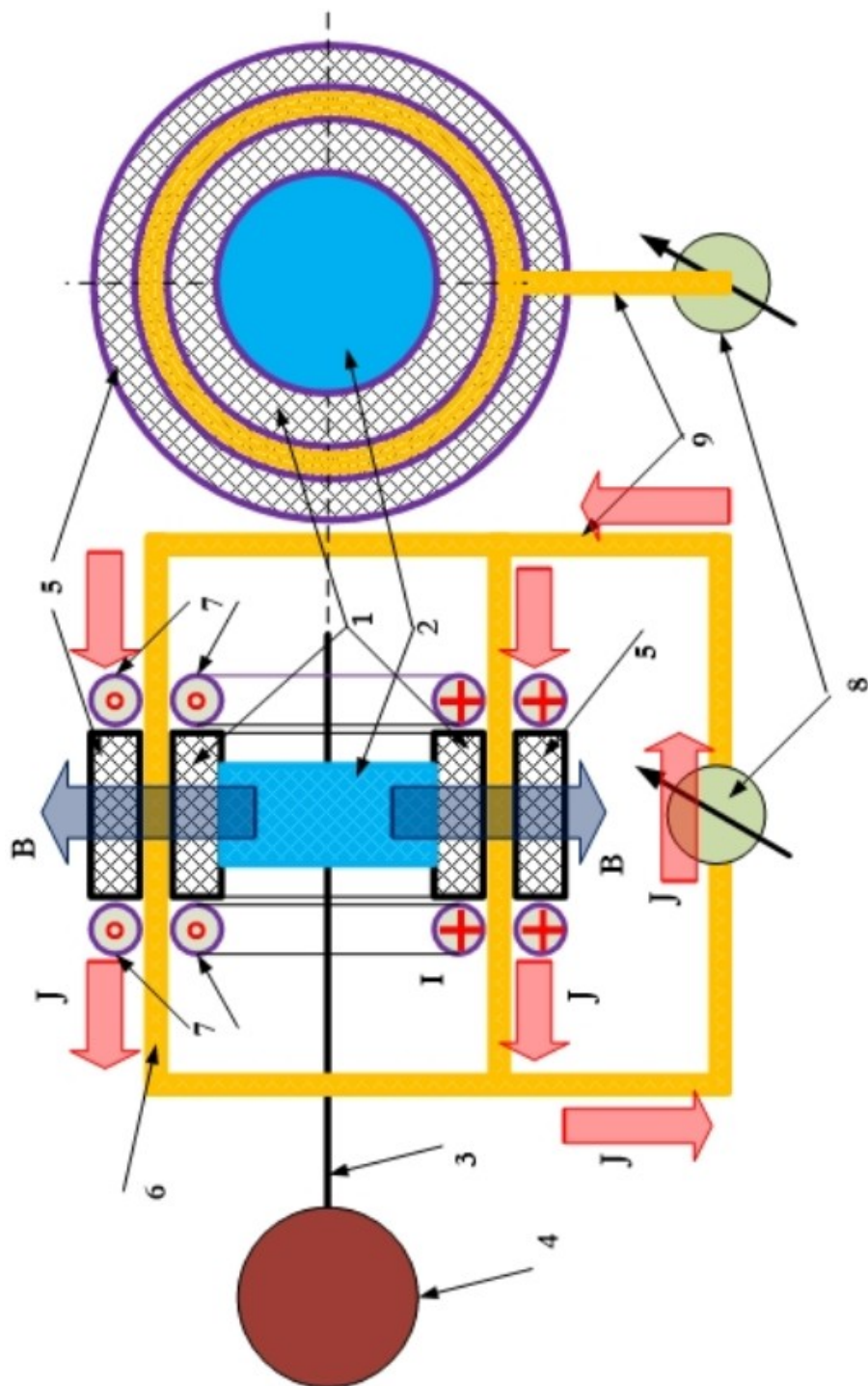


Рис. 1.

Глава 18. Силы Лоренца, Ампера и Хмельника

Оглавление

1. Вступление \ 1
2. Конфигурация поля \ 1
3. Сила Лоренца \ 4
4. Сила Ампера \ 6
5. Сила Хмельника \ 7

1. Вступление

Известно, что сила Ампера противоречит третьему закону Ньютона, но не противоречит более общему закону сохранения импульса, поскольку электромагнитное поле обладает импульсом. Важно отметить, что статическое электромагнитное поле также может обладать импульсом, и поэтому сила Ампера не противоречит закону сохранения импульса и в том случае, когда она возникает при взаимодействии постоянного тока с постоянным магнитным полем. Из этого следует, что сила Ампера должна уравниваться потоком импульса электромагнитного поля. Однако, насколько известно автору, нет количественного сопоставления силы Ампера с потоком импульса электромагнитного поля. Именно это сопоставление и рассматривается ниже - см. также [25] При этом определяются некоторые параметры и с их учетом показывается, что силы Лоренца и Ампера можно рассматривать как следствия существования потока импульса электромагнитного поля и закона сохранения импульса.

2. Конфигурация поля

Обозначим для электромагнитного поля:

- 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 (скаляр), $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$,
- f - плотность потока импульса (вектор), $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$
- V - объем электромагнитного поля (скаляр), м^3 ,

На рис. 1 показаны проводник длиной L с током I , находящийся в магнитном поле с индукцией B и движущийся со скоростью v под действием силы Ампера F . Векторы напряженности E электрического поля, создающего ток, и индукции B взаимно перпендикулярны. Поэтому возникает поток электромагнитной энергии с плотностью S , показанный на рис. 1 окружностями. Можно представить его в виде двух сфер, объединяющихся в теле проводника и пронизывающего проводник в вертикальном направлении. Этот поток эквивалентен потоку импульса электромагнитного поля f .

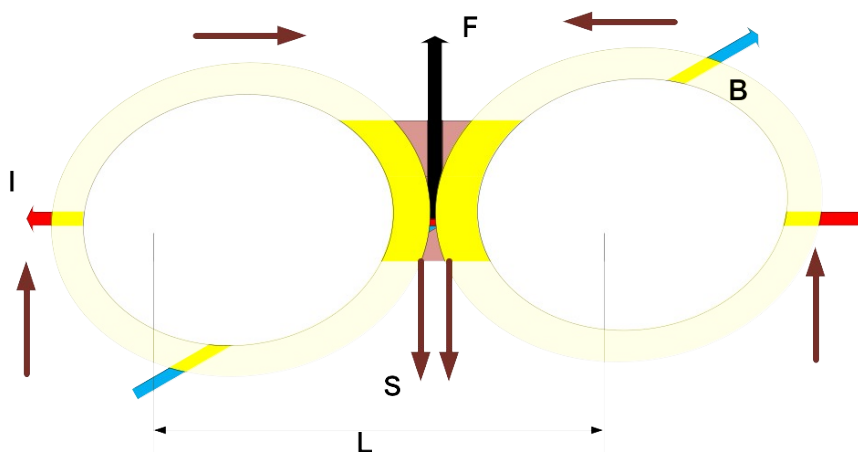


Рис. 1.

На рис. 1а для наглядности показано несколько линий тока, индукции и потока. "Лес" коричневых линий потока начинается в точках пересечения линий тока и линий индукции, что показано кружочками. Линии потока пронизывают тело, проходят вне тела и замыкаются так, как показано на рисунке горизонтальными стрелками. На рис. 1 эти замыкающиеся линии показаны окружностями.

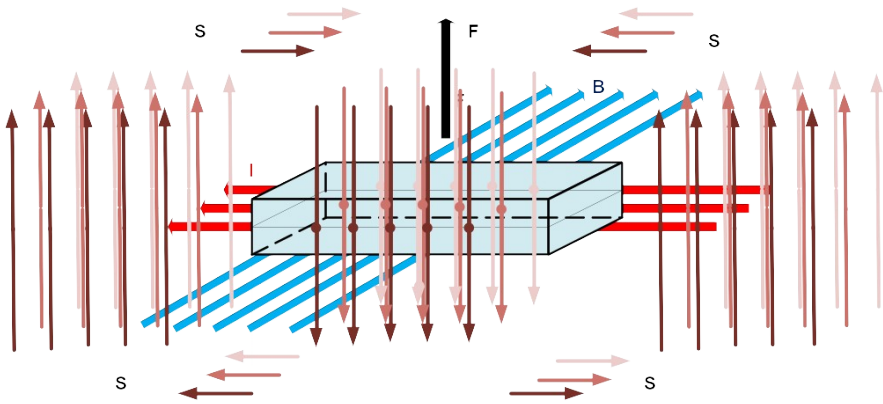


Рис. 1а.

Известно [21, 63], что

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

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

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

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

Интеграл от плотности по объему будем обозначать как

$$A_V = \int_V A \cdot dV \quad (4a)$$

Поток энергии может существовать и в статическом электромагнитном поле [13]. Следовательно, поток импульса существует и в статическом электромагнитном поле, создаваемом постоянным током и постоянным магнитным полем.

Закон сохранения импульса для устройства, взаимодействующего с электромагнитным полем, можно записать в следующем виде [13]:

$$\frac{-\partial}{\partial t}(J) = \frac{\partial}{\partial t}(pV) + fb, \quad (5)$$

где

J – механический импульс устройства,

V – объем устройства; объем, в котором импульс электромагнитного поля взаимодействует с устройством, т.е. с зарядами и токами в этом объеме,

b – площадь сечения тела, вдоль которого распространяется поток энергии и импульса.

Уравнение (5) означает, что суммарный поток импульса во всем объеме поля равен нулю.

Известно, что сила, действующая на устройство,

$$F = -\frac{\partial}{\partial t}(J) \quad (6)$$

Следовательно,

$$F = \frac{\partial}{\partial t}(pV) + fb, \quad (7)$$

Объединяя (7) и (3, 4), получаем:

$$F = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{SV}{c^2}\right) + \frac{Sb}{c}, \quad (8)$$

Таким образом, если устройство находится в потоке электромагнитной энергии, то на него действует сила (8), зависящая только от потока электромагнитной энергии. Эта сила существует и при постоянном потоке, и тогда

$$F = \frac{Sb}{c}, \quad (9)$$

В том случае, если поток электромагнитной энергии распространяется в веществе с относительными диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, в формулы (8, 9) вместо скорости света c в вакууме необходимо подставить скорости света в веществе

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (10)$$

Рассмотрим случай (показанный на рис. 1), когда векторы электрической E и магнитной H напряженностей перпендикулярны. Тогда

$$S = EH \quad (11)$$

Пусть еще поле в устройстве является равномерным и сосредоточено в объеме V . Тогда из (8, 10, 11) получаем:

$$F = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{EHV\epsilon\mu}{c^2}\right) + \frac{EHb\sqrt{\epsilon\mu}}{c}, \quad (12)$$

Если, кроме того, поле является постоянным, то

$$F = \frac{EHb\sqrt{\epsilon\mu}}{c}, \quad (13)$$

или

$$F = \frac{Sb\sqrt{\epsilon\mu}}{c}. \quad (13a)$$

3. Сила Лоренца

Рассмотрим магнитную силу Лоренца, действующую на тело с зарядом q , движущееся со скоростью v перпендикулярно вектору магнитной индукции B :

$$F_L = qvB. \quad (14)$$

Мы будем пренебрегать индукцией собственного магнитного поля движущегося заряда (по сравнению с индукцией внешнего магнитного поля) и собственным импульсом движущегося заряда. Тогда надо принять, что сила (14) вызвана потоком импульса электромагнитного поля, пронизывающего тело заряда. При этом из (13, 14) получаем:

$$qvB = \frac{E H b \sqrt{\epsilon \mu}}{c}, \quad (16)$$

или, при $B = \mu_o \mu H$,

$$qvc = \frac{E b \sqrt{\epsilon / \mu}}{\mu_o}, \quad (17)$$

Следовательно, внутри тела должна существовать напряженность электрического поля, направленная вдоль скорости, и равная

$$E = \frac{qvc \mu_o}{b \sqrt{\epsilon / \mu}}. \quad (18)$$

Заметим, что

$$c \mu_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \approx 377 \quad (19)$$

При этом

$$E = \frac{qvc \mu_o}{b} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \approx 377 \frac{qv}{b} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}. \quad (20)$$

Следовательно, внутри заряженного тела, движущегося в магнитном поле и находящегося под действием силы Лоренца, существует напряженность электрического поля, пропорциональная скорости движения.

Пример с электроном

У него заряд $q_o = 1.6 \cdot 10^{-19}$, классический радиус $r_o = 2.8 \cdot 10^{-15}$, площадь центрального сечения электрона $b_o = \pi r_o^2 = 25 \cdot 10^{-30}$. При этом $E_o \sqrt{\epsilon / \mu} = 25 \cdot 10^{21} v$. Можно также сказать, что на диаметре электрона вдоль направления скорости существует

разность потенциалов – напряжение $U_o = 2E_o r_o = 5 \cdot 10^{22} v \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$.

Рассматривая рассуждения Фейнмана [13] о внутренних силах электрона, удерживающих заряды электрона на поверхности сферы, можно заметить, что это напряжение является той силой, которая "подтягивает" отстающие заряды к своему месту на сфере тогда, когда он движется под действием силы Лоренца.

Таким образом, силу Лоренца можно рассматривать как следствие существования импульса электромагнитного поля и закона сохранения импульса. Но при этом придется еще предположить, что внутри движущегося заряженного тела существует напряженность электрического поля вида (20), пропорциональная скорости движения.

Итак, заряженное тело, двигающееся с некоторой скоростью в магнитном поле, оказывается в электромагнитном поле с

- потоком электромагнитной энергии,
- импульсом электромагнитного поля и
- потоком импульса электромагнитного поля.

Из закона сохранения импульса следует, что производная по времени от механического импульса этого тела (т.е. действующая на тело **сила**) зависит от

- 1) производной по времени от импульса электромагнитного поля и
- 2) потока импульса электромагнитного поля.

Эта сила и является силой Лоренца.

4. Сила Ампера

Рассмотрим силу Ампера, действующую на проводник с током I ,двигающийся со скоростью v перпендикулярно вектору магнитной индукции B :

$$F_A = IBL \quad (21)$$

Если эта сила вызвана потоком импульса электромагнитного поля, пронизывающего проводник, то из (13, 21) получаем:

$$IBL = \frac{E H b \sqrt{\epsilon \mu}}{c} \quad (23)$$

или, при $B = \mu_o \mu H$,

$$I H L \mu_o \mu = \frac{E H b \sqrt{\epsilon \mu}}{c} \quad (24)$$

Следовательно, напряженность электрического поля в этом случае

$$E = \frac{IL\mu_0 c}{b\sqrt{\epsilon/\mu}}. \quad (25)$$

Качественно эту силу можно объяснить тем, что свободные электроны "отстают" от тела и скапливаются в "хвосте" ускоряющегося тела – такое явление рассмотрено Фейнманом для ускоряющегося электрона [13]. Электрическое сопротивление материала тормозит равномерное распределение зарядов. На это расходуется дополнительная энергия. Следовательно, движение заряженного тела с постоянной скоростью происходит с затратой энергии на тепловые потери. При этом обеспечивается постоянство энергии электрического поля внутри заряженного тела.

Если удельное сопротивление проводника равно ρ и плотность тока равна j , то

$$j = I/b \quad (26)$$

и

$$E = j\rho \quad (27)$$

Тогда из (25-27) получаем:

$$\rho = L\mu_0 c \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad (28)$$

или

$$c = \frac{\rho}{L\mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}. \quad (29)$$

Следовательно, скорость распространения электромагнитной энергии в проводе, находящемся под действием силы Ампера, меньше скорости света и определяется по (29).

Из вышесказанного следует, что силу Ампера можно рассматривать как следствие существования потока импульса электромагнитного поля и закона сохранения импульса.

5. Сила Хмельника

На основе формулы (12) можно утверждать, что существует еще одна сила, которую для краткости назовем силой Хмельника (если, конечно, никто еще не рассматривал эту силу) [18]. В частности, она может быть силой Лоренца или силой Ампера. Но в других случаях она не эквивалентна этим силам. В главе 13 рассмотрены эксперименты Тамма, Грэхема и Лахоза, Иванова Г.П., которые могут быть объяснены существованием этой силы. Эти эксперименты выполнялись в стационарных полях, но при переменной напряженности **Е**. В [18]

рассматривается мысленный эксперимент, работающей в статических полях согласно формуле (13). Рассмотрим его.

На рис. 1 изображено тело, находящееся внутри соленоида с **постоянным** током I . Тело имеет обкладки-электроды, находящиеся под **постоянным** напряжением U . При этом в теле создается стационарное электромагнитное поле с электрической E и магнитной H напряженностями. Возникает поток электромагнитной энергии с плотностью (11), показанный на рисунке окружностями. Можно представить его в виде двух сфер, объединяющихся в теле и пронизывающих его в вертикальном направлении. Этот поток создает силу (13), действующую на тело.

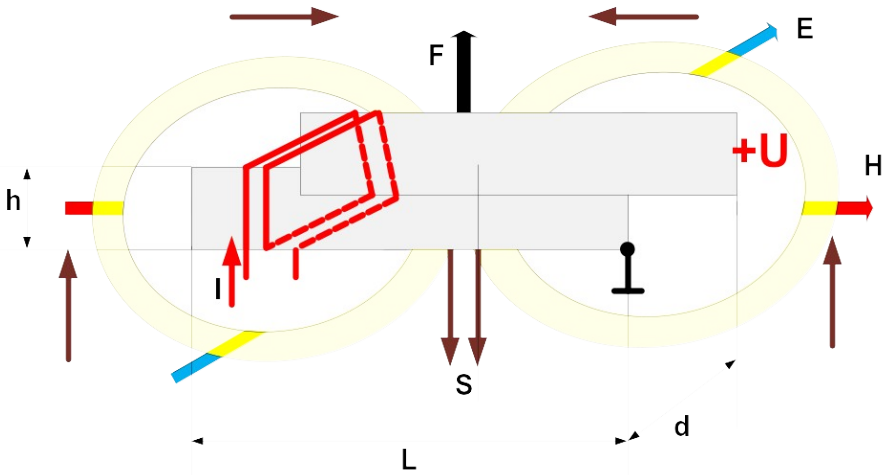


Рис. 1.

Рассмотрим подробнее расчет силы (13), используя для этого обозначения размеров тела, показанные на рис. 1: L, d, h . Пусть тело выполнено из магнетодиэлектрика с магнитной проницаемостью $\mu=400$, диэлектрической проницаемостью $\epsilon=10$, индукцией насыщения $B=0.5$. Магнитная напряженность при максимальной индукции $H=B/(\mu \cdot \mu_0)=0.5/(400 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}) \approx 1000$. Пусть еще $U=30000, h=0.2, d=0.5$. Тогда $b=h d=0.1, E=\frac{U}{d}=15000$. Тогда по (13) находим:

$$F = \frac{E H b \sqrt{\epsilon \mu}}{c} = 15000 \cdot 1000 \cdot 0.1 \cdot \frac{\sqrt{10 \cdot 400}}{c} \approx \frac{10^8}{c} \approx 0.3.$$

Таким образом, **устройство обещает быть реализуемым**. Автор приглашает экспериментаторов проверить появление силы Хмельника и дополнить ее название своим именем.

Глава 97. Решение уравнений Максвелла для вакуума в цилиндрических координатах

Оглавление

1. Введение \ 1
2. Первый метод решения / 3
 - 2.1. Формулировка задачи / 3
 - 2.2. Решение при существовании продольных напряженностей / 3
 - 2.3. Приложение 2 к разделу 2.2 / 7
 - 2.4. Приложение 3 к разделу 2.2 / 8
 - 2.5. Решение при отсутствии продольных напряженностей, как следствие раздела 2 / 10
 - 2.6. Прямое решение при отсутствии продольных напряженностей / 10
 - 2.7. Анализ решений, полученных первым методом / 13
 - 2.8. Решение при существовании продольных напряженностей и при $r > 0$ / 14

1. Введение

В этой главе рассматриваются сугубо математические методы решения обозначенной задачи. Из других глав имеются ссылки на отдельные разделы и подраздела этой главы. Так сделано потому, что один и тот же метод используется в различных случаях, например, при распространении волны в вакууме или при передаче энергии через конденсатор.

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для вакуума, которая имеет вид

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

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

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

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

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

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_r}{dt} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_\phi}{dt} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{E_\phi}{r} + \frac{\partial E_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} + \frac{\mu}{c} \frac{d H_z}{dt} = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_r}{dt} = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_\phi}{dt} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{H_\phi}{r} + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{d E_z}{dt} = 0, \quad (8)$$

где E_r, E_ϕ, E_z — электрические напряженности, H_r, H_ϕ, H_z — магнитные напряженности. Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$\cos(\alpha\phi + \chi z + \omega t) \dot{}, \quad (9)$$

$$s_i = \sin(\iota \alpha \phi + \chi z + \omega t) \iota, \quad (10)$$

где α, χ, ω – некоторые константы.

2. Первый метод решения

2.1. Формулировка задачи

Рассмотрим уравнения (1.1-1.10). Представим неизвестные функции в следующем виде:

$$H_r = h_r(r) \cos, \quad (11)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r) \sin, \quad (12)$$

$$H_z = h_z(r) \sin, \quad (13)$$

$$E_r = e_r(r) \sin, \quad (14)$$

$$E_\varphi = e_\varphi(r) \cos, \quad (15)$$

$$E_z = e_z(r) \cos, \quad (16)$$

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

2.2. Решение при существовании продольных напряженностей

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 следующий вид:

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

$$\frac{-1}{r} \cdot e_z(r) \alpha + e_\varphi(r) \chi - \frac{\mu\omega}{c} h_r(r) = 0, \quad (18)$$

$$e_r(r) \chi - e'_z(r) + \frac{\mu\omega}{c} h_\varphi(r) = 0, \quad (19)$$

$$\frac{e_\varphi(r)}{r} + e'_\varphi(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha + \frac{\mu\omega}{c} h_z(r) = 0, \quad (20)$$

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

$$\frac{1}{r} h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r(r) = 0, \quad (22)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi(r) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z(r) = 0. \quad (24)$$

Предположим, что

$$h_r = k e_r, \quad (25)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (26)$$

$$h_z = -k e_z, \quad (27)$$

где k некоторая константа. Обоснование этого предположения дано в главе 2.

Выполним замену переменных по (25-27) в уравнениях (17-24) и перепишем их:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (28)$$

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_r = 0, \quad (29)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (30)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu\omega}{c} e_z = 0, \quad (31)$$

$$k \frac{e_r}{r} + k \dot{e}_r - k \frac{e_\varphi}{r} \alpha - k \chi e_z = 0, \quad (32)$$

$$-k \frac{e_z}{r} \alpha + k e_\varphi \chi - \frac{\varepsilon\omega}{c} e_r = 0, \quad (33)$$

$$k \dot{e}_z - k e_r \chi + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (34)$$

$$-k \frac{e_\varphi}{r} - k \dot{e}_\varphi + k \frac{e_r}{r} \alpha + \frac{\varepsilon\omega}{c} e_z = 0. \quad (35)$$

Заметим, что уравнения (29) и (33) совпадают при

$$\frac{\varepsilon\omega}{k c} = \frac{\mu\omega k}{c}. \quad (36)$$

Следовательно,

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}. \quad (37)$$

Заметим еще, что уравнения (30) и (34) и уравнения (31) и (35) также совпадают при условии (36). Наконец, уравнения (28) и (32) совпадают. Таким образом, уравнения (32-35) могут быть исключены из системы уравнений. Оставшиеся 4 уравнения (28-31) являются системой дифференциальных уравнений с 3-мя неизвестными e_r, e_φ, e_z . Рассмотрим решение этих уравнений.

В разделе 2.3 приведено решение системы уравнений (28-30). Оно имеет следующий вид:

$$\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} - e_z \left(\chi^2 - (k\mu\omega/c)^2 \right) - \frac{e_z}{r^2} \alpha^2 = 0. \quad (38)$$

В разделе 2.4 приведено решение системы уравнений (29-31). Оно имеет тот же вид.

$$\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} \left(\frac{k\mu\omega}{c\chi} \right) - e_z \left(\chi^2 - (k\mu\omega/c)^2 \right) - \frac{e_z}{r^2} \alpha^2 = 0. \quad (39)$$

Оба этих решения (38) и (39) совпадают, если

$$\frac{k\mu\omega}{c\chi} = 1, \quad (40)$$

откуда следует, что

$$\left(\chi^2 - (k\mu\omega/c)^2 \right) = 0, \quad (41)$$

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu\epsilon}. \quad (42)$$

Итак, функция e_z определяется уравнениями (38, 41) или

$$\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} - e_z \frac{\alpha^2}{r^2} = 0. \quad (43)$$

Его решение имеет вид:

$$e_z = A r^{\pm\alpha}, \quad (44)$$

где A – некоторая константа. Складывая (29, 30), с учетом (40) находим:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha - \dot{e}_z + (e_\phi + e_r) \left(\chi - k \frac{\mu\omega}{c} \right) = 0$$

или

$$\dot{e}_z = \frac{-e_z}{r} \alpha. \quad (45)$$

или

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (46)$$

что совпадает с одним из решений (44). Следовательно, принять надо решение (46а). Впрочем, можно было бы обойтись без вычисления (43)! Но оно служит обоснованием появления условия (40).

При известных e_z, \dot{e}_z можно найти e_r, e_ϕ по (29, 30). Вычитая (30) из (29), с учетом (40) находим:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + \dot{e}_z + 2\chi (e_\phi - e_r) \left(\chi + k \frac{\mu\omega}{c} \right) = 0$$

или, с учетом (46)

$$-2 \frac{e_z}{r} \alpha + 2\chi (e_\phi - e_r) = 0, \quad (47)$$

или

$$(e_\varphi - e_r) = \frac{\alpha}{\chi r} e_z. \quad (48)$$

Из (28, 48) находим:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (28)$$

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \left(\frac{\alpha}{\chi r} e_z + e_r \right) \frac{\alpha}{r} - \chi e_z = 0 \quad (49)$$

или

$$\dot{e}_r = \frac{-e_r}{r} (1 - \alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) e_z. \quad (50)$$

Будем искать e_r в виде

$$e_r = M r^{-1-\alpha}. \quad (51)$$

Тогда найдем

$$\dot{e}_r = (-1 - \alpha) M r^{-\alpha-2}. \quad (52)$$

Подставляя (46, 51, 52) в (50), найдем

$$(-1 - \alpha) M r^{-\alpha-2} = -M r^{-\alpha-2} (1 - \alpha) + \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) A r^{-\alpha}$$

или

$$((-1 - \alpha) M + M (1 - \alpha)) r^{-\alpha-2} = \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) A r^{-\alpha}$$

или

$$-2\alpha M r^{-2} = \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) A$$

или

$$M = -r^2 \frac{1}{2\alpha} \left(\frac{\alpha^2}{\chi r^2} + \chi \right) A = \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi} + \frac{\chi}{\alpha} r^2 \right) A \quad (53)$$

Из (51, 54) находим:

$$e_r = \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi} + \frac{\chi}{\alpha} r^2 \right) A r^{-1-\alpha} = \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (54)$$

Из (48, 54) находим:

$$(e_\varphi - e_r) = \frac{\alpha}{\chi r} e_z + e_r = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} - \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (55)$$

Таким образом, решение при известных $\alpha, \omega, \mu, \varepsilon$ имеет вид:

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu \varepsilon}, \quad (42)$$

$$k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}, \quad (37)$$

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (44)$$

$$e_r = \frac{-1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} + \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (54)$$

$$e_\varphi = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\chi r} - \frac{\chi r}{\alpha} \right) e_z. \quad (55)$$

$$h_r = k e_r, \quad (25)$$

$$h_\varphi = -k e_\varphi, \quad (26)$$

$$h_z = -k e_z. \quad (27)$$

Пример 1.

На рис. 1 показаны графики функций $e_\varphi, e_r, e_z, h_\varphi, h_r, h_z$ при $A=10^{-5}, R=0.2 \text{ cm}, \alpha=0.01, \omega=10^5$ в системе СИ.

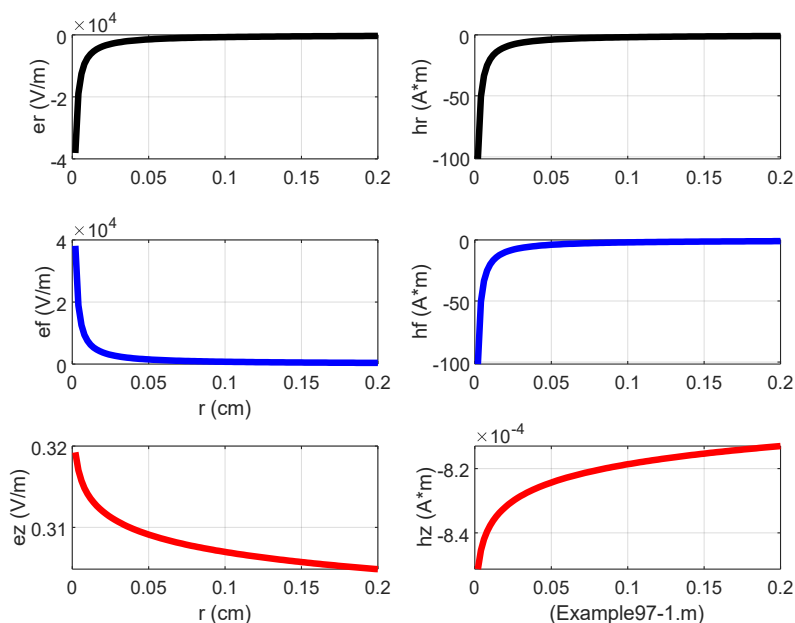


Рис. 1.

2.3. Приложение 2 к разделу 2.2

Рассмотрим решение системы уравнений (2.2.17-2.2.19) из приложения 1:

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

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

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_\varphi = 0. \quad (3)$$

Решение будем рассматривать подробно для того, чтобы читатель без труда мог его проверить. Из (3) находим:

$$e_\varphi = \frac{c}{k\mu\omega} (e_r \chi - \dot{e}_z), \quad (4)$$

Совмещая (1, 4), находим:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{c}{k\mu\omega} \frac{\alpha}{r} (e_r \chi - \dot{e}_z) - \chi e_z = 0,$$

или

$$\frac{e_r}{r} \left(1 - \frac{c \alpha \chi}{k\mu\omega} \right) + \dot{e}_r - \chi e_z + \frac{c}{k\mu\omega} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z = 0, \quad (5)$$

Совмещая (2, 4), находим:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k\mu\omega} (e_r \chi - \dot{e}_z) - \frac{\mu\omega}{c} k e_r = 0,$$

или

$$\frac{-e_z}{r} \alpha - \frac{c \chi}{k\mu\omega} \dot{e}_z + e_r \left(\frac{c \chi^2}{k\mu\omega} - \frac{k \mu\omega}{c} \right) = 0,$$

или

$$e_r = \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k\mu\omega} \dot{e}_z \right) / \left(\frac{c \chi^2}{k\mu\omega} - \frac{k \mu\omega}{c} \right). \quad (6)$$

Из (6) находим:

$$\dot{e}_r = \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k\mu\omega} \ddot{e}_z \right) / \left(\frac{c \chi^2}{k\mu\omega} - \frac{k \mu\omega}{c} \right), \quad (7)$$

Совмещая (5-7), находим:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left(1 - \frac{c \alpha \chi}{k\mu\omega} \right) \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k\mu\omega} \dot{e}_z \right) / \left(\frac{c \chi^2}{k\mu\omega} - \frac{k \mu\omega}{c} \right) + \dot{e}_r \\ & \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k\mu\omega} \ddot{e}_z \right) / \left(\frac{c \chi^2}{k\mu\omega} - \frac{k \mu\omega}{c} \right) - \chi e_z + \frac{c}{k\mu\omega} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z = 0 \end{aligned}$$

или

$$\frac{1}{r} \left(1 - \frac{c \alpha \chi}{k \mu \omega} \right) \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k \mu \omega} \dot{e}_z \right) + \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{c \chi}{k \mu \omega} \ddot{e}_z \right) + i \left(\frac{c}{k \mu \omega} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z - \chi e_z \right) \left(\frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \frac{k \mu \omega}{c} \right) = 0$$

или

$$\frac{c \chi}{k \mu \omega} \ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} \left(\left(1 - \frac{c \alpha \chi}{k \mu \omega} \right) \frac{c \chi}{k \mu \omega} + \alpha + \frac{c \alpha}{k \mu \omega} \left(\frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \frac{k \mu \omega}{c} \right) \right) - i e_z \left(\frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \frac{k \mu \omega}{c} \right) \chi + \frac{e_z}{r^2} \left(\left(1 - \frac{c \alpha \chi}{k \mu \omega} \right) \alpha - \alpha \right) = 0$$

или

$$\frac{c \chi}{k \mu \omega} \ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} \left(\frac{c \chi}{k \mu \omega} - \alpha \left(\frac{c \chi}{k \mu \omega} \right)^2 + \alpha + \left(\frac{c \alpha}{k \mu \omega} \frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \alpha \right) \right) - i e_z \left(\frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \frac{k \mu \omega}{c} \right) \chi - \frac{e_z}{r^2} \frac{c \alpha^2 \chi}{k \mu \omega} = 0$$

или

$$\frac{c \chi}{k \mu \omega} \ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} \frac{c \chi}{k \mu \omega} - e_z \left(\frac{c \chi^2}{k \mu \omega} - \frac{k \mu \omega}{c} \right) \chi - \frac{e_z}{r^2} \frac{c \alpha^2 \chi}{k \mu \omega} = 0$$

или

$$c \chi \ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} c \chi - e_z \left(c \chi^2 - \frac{(k \mu \omega)^2}{c} \right) \chi - \frac{e_z}{r^2} c \alpha^2 \chi = 0$$

или

$$\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} - e_z \left(\chi^2 - (k \mu \omega / c)^2 \right) - \frac{e_z}{r^2} \alpha^2 = 0. \quad (8)$$

2.4. Приложение 3 к разделу 2.2

Рассмотрим решение системы уравнений (2.2.18-2.2.20) из приложения 1:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\phi \chi - \frac{\mu \omega}{c} k e_r = 0, \quad (1)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu \omega}{c} e_\phi = 0, \quad (2)$$

$$\frac{e_\phi}{r} + \dot{e}_\phi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu \omega}{c} e_z = 0. \quad (3)$$

Решение будем рассматривать подробно для того, чтобы читатель без труда мог его проверить. Из (2) находим:

$$e_r = \frac{1}{\chi} \left(\dot{e}_z + \frac{k\mu\omega}{c} e_\varphi \right) \quad (4)$$

Совмещая (3, 4), находим:

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{1}{\chi} \left(\dot{e}_z + \frac{k\mu\omega}{c} e_\varphi \right) \frac{\alpha}{r} - k \frac{\mu\omega}{c} e_z = 0,$$

или

$$\frac{e_\varphi}{r} \left(1 - \frac{k\alpha\mu\omega}{c\chi} \right) + \dot{e}_\varphi - \frac{k\mu\omega}{c} e_z - \frac{1}{\chi} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z = 0. \quad (5)$$

Совмещая (1, 4), находим:

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - \frac{k\mu\omega}{c} \frac{1}{\chi} \left(\dot{e}_z + \frac{k\mu\omega}{c} e_\varphi \right) = 0$$

или

$$\frac{-e_z}{r} \alpha - \frac{k\mu\omega}{c\chi} \dot{e}_z + e_\varphi \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right) = 0$$

или

$$e_\varphi = \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \dot{e}_z \right) / \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right). \quad (6)$$

Из (6) находим:

$$\dot{e}_\varphi = \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \ddot{e}_z \right) / \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right). \quad (7)$$

Совмещая (5-7), находим:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left(1 - \frac{k\alpha\mu\omega}{c\chi} \right) \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \dot{e}_z \right) / \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right) + \dot{e}_\varphi \\ & \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \ddot{e}_z \right) / \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right) - \dot{e}_\varphi \\ & \frac{k\mu\omega}{c} e_z - \frac{1}{\chi} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z = 0 \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left(1 - \frac{k\alpha\mu\omega}{c\chi} \right) \left(\frac{e_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \dot{e}_z \right) + \left(\frac{-e_z}{r^2} \alpha + \frac{\dot{e}_z}{r} \alpha + \frac{k\mu\omega}{c\chi} \ddot{e}_z \right) - \dot{e}_\varphi \\ & - \left(\frac{k\mu\omega}{c} e_z + \frac{1}{\chi} \frac{\alpha}{r} \dot{e}_z \right) \left(\chi - \frac{1}{\chi} \left(\frac{k\mu\omega}{c} \right)^2 \right) = 0 \end{aligned}$$

или

$$\frac{k\mu\omega}{c\chi}\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r}\left(\left(1 - \frac{k\alpha\mu\omega}{c\chi}\right)\frac{k\mu\omega}{c\chi} + \alpha - \frac{\alpha}{\chi}\left(\chi - \frac{1}{\chi}\left(\frac{k\mu\omega}{c}\right)^2\right)\right) - \dot{e}_z$$

$$\left(\frac{k\mu\omega}{c}e_z\right)\left(\chi - \frac{1}{\chi}\left(\frac{k\mu\omega}{c}\right)^2\right) + \frac{e_z}{r^2}\left(\left(1 - \frac{k\alpha\mu\omega}{c\chi}\right)\alpha - \alpha\right) = 0$$

или

$$\frac{k\mu\omega}{c\chi}\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r}\left(\frac{k\mu\omega}{c\chi} - \alpha\left(\frac{k\mu\omega}{c\chi}\right)^2 + \frac{\alpha}{\chi^2}\left(\frac{k\mu\omega}{c}\right)^2\right) - \dot{e}_z$$

$$e_z\left(\chi\frac{k\mu\omega}{c} - \frac{1}{\chi}\left(\frac{k\mu\omega}{c}\right)^3\right) - \frac{e_z}{r^2}\frac{k\alpha^2\mu\omega}{c\chi} = 0$$

или

$$\ddot{e}_z + \frac{\dot{e}_z}{r} - e_z\left(\chi^2 - (k\mu\omega/c)^2\right) - \frac{e_z}{r^2}\alpha^2 = 0. \quad (8)$$

2.5. Решение при отсутствии продольных напряженностей как следствие раздела 2

Для этого достаточно в полученных формулах предположить

$$e_z = 0. \quad (1)$$

Тогда из (2.2.50) найдем:

$$\dot{e}_r + \frac{e_r}{r}(1 - \alpha) = 0 \quad (2)$$

или

$$e_r = A r^{-(1-\alpha)}, \quad (3)$$

где A – некоторая константа. Тогда из (2.2.48) найдем:

$$e_\varphi = e_r. \quad (4)$$

2.6. Прямое решение при отсутствии продольных напряженностей.

Здесь мы будем решать систему уравнений Максвелла при

$$H_z = 0, \quad (1)$$

$$E_z = 0. \quad (2)$$

В разделе 2.2 показано, что решение системы уравнений Максвелла сводится к решению уравнений (2.2.17-2.2.24). Из (1, 2) следует, что в этих уравнениях должны выполняться условия

$$h_z = 0, \quad (3)$$

$$e_z = 0. \quad (4)$$

Вначале мы покажем, что условия (3, 4) выполняются одновременно – если выполняется одно из них, то выполняется и другое.

Предположим, что выполняется условие (4). Тогда уравнение (2.2.17) принимает вид:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\phi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (5)$$

Подставим функции $e_r(r)$ и $e_\phi(r)$ из (2.2.22, 2.2.23) в (2.2.17). Тогда получим:

$$\left(\frac{\infty}{r} h_z(r) - h_\phi(r) \chi \right) \frac{1}{r} + \left(\frac{\infty}{r} h'_z(r) - h'_\phi(r) \chi \right) - (h_r(r) \chi + h'_z(r)) \frac{\alpha}{r} = 0,$$

или

$$\frac{\alpha}{r^2} \cdot h_z(r) - \frac{1}{r} \cdot h_\phi(r) \chi - h'_\phi(r) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0 \quad (6)$$

Найдем $h'_\phi(r)$ из (2.2.24) при условии (4) и подставим в (6). Тогда получим:

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

или $\frac{-1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha = 0$ или $h_z(r) = 0$. Отсюда следует

Лемма 1. При $e_z(r) = 0$ система уравнений (2.2.17-2.2.24) совместима только в том случае, когда $h_z(r) = 0$.

Аналогично доказывается

Лемма 2. При $h_z(r) = 0$ система уравнений (2.2.17-2.2.24) совместима только в том случае, когда $e_z(r) = 0$.

Из леммы 1 и леммы 2 следует

Лемма 3. Система уравнений (2.2.17-2.2.24) совместима только при в том случае, когда $h_z(r) = 0$, $e_z(r) = 0$.

При выполнении леммы 3 исходная система уравнений (2.2.17-2.2.28) принимает вид следующих уравнений:

$$\frac{e_r(r)}{r} + e'_r(r) - \frac{e_\phi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (7)$$

$$e_\phi(r) \chi - \frac{\mu \omega}{c} h_r = 0, \quad (8)$$

$$e_r(r) \chi + \frac{\mu \omega}{c} h_\phi = 0, \quad (9)$$

$$\frac{e_\phi(r)}{r} + e_\phi'(r) - \frac{e_r(r)}{r} \cdot \alpha = 0, \quad (10)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h_r'(r) + \frac{h_\phi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (11)$$

$$-h_\phi(r) \chi - \frac{\varepsilon \omega}{c} e_r(r) = 0, \quad (12)$$

$$-h_r(r) \chi + \frac{\varepsilon \omega}{c} e_\phi(r) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{h_\phi(r)}{r} + h_\phi'(r) + \frac{h_r(r)}{r} \alpha = 0. \quad (14)$$

Умножим уравнения (8, 12). Тогда получим:

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

или

$$\chi = \pm \omega \sqrt{\mu \varepsilon} / c. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (9, 13), получаем:

$$h_\phi(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r). \quad (16)$$

Таким образом, при условии (15) уравнения (9, 13) эквивалентны одному уравнению (16). Аналогичное соотношение следует из (8, 13):

$$h_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\phi(r). \quad (17)$$

Итак, система уравнений (7-14) эквивалентна системе уравнений (7, 10, 11, 16, 17). Нам осталось решить уравнения (7, 10). Предварительно рассмотрим уравнение вида

$$\frac{ay}{x} + y' = 0, \quad (18)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$y = x^{-a} \text{ или } y = 0. \quad (19)$$

Сложим уравнения (7) и (10):

$$(e_r + e_\phi)' + \frac{(e_r + e_\phi)}{r} (1 - \alpha) = 0. \quad (20)$$

Вычтем уравнение (7) из (10):

$$(e_r - e_\phi)' + \frac{(e_r - e_\phi)}{r} (1 + \alpha) = 0. \quad (21)$$

В соответствии с (18, 19) из (20) находим:

$$(e_r + e_\phi) = Ar^{-(1-\alpha)} \text{ или } (e_r + e_\phi) = 0. \quad (22)$$

В соответствии с (18, 19) из (21) находим:

$$(e_r - e_\phi) = Cr^{-(1+\alpha)} \text{ или } (e_r - e_\phi) = 0. \quad (23)$$

Складывая и вычитая уравнения (22) из (23), найдем 4 решения:

$$e_r = e_\phi = \frac{A}{2} r^{-(1-\alpha)}, \quad (24)$$

$$e_r = -e_\phi = \frac{C}{2} r^{-(1+\alpha)}, \quad (25)$$

$$\begin{cases} e_r(r) = \frac{1}{2} (Ar^{-(1-\alpha)} + Cr^{-(1+\alpha)}) \\ e_\phi(r) = \frac{1}{2} (Ar^{-(1-\alpha)} - Cr^{-(1+\alpha)}) \end{cases} \quad (26)$$

$$e_r = e_\phi = 0. \quad (27)$$

Другие переменные в системе уравнений (2.2.21-2.2.28) определяются по следующим выражениям:

$$h_z(r) = 0, \quad (3)$$

$$e_z(r) = 0, \quad (4)$$

$$\chi = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} / c, \quad (15)$$

$$h_\phi(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_r(r), \quad (16)$$

$$h_r(r) = -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} e_\phi(r). \quad (17)$$

2.7. Анализ решений, полученных первым методом

Эти решения имеют следующий вид:

$$e_r = e_\phi = Ar^\beta, \quad (1)$$

где A - некоторая константа, β - линейная функция от r . У таких функций есть два свойства, неприемлемых по физическим требованиям, а именно

- 1) они принимают бесконечное значение при $r=0$, если показатель степени у r отрицательный;
- 2) они принимают бесконечное значение при $r \rightarrow \infty$, если показатель степени у r положительный.

Поэтому такие решения применимы только в том случае, когда параметр r ограничен:

$$0 < r < \infty. \quad (2)$$

2.8. Решение при существовании продольных напряженностей и при $r > 0$

Рассмотрим уравнения (28-31) из раздела 2.2:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (28)$$

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_r = 0, \quad (29)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - k \frac{\mu\omega}{c} e_\varphi = 0, \quad (30)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - k \frac{\mu\omega}{c} e_z = 0, \quad (31)$$

В разделе 2.2 показано, что

$$\left(\chi = k \frac{\mu\omega}{c} \right) = 0, \quad (40)$$

$$e_z = A r^{-\alpha}, \quad (46a)$$

$$\dot{e}_z = \frac{-e_z}{r} \alpha. \quad (46)$$

При этом уравнения (28-31) принимают вид:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{e_\varphi}{r} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (51)$$

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + e_\varphi \chi - \chi e_r = 0, \quad (52)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - \chi e_\varphi = 0, \quad (53)$$

$$\frac{e_\varphi}{r} + \dot{e}_\varphi - \frac{e_r}{r} \alpha - \chi e_z = 0. \quad (54)$$

Пусть

$$e_\varphi = \frac{b}{r}. \quad (55)$$

Подставляя (55) в (51-54), получаем:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{b}{r^2} \alpha - \chi e_z = 0, \quad (56)$$

$$\frac{-e_z}{r} \alpha + \frac{b}{r} \chi - \chi e_r = 0, \quad (57)$$

$$-\dot{e}_z + e_r \chi - \chi \frac{b}{r} = 0, \quad (58)$$

$$\frac{-e_r}{r}\alpha - \chi e_z = 0. \quad (59)$$

Складывая (56, 59), находим:

$$\frac{e_r}{r} + \dot{e}_r - \frac{b}{r^2}\alpha + \frac{e_r}{r}\alpha = 0, \quad (60)$$

Уравнения (57, 58) совпадают при условии (46).

Предположим, что

$$e_r = mr^{-1}. \quad (61)$$

Подставляя (61) в (60) находим:

$$\frac{m}{r^2}(1+\alpha) - \frac{m}{r^2} - \frac{b}{r^2}\alpha = 0 \quad (62)$$

или

$$\frac{m}{r^2}\alpha - \frac{b}{r^2}\alpha = 0 \quad (63)$$

или

$$m = b. \quad (64)$$

Из (61, 64, 55) находим:

$$e_\varphi = e_r = \frac{b}{r}. \quad (65)$$

Подставим (65) в (57) или (58) и найдем, что $e_z = 0$. Следовательно, уравнение (65) является решением системы уравнений (28-31) только при $e_z = 0$. Это означает, что уравнение (55), справедливое для постоянного тока, не может выполняться для переменного тока.

Литература

Примечание: **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, DNA-35.105, 2016, <https://zenodo.org/record/3937578>
6. Хмельник С.И. Математическая модель электрического торнадо, DNA-33.129, 2015, <https://zenodo.org/record/3574960>
7. Хмельник С.И. Вторая структура постоянного тока, DNA-35.92, 2016, <https://zenodo.org/record/3937569>
8. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с переменным током, 2015, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/ViXraParamTokovPerem.pdf>
9. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с постоянным током, DNA-32.218, <https://zenodo.org/record/3574684>
10. Хмельник С.И. Структура постоянного тока, DNA-33.110, <https://zenodo.org/record/3574960>
11. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, DNA-33.121, <https://zenodo.org/record/3574960>
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, 2015-10-26, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Milroy.pdf>.
 15. Хмельник С.И. Электромагнитная волна в проводе переменного тока, 2016-03-02, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/VolnaPeremToka2.pdf>
 17. Хмельник С.И. Эксперимент, подтверждающий существование четвертой электромагнитной индукции, DNA-35.120, <https://zenodo.org/record/5877773>; <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Escho4ind.pdf>
 18. Хмельник С.И. Сила Хмельника, DNA-30.160, <https://zenodo.org/record/3574469>
 19. Хмельник С.И. Четвертая электромагнитная индукция, «Доклады независимых авторов», DNA-31.197, <https://zenodo.org/record/3574669>
 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-27.127, <https://zenodo.org/record/1318293>
 25. Хмельник С.И. Силы Лоренца, Ампера и закон сохранения импульса. Количественный анализ и следствия, DNA-30.152, <https://zenodo.org/record/3574469>;
 26. Хмельник С.И. Принцип обратимости в униполярных машинах Фарадея, DNA-30.167, <https://zenodo.org/record/3574469>
 27. Хмельник С.И. Эксперимент для доказательства нарушения третьего закона Ньютона в униполярном двигателе, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/ViXraExpFaradRus3.pdf>
 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-vidе-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,
<https://docplayer.ru/288164-Bezineracionalnye-zaryady.html>
33. M. Lobova, 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, DNA-36.124,
[mhttps://zenodo.org/record/3575097](https://zenodo.org/record/3575097)
38. Leedskalnin's Perpetual Motion Holder,
<http://www.leedskalnin.com/LeedskalninsPerpetualMotionHolder.html>
39. Хмельник С.И. К теории хранителя вечного движения, DNA-23.144, <https://zenodo.org/record/1318589>
40. Закон Кулона, https://ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Кулона
41. Капица П.Л. О природе шаровой молнии. ДАН СССР 1955. Том 1.
42. http://www.wikiznanie.ru/ru-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, пятая редакция. Publisher by "MiC", printed in USA, Lulu Inc., ID 1769875, ISBN 978-0-557-4837-3, 2014, 360 с., <https://doi.org/10.5281/zenodo.3597754>
46. <https://www.youtube.com/watch?v=zQYFMJSKiu8>
47. Реально работающий вечный двигатель на магнитах, часть 2, <http://x-faq.ru/index.php?topic=4144.msg119758;topicseen#msg119758>
48. <http://x-faq.ru/index.php?topic=4144.new#new>, сообщение 1271, 25.10.2016.
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, DNA-36.147, <https://zenodo.org/record/3937557>
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://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Molnia66.pdf>
57. Wen Y. K. Dynamic tornado wind loads on tall buildings / Wen Y. K. // Journ. Of Struct. Div., Proc. ASCE, 1975, STI, 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](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/smerchi_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_poslednix_rezultatov
65. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. Издание второе, переработанное и дополненное. Изд. "Советское радио", Москва, 1971. – 665 с.
66. Заряд конденсатора вилакой Авраменко от нуля, форум
<http://x-faq.ru/index.php?topic=4203.0>
67. R.A. MILROY, Hydrodynamic Gyroscope,
<http://appliedmechanics.asmedigitalcollection.asme.org/article.aspx?articleid=1398258>, а также
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/MilroyFromMilroy.pdf>, а также перевод на русский:
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/MilroyFromMilroyR.pdf>
68. Игорь Белецкий, Двигатель из подшипника,
<https://www.youtube.com/watch?v=dQUkWFwCxrE&list=TLn9vNCag6KRUxMjA2MjAxNg>
69. A strange electric motor, <https://www.youtube.com/watch?v=i7LOF1GZpdo>

70. Timur Khodzhiev. Двигатель Мильроя, ver. 3.2,
<https://www.youtube.com/watch?v=XuLqsdHqoPI>
71. Крутится и никто и ни где не объясняет почему ОНО крутится, <https://www.youtube.com/watch?v=zuGDnWEQE94>
72. Необычный двигатель (часть 2),
<https://www.youtube.com/watch?v=k04Ifn2SVj4>
73. Самовращение или эффект Губера,
<https://www.youtube.com/watch?v=lgaOsnOyMxY>
74. Сильвестров А.Н., Зименков Д.К. О природе момента в двигателе Косырева-Мильроя. Национальный технический университет Украины (НТУУ “КПИ”),
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/Silvestrow.pdf>
75. Кузьмин В.В., д.т.н., проф., Шпатенко В.С. О ПРИРОДЕ ПОЯВЛЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕГО МОМЕНТА В ДВИГАТЕЛЕ КОСЫРЕВА – МИЛЬРОЯ,
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/Kuzmin.pdf>
76. Андрус В.Ф. Объяснение эффекта Губера с позиции нейтронных наук, <http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/Andrus.pdf>
77. Н.Н. Синельников. Об эффект Губера,
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/Sinelnikow.pdf>
78. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводе и двигатель Мильроя, 2015-11-16,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Milroy.pdf>
79. <https://www.youtube.com/watch?v=BM9waVSfc4s>
80. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины ее парадоксальности. – Томск: Твердыня, 2003 – 149 с.
81. Умов Н.А. Уравнения движения энергии в телах. - Одесса: Типография Ульриха и Шульце, 1874. - 56 с.
<http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/Umow.pdf>
82. В.В. Косырев, В.Д. Рабко, Н.И. Вельман. Электрический двигатель. Изобретение СССР, №155216, 1963.
83. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Индуктивность>
84. Хмельник С.И. Объяснение эффекта Губера, DNA-29.176,
<https://zenodo.org/record/3574432>
85. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в

- проводе и двигатель Мильроя, 2015-11-16,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Milroy.pdf>
86. А. Эйхенвальд. Электричество, М.Л. 1933, п. 282,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Eyhenvald.djvu>
87. В.Е. Форттов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков,
О.Ф. Петров./ Пылевая плазма, УФН, 2004, май,
<http://ufn.ru/ru/articles/2004/5/b/>
88. Пылевая_плазма,
https://ru.wikipedia.org/wiki/Пылевая_плазма
89. Эксперимент с плазмой в космосе,
<https://www.youtube.com/watch?v=SI406HKLYkM>
90. V.N. Tsytovich, G.E. Morfill, V.E. Forttov, N.G. Gusein-Zade,
B.A. Klumov and S.V. Vladimirov. From plasma crystals and
helical structures towards inorganic living matter. New
Journal of Physics, Volume 9, August 2007,
<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/9/8/263/meta>
91. Пылевая плазма намекает на молекулу жизни,
<http://www.membrana.ru/particle/693>.
92. <http://akb-darom.ru/vse-o-akb/Вес-аккумулятора.html>
93. <http://www.magntech.ru/aging.htm>
94. Кулигин В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В. Фазовая
скорость, групповая скорость и скорость переноса
энергии, Воронежский университет, депонировано в
ВИНИТИ 24.07.90,
<http://www.efir.com.ua/tmp/velrus.pdf>,
[http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?](http://izdatelstwo.com/clicks/clicks.php?uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/velrus.pdf)
[uri=lib.izdatelstwo.com/Papers2/velrus.pdf](http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/velrus.pdf)
95. G.M. Graham, D.G. Lahoz. Observation of static
electromagnetic angular momentum in vacua, Nature, 285,
154, 1980.
96. А. Стасенко. Зачем быть конденсатору в магнитном поле?
КВАНТ, 1998, №5,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/CondVrasch.pdf>
97. Иванов Г.П. Электродинамическое эфиропорное
(эфирореактивное) движение, <http://www.tts.lt/~nara/>
<http://www.tts.lt/~nara/strogijrus.htm>,
<http://www.tts.lt/~nara/chast1.htm>

98. Грабовский Р.И. Курс физики. Учеб. пособие для с/х ин-тов. Изд. 4-е, перераб. и доп. М., «Высш. школа», 1974. - 552 с., http://books.alnam.ru/book_phis.php, §83. Конденсатор. Энергия электрического поля, http://books.alnam.ru/book_phis.php?id=84
99. Иванов Г.П., Иванов Ю.Г. Способ получения тяги, патент RU-2172865, 1999, <http://www.tts.lt/~nara/patent/patent.html>
100. Electromagnetic Thruster, USA Patent 2014013724, https://en.wikipedia.org/wiki/RF_resonant_cavity_thruster.
101. Electrostatic motor, USA Patent 1974483, http://en.wikipedia.org/wiki/Biefeld%E2%80%93Brown_effect
102. S.I. Khmelnik. A capacitor engine for an aircraft, Israel Patent 200435, 2009.
103. R. Shawyer. Superconducting microwave radiation thruster, PCT/GB2016/050974, 2016, <https://patentscope.wipo.int/search/en/detail.jsf?docId=WO2016162676>
104. NASA Team Claims ‘Impossible’ Space Engine Works —Get the Facts, <http://news.nationalgeographic.com/2016/11/nasa-impossible-emdrive-physics-peer-review-space-science/>
105. China Claims Its Made the Impossible EmDrive Possible, <https://futurism.com/china-claims-its-made-the-impossible-emdrive-possible/>
106. Хмельник С.И. Безопорное движение без нарушения физических законов, DNA-21, 2014, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers/21.45.pdf>
107. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. Под редакцией Ю.В. Пименова, Москва, 2002 г., 536 стр.
108. Ближние и дальние зоны электромагнитные поля, <http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/BIZ.pdf>
109. Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Д.П. Современная теория и практические применения антенн. Под ред. Неганова В.А. Изд. «Радиотехника», Москва, 2009, 720 стр.
110. Щелкунов С. А., Фриис Г.Т. Антенны. Теория и практика - Москва: Советское радио, 1955, 604 с.

111. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2001, 576 стр.
112. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Перевод с английского Г. В. Воскресенского и Л. С. Соловьева. Под редакцией Э. Л. Бурштейна. Изд "Мир" Москва 1965. - 703 с.
113. См. [45].
114. <https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнетосопротивление>,
<https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetoresistance>
115. Хмельник С.И. Решение уравнений Максвелла для конденсатора с переменным напряжением, 2017-10-15
116. Лемешко Андрей. Магнитная батарея,
http://samlib.ru/l/lemeshko_a_w/as.shtml.
- 116а. В.И. Балабай, Ю.В. Иванько, В.В. Шаповаленко. Магнитостатическая индукция. Сборник докладов, 2005, Украина, стр. 29-33.
<https://web.archive.org/web/20171117160352/http://www.prs-rover.narod.ru/biblitek/sbornik2005/sbornik1-79.djvu>.
117. Журнал «Юный техник», 1992, № 08,
<http://zhurnalko.net/=sam/junyj-tehnik/1992-08--num65>
118. А. ИЛЬИН, Ю. ПРОКОПЦЕВ. СДЕЛАЙ ДЛЯ ШКОЛЫ. О том, как Володя Миславский помог Джеймсу К. Максвеллу, журнал «Юный техник», 2004 № 02,
<https://profilib.net/chtenie/32537/zhurnal-yunyy-tekhnik-yunyy-tekhnik-2004-02-lib-13.php>
119. Хмельник С.И., Хмельник М.И. К вопросу об источнике энергии в генераторе Серла. DNA-5.73,
<https://zenodo.org/record/1312559>
120. Зацаринин С.Б. О хитром трансформаторе,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Zazarinin.pdf>
121. Виталий Позынич, Коаксиальный трансформатор,
https://www.youtube.com/watch?time_continue=8&v=hgmU4g4psI
122. Ревякин П.Ю. Передача энергии через диэлектрик, DNA-45.101, <https://zenodo.org/record/2588411>
123. С.А. Семиков. О поверхностной электропроводности. "Природа", № 12, 2004 г.,
http://vivovoco.astronet.ru/VV/JOURNAL/NATURE/12_04/SURFCOND.PDF

124. Хмельник С.И. Энергетические процессы в бестопливных электромагнитных генераторах. Publisher by "MiC", printed in USA, Lulu Inc., ID 10060906, ISBN 978-1-257-08919-2, 2011, 84 с.
125. Ревякин П.Ю. Магнитная батарея. Наблюдения и опыты. DNA-45.109, <https://zenodo.org/record/2588411>
127. Торшин В.В. Спиральные образования в природе и электродинамике, – М.: ЦП ВАСИЗДАСТ, 2008, – с. 251, ISBN 5911900297, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1092-tr.pdf>
128. Л.А. Памятных, В.Е. Иванов, Г.С. Кандаурова. Руководство к лабораторным и практическим занятиям «Магнитооптическая установка для изучения доменных и микромагнитных структур в постоянных и переменных магнитных полях». Уральский государственный университет им. А.М. Горького. Екатеринбург, 2007, http://clar.urfu.ru/bitstream/10995/1321/4/1324749_guide.pdf
129. Д.В. Моисеев, Гипотеза о форме поля окружающего постоянный магнит или торсмагнитное поле. «Диалоги о науке», ISSN 2074-7284, №1, 2014, стр. 44, <https://torsmagnit.jimdo.com/>
130. Хмельник С.И. Левитация вращающихся дисков, DNA-45.136, 2019, <https://zenodo.org/record/3937550>
131. Михаил Лавриненко. Двигатель высокого напряжения,
 а) <https://pandoraopen.ru/2015-10-21/dvigatel-vysokogo-napryazheniya-mixail-lavrinenko-svobodnaya-energiya/>
 б) <https://lenr.su/forum/index.php?threads/bezopornaja-tjaga-v-vakuume-nesimmetrichnye-dvigateli-vysokogo-naprijazhenija.23/>
132. Ф. Качмарек. Введение в физику лазеров. Перевод с польского. Изд. «Мир», Москва, 1981, 540 стр.
133. Игорь Белецкий. Магнитный хранитель снова удивляет, https://www.youtube.com/watch?time_continue=2617&v=J912WdC7Od4
134. Davis's. Manual of Magnetism, Boston, 1842, <https://www.princeton.edu/ssp/joseph-henry-project/daniel-davis-jr/Davis s Manual of Magnetism 1842.pdf>
135. В.И. Белодед. Электродинамика. Москва-Минск, 2011.

136. Призрачные битвы,
http://paranormal-news.ru/news/prizrachnye_bitvy/2013-02-12-6246
137. Владимир Елагин. Миражи великой битвы. «Аргументы и Факты — Курск», 20 февраля 2008,
<http://othereal.ru/mirazhi-velikoj-bitvy/>
138. Масса - электромагнитное поле. Большая энциклопедия нефти и газа, <https://www.ngpedia.ru/id135093p1.html>
139. Богач В.А. Гипотеза о существовании статического электромагнитного поля и его свойствах. Препринт ОИЯИ, P13-96-463, Дубна, 1996,
<http://lib.izdatelstwo.com/Papers2/Bogach.pdf>
140. О. Heaviside, "Electromagnetic theory", London, 1893.
141. Маделунг Э. Математический аппарат физики. Изд. «Наука», М. 1968.
142. Gunner Sendberg. Антигравитация. Эффект Серла.
<http://www.ufolog.nm.ru/artikles/searl.htm>
143. Летающий диск Азанова В.Н. [часть 1],
<http://x-faq.ru/index.php?topic=3158.msg74878#msg74878> (ответ 37), <http://x-faq.ru/index.php?topic=3158.msg71829#msg71829> (ответ 17, время 2.15).
144. Иванов Г.П. Это не FLYWHEEL или первые шаги настоящей физики,
<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/4225.html>, а также <http://www.tts.lt/~nara/chast1.htm>
145. Магнитное динамо. Википедия,
https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное_динамо
146. Магнитное поле звёзд. Википедия,
https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитное_поле_звёзд
147. Иванов Г.П. Обоснование существования эфиропорных сил в классической электродинамике. DNA-15.120, 2010,
<https://zenodo.org/record/3566217>
148. Форум: «В дополнение к теме "ЭПС и Платформа Гребенникова" [часть 2]», ответ #4707: 09.04.2019
149. Эффект движения обмотки в трансформаторе,
<http://zaryad.com/forum/threads/ehffekt-dvizhenija-obmotki-v-transformatore.9172/>, [Ersh](#), 12 Февраль 2017.
150. G.A. Markov. Transformer. Canadian Patent # 2,224,708, 1997-10-23,
<http://www.rexresearch.com/markov/ca2224708.pdf>

151. Gennady MARKOV. Bidirectional Transformer,
<http://www.rexresearch.com/markov/markov.htm>
152. Форум: «**Униполярный генератор Фарадея (часть 4)**»,
Владимир, **ответ #5896**: 24.04.2019, 23:17:24 (см. также
«Experimenteller Bweis, dafs ein efektrodynamischer
Schraubendraht noch kein Magnet ist»,
<https://docslide.net/documents/experimenteller-beweis-dass-ein-elektrodynamischer-schraubendraht-noch-kein.html>)
153. Герасимов С.А. Дурьманов В.А. Магнитное поле
вращающегося незаряженного тела. Международный
журнал прикладных и фундаментальных исследований.
– 2015. – № 11 (часть 5) – С. 614-618, <https://applied-research.ru/ru/article/view?id=7847>
154. Эффект Барнетта. Виртуальный фонд
естественнонаучных и научно-технических эффектов,
<https://web.archive.org/web/20071216020349/http://www.effects.ru/science/87/index.htm>
155. Harold Aspden. Discovery of “VirtualInertia”. New Energy
News, volume2, number 10, February 1995,
<http://newenergytimes.com/v2/archives/fic/N/N199502s.PDF>
156. Р.Г. Сигалов. Новые исследования движущих сил
магнитного поля. Изд. «Наука» Уз. ССР. Ташкент, 1965.
157. Carles Paul. Cool G Experiment, 2018,
https://www.youtube.com/watch?time_continue=1&v=ce3wTfqSwlI
158. Т.Л. Макарова. Магнитные свойства углеродных структур.
Физика и техника полупроводников, 2004, том 38, вып.
6, <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/5546>,
159. Магнитные свойства органических соединений.
Теоретические основы органической химии. Том 2,
1958,
<https://www.chem21.info/info/1368538/>
160. S.I. Khmelnik. Electromagnetic Keeper of Energy and
Information. Canadian Journal of Pure and Applied
Sciences, Vol. 13, No. 2, June 2019, Online ISSN: 1920-
3853; Print ISSN: 1715-9997.
161. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм, Москва,
изд. "Наука", 1970.

162. Опыт со стальным шариком в магнитном поле статора асинхронного двигателя,
<https://www.youtube.com/watch?v= IHjeEBJPvU>
163. Форум сайта "Автоэлектрик для всех"
<http://autodevice.ru/forum/index.php?s=fa784fcc53273c1d2f818b203418a7f8&act=ST&f=22&t=11094>
164. И. Белецкий. Эффект Аспдена,
<https://x-faq.ru/index.php?topic=3389.new;topicseen#new>
165. Савельев И.В., Курс общей физики
166. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М., Теоретическая физика, т. 3.
167. Петракович Г.Н. Ядерные реакции в живой клетке,
<http://www.rusphysics.ru/dissertation/219/>
168. Пирокинез,
<http://nenosfirs.ucoz.ru/load/nepoznannoe/fenomeny/chto-takoe-pirokinez-i-kak-ne-sgo-ret-slovno-spichka/79-1-0-251>
169. Гамма-излучение,
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e036.htm>
170. Хмельник С.И. К вопросу о внутриядерных силах, DNA-27, 2014,
171. Я.А. Альперт. Распространение волн в ионосфере М., Наука, 1985.
172. Р.Т. Файзуллин. Радиоэхо с длительными задержками: новый подход к проблеме. Омский Государственный Университет (материалы конференции "SETI-XXI"),
<http://www.astronet.ru/db/msg/1177361>.
173. Уфологический словарь-справочник,
<http://ufodic.sochka.com/category/sh/page/2/>
174. Свойства черной шаровой молнии,
<https://zen.yandex.ru/media/id/5b64456cbf4da000aaace9e3/svoistva-chnoi-sharovoi-molnii-5bbb55cba5bd5400a990d9cb>
175. OLDER REPORTS. BALL LIGHTNING REPORTS.
Lazarus, talisman275 a yahoo com, Chicago, IL USA - Tuesday, May 09, 2006 at 14:23:57 (PDT)
176. D.J. Shanefield. Organic Additives and Ceramic Processing, Kluwer Academic Publ., Boston.
<https://books.google.co.il/books?hl=en&lr=&id=O-rcBwAAQBAJ&oi=fnd&pg=PP10&dq=Organic+Additives+And+Ceramic+Processing&ots=sGC7eIyO2D&sig=foB1>

- [IV7yquN--](#)
[OfthIvWAdvHpg&redir_esc=y#v=onepage&q=Organic%20Additives%20And%20Ceramic%20Processing&f=false](#)
177. P.R. Leroueil, S. Hong, A. Mecke, J.R. Baker, Jr. B.G. Orr, M.M.B. Holl. Nanoparticle interaction with biological membranes: does nanotechnology present a Janus face? Accounts of chemical, 2007 - ACS Publications, <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/ar600012y>
 178. S.I. Khmelnik. About the Interaction of Nanoparticles. Determinations in Nanomedicine & Nanotechnology, DNN.000518, Volume - 1, Issue - 4, 2020
 179. К.В. ТИТОВ. Эгрегоры и архетипы энергоинформационной цивилизации. Монография, НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ, МОСКВА, 2006
 180. Хмельник С.И. Гравитомagnetизм: природные явления, эксперименты, математические модели, <http://doi.org/10.5281/zenodo.1403663>
 181. Плотность энергии электромагнитного поля, <https://helpiks.org/6-65087.html>;
 182. Энергия и импульс электромагнитного поля, http://fn.bmstu.ru/data-physics/library/physbook/tom4/ch1/texthtml/ch1_2.htm
 183. Джеймс Клерк Максвелл. Трактат об электричестве и магнетизме. Том 2. Москва. «Наука», 1989.
 184. S.I. Khmelnik. Device for converting electromagnetic momentum to mechanical momentum, <https://patentscope.wipo.int/search/ru/detail.jsf?docId=WO2019145942>
 185. https://en.wikipedia.org/wiki/History_of_Maxwell%27s_equations.
 186. Water memory, https://en.m.wikipedia.org/wiki/Water_memory
 187. Алешкевич В.А. Университетский курс общей физики. Оптика. Москва, Физматлит, 2011, 320 с (by Russian)
 188. НОВАКОВСКАЯ Ю.В. СТРОЕНИЕ МОЛЕКУЛ Москва, ХИМИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ (by Russian) <https://teach-in.ru/file/synopsis/pdf/molecular-structure-M.pdf>

189. S.I. Khmelnik. To the rationale for homeopathy. Determinations in Nanomedicine & Nanotechnology, DNN.000501, Volume - 1, Issue - 5, 2020
190. Вода. Новое измерение (2013) Документальный фильм, <https://www.youtube.com/watch?v=u4y1mNHW8is&feature=youtu.be&t=2333>
191. Структурированная вода, [https://ru.wikipedia.org/wiki/Структурированная вода](https://ru.wikipedia.org/wiki/Структурированная_вода)
192. Виктор Луговской, доктор технических наук. Распределенный мозг муравьиной семьи. «Наука и жизнь» №3, 2007, https://elementy.ru/nauchno-populyarnaya_biblioteka/430445/Raspredelennyy_mozg_muravinoy_semi
193. Кажинский Б.Б. Биологическая радиосвязь, <https://www.litmir.me/br/?b=61033&p=1>
194. Станислав ЛЕМ. Солярис.
195. К.В. Титов. Эгрегоры и архетипы энергоинформационной цивилизации. Монография, Научное издание, Москва, 2006
196. Александр Казакевич, “Мыслящей материи не существует!”, <https://cont.ws/post/193785>
197. Хмельник С.И. Обратимость униполярной индукции, DNA-48, 2020, <https://doi.org/10.5281/ZENODO.3707855>
198. Хмельник С.И. Поток энергии и импульс статического электромагнитного поля, DNA-48, 2020, <https://doi.org/10.5281/ZENODO.3707863>
199. Хмельник С.И. Передача информации в биологических системах по водной и воздушной среде, DNA-48, 2020, <https://doi.org/10.5281/ZENODO.3712916>
200. Хмельник С.И. К обоснованию гомеопатии, DNA-48, 2020, <https://doi.org/10.5281/ZENODO.3707863>
201. Khmelnik, S.I. Device for converting electromagnetic momentum to mechanical momentum, PCT/IL2019/050084, <https://patentscope.wipo.int/search/ru/detail.jsf?docId=WO2019145942>, 2019.
202. Richard Fitzpatrick, Professor of Physics, Oscillations and Waves, <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/315/Waves/Waveshtml.html>. Цилиндрические волны,

- <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/315/Waves/node47.html>
203. Цилиндрические линзы: основные характеристики и применение,
https://in-science.ru/library/article_post/cilindricheskie-linzy
 - 204...Профессор М. Дмитриев. Черная молния, <http://n-t.ru/tp/mr/smb3.htm>
 205. А. Булыгин. Исследования асимметрии магнитного поля, НИЯУ МИФИ, Россия, 2018,
https://www.zeuthen.desy.de/students/2018/Summer_students2018/Reports/Bulygin.pdf
 206. Закон Био — Савара — Лапласа,
https://ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Био_—_Савара_—_Лапласа
 207. Fresnel lens, https://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel_lens;
https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Fresnel_lighthouse_lens_diagram.png
 208. А.В. Китаев, А.Н. Войцеховский, С.А. Войцеховский. Исследование магнитного поля двухпроводной линии. Вестник ХНТУ №1 (40), 2011,
<https://cyberleninka.ru/article/n/issledovanie-magnitnogo-polya-dvuhprovodnoy-linii/viewer>
 209. Хмельник С.И. Уравнения Максвелла в квантовой физике, третья редакция. "MiC" - Mathematics in Computer Comp. Printed in USA, Lulu Inc.
<https://doi.org/10.5281/zenodo.5796146>
 210. С.В. Браун, В.А. Быстров, А.П. Козлова. Связь электротехнических и геометрических параметров,
<https://izv.etu.ru/assets/files/izv-etu-8-2016-63-66.pdf>
 211. С.А. Салль, А.П. Смирнов. Проблемы исследования Вселенной, 23, 215–241, (2001).
 212. С.А. Салль. Расчет поля излучения диполя методом непосредственного интегрирования уравнений Максвелла, ГУП ВНИЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, 2004.
 213. M. Hesse, P.A. Cassak. Magnetic Reconnection in the Space Sciences: Past, Present, and Future, 2019,
<https://doi.org/10.1029/2018JA025935>
 214. Элиу Томсон. Новые феномены переменного тока, DNA-54.49, <https://doi.org/10.5281/zenodo.7007818>

215. Дж. А. Флеминг. Эксперименты по электромагнитной индукции профессора Элиу Томсона, DNA-54.73, <https://doi.org/10.5281/zenodo.7007818>
216. Богач Н.В., Никищенко А.Н. Анализ магнитных полей плоских излучателей. Информационные технологии, №3, 2010, <https://cyberleninka.ru/article/n/analiz-magnitnyh-poley-ploskih-izluchateley>