

Исследование электромагнитных процессов в экспериментах Теслы

Б. Сакко¹, А.К. Томилин²,

¹Центр исследований и технологических инноваций
(г. Турин, Италия), b.sacco@rai.it

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
(г. Томск, Российская Федерация), aktomilin@gmail.com

Изучены оригинальные эксперименты Теслы по беспроводной передаче энергии. Воспроизведены опыты К. Мейла, повторяющие установку Теслы в сокращенных масштабах. Проверена гипотеза о существовании электроскалярных (продольных) волн. Поставлены дополнительные эксперименты, в которых исследованы все особенности электромагнитного процесса между двумя сферическими антеннами. В частности обнаружен «трехгорбый» резонанс. Резонансные частоты, рассчитанные на основе обобщенной электродинамической теории, хорошо соотносятся с экспериментальными значениями.

Ключевые слова: трансформатор Теслы, опыты Мейла, электроскалярные волны, обобщенная электродинамика, резонансные частоты.

1. Введение

В начале XX века Н. Тесла произвел эксперименты, в которых проявлялись необычные свойства электромагнитных волн. Результаты экспериментов были опубликованы в современных газетах, а само устройство запатентовано [1]. Однако теоретического объяснения и практического применения результаты этой работы не получили до сих пор.

Спустя сто лет профессор К. Мейл [2] воспроизвел опыты Теслы с использованием миниатюрной лабораторной установки. Он утверждает, что с ее помощью можно обнаружить необычные явления, которые объясняются наличием электроскалярных (продольных) волн:

- реакцию передатчика на наличие приемника;
- передачу электромагнитного сигнала со скоростью, в 1,5 раза превышающую скорость света;
- неэффективность клетки Фарадея при защите от электроскалярных волн;
- возможность беспроводной передачи электрической энергии.

Прошло около десяти лет после публикации результатов экспериментов К. Мейла. Однако, несмотря на это, однозначной научной трактовки они до сих пор не получили. Некоторые авторы, например [3], считают, что наблюдаемые явления можно объяснить на основе свойств обычных поперечных электромагнитных волн. Высказывается мнение, что установка К. Мейла не воспроизводит всех условий эксперимента Теслы.

Существуют ли реально неисследованные компоненты электромагнитной волны? При каких условиях они возникают? Каковы их свойства? Эти важные вопросы остаются открытыми. От ответов на них зависит наша оценка современного состояния электродинамики и

естествознания в целом. В такой ситуации нужен взвешенный и прагматичный подход, позволяющий учесть все достоверные факты и дать им правильную трактовку.

Актуальность постановки и исследования затронутых выше вопросов в настоящее время очевидны. Накопилось много экспериментальных фактов и теоретических соображений, требующих осмысления. Так называемые электроскалярные волны обнаружены в экспериментах С. Monstein и J. P. Wesley [4], Г.В. Николаева [5]. Теоретическое обоснование существования электроскалярных волн содержится в работах Хворостенко Н.П. [6], Томилина А.К. [7-9], Koen J. van Vlaenderen [10], Woodside D.A. [11]. Проблеме экспериментального обнаружения электроскалярных волн посвящена работа G. Bettini [17]. Интересные результаты содержатся также в статье Elmogre G. [18].

Настоящая работа включает экспериментальную и теоретическую части. Воспроизведены эксперименты К. Мейла, поставлены новые эксперименты с целью обнаружения и описания явлений, которые невозможно объяснить на основе современной теории электромагнитного поля. Целью теоретического анализа является оценка полноты современной электродинамики и построение обобщенной теории, охватывающей все известные (в том числе и мало изученные) экспериментальные факты и природные явления.

2. Эксперименты Теслы и Мейла

Установка Теслы [1] (рис. 1), состоит из передатчика и приемника. Основными элементами передатчика являются металлическая сфера, соединенная со спиральной катушкой, включенной во вторичную цепь резонансного трансформатора. Первичная цепь трансформатора подключена к источнику высокой частоты и высокого напряжения. Во вторичной цепи создается высокий электрический потенциал. Приемник устроен аналогично. В качестве нагрузки к нему подключено множество ламп, соединенных параллельно. Заземление в этой структуре играет важную роль.

При помощи такой установки Тесла продемонстрировал то, что немислимо осуществить за счет обычных радиоволн. В Колорадо-Спрингс он построил две башни, одна с передатчиком мощностью 10 кВт , другая с приемником, была расположена на расстоянии 25 миль. Он показал, что энергия в этой системе передается практически без потерь. Принимаемой энергии было достаточно, чтобы обеспечить свечение 200 люминесцентных ламп мощностью в 50 Вт каждая.

К. Мейл [2] повторил эксперимент Теслы в лабораторных условиях на миниатюрной установке: размер "башен" составляет около тридцати сантиметров. Каждая башня имеет в основании плоскую катушку Теслы, состоящую из двух спиральных обмоток. Центр вторичной спиральной катушки соединен с металлической сферой.

APPARATUS FOR TRANSMISSION OF ELECTRICAL ENERGY.

(Application filed Feb. 19, 1900.)

(No Model.)

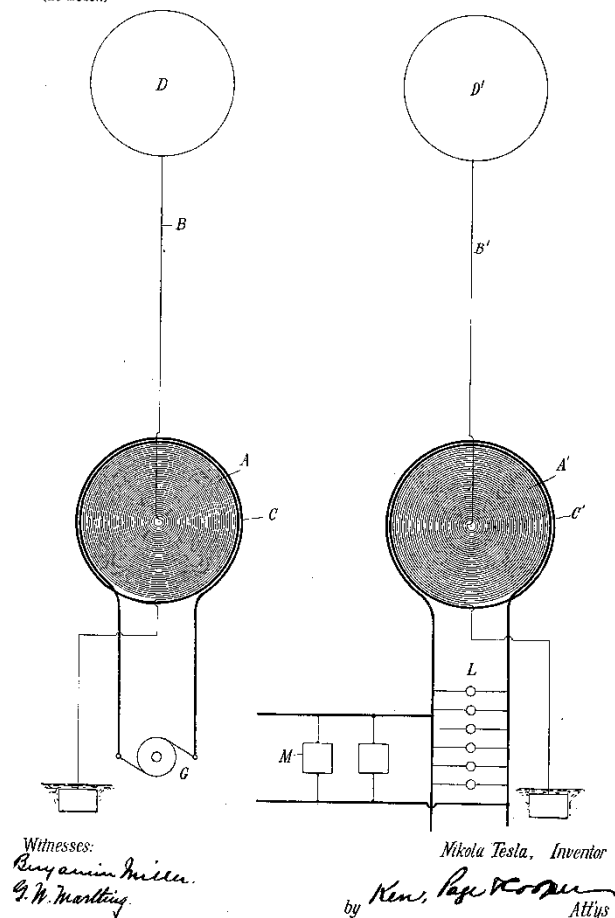


Рис. 1

Из-за относительно небольших размеров оборудования, диапазон частот резонанса имеет порядок в несколько $MГц$, в то время как Тесла работал на частотах гораздо ниже. Входной сигнал подается при напряжении $2B$, в то время как Тесла создавал входной импульс при напряжении $60кВ$.

На рис. 2 изображена схема установки К. Мейла. ВЧ-генератор тока с цифровым индикатором подключен параллельно к первичной обмотке передатчика. Параллельная цепь образована двумя светодиодами. Внутренний конец вторичной катушки, как уже упоминалось, связан с металлическим шаром, наружный подключен к "земле". Для приемника и передатчика используется единый заземляющий контур, выполненный из медного провода.

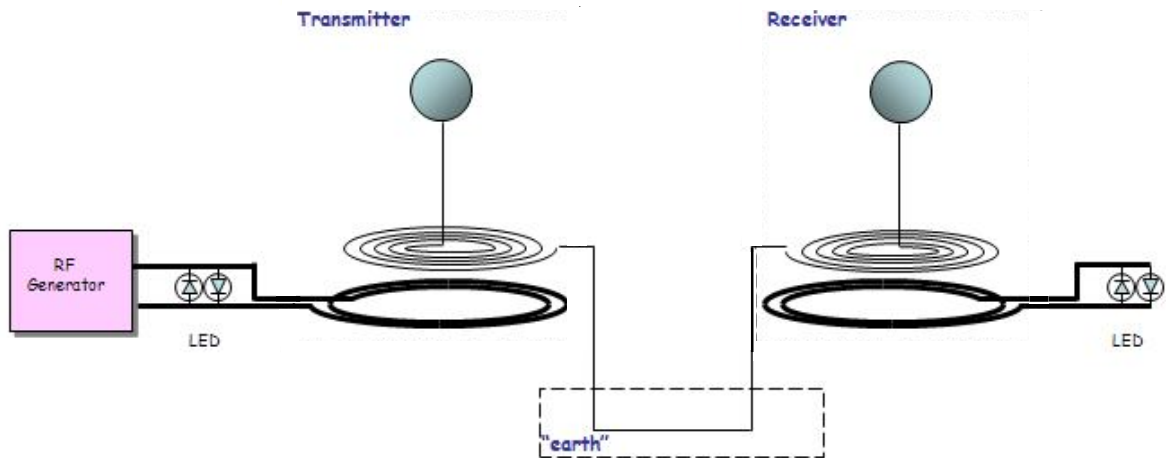


Рис.2

Приемник и передатчик полностью симметричны. В качестве "нагрузки" на выходе приемника использовались два светодиода, такие же, как и в цепи передатчика. Фотография установки К. Мейла представлена на рис. 3.

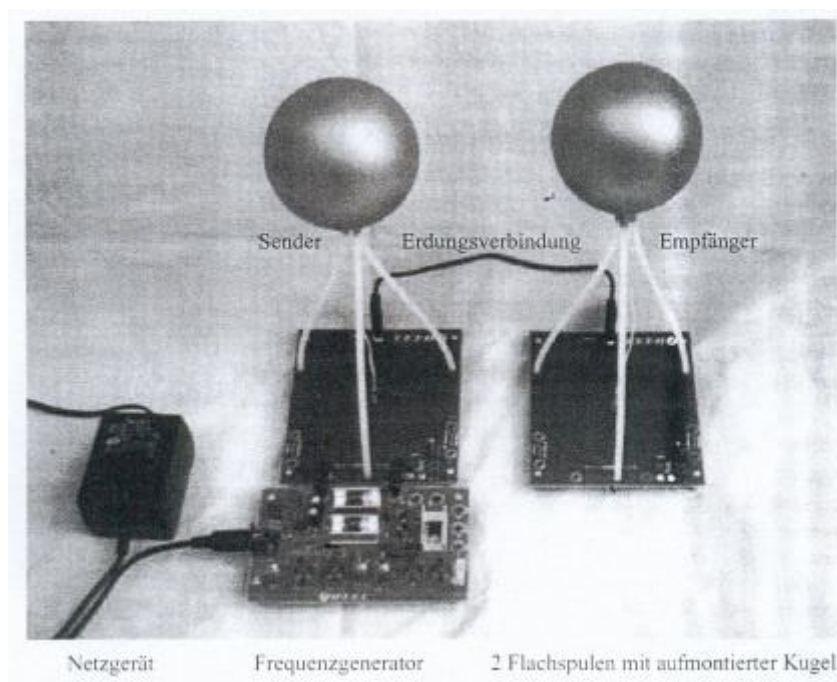


Рис. 3

В своем эксперименте Мейл проделал следующие процедуры:

1. Выходной уровень генератора устанавливается примерно $2V$. Частота генератора регулируется. Резонанс обнаруживаются по яркости светодиодного индикатора на приемнике. Он соответствует частоте $f_{02} = 7MHz$. При этом светодиоды на передатчике имеют минимальное свечение.

2. Затем (при $f_{02} = 7\text{МГц}$) приемник отключается от заземления. При этом светодиоды в приемнике гаснут, а на передатчике загораются ярко. То есть передатчик как бы "чувствует", что приемник получает сигнал. Мейл назвал это "реакцией приемника на передатчик".

3. На частоте $f_{01} = 4,7\text{МГц}$ обнаружен еще один резонансный пик. При этом светодиоды приемника светятся менее ярко, чем на частоте $f_{02} = 7\text{МГц}$. Обратная реакция передатчика на приемник на частоте $f_{01} = 4,7\text{МГц}$ отсутствует.

Профессор К. Мейл интерпретирует описанные выше явления следующим образом.

В первой процедуре, регулировка частоты генератора приводит к:

a) яркому свечению индикатора приемника при определенной частоте.

Интерпретация Мейла: *"В этих условиях происходит передача энергии"*;

b) одновременному угасанию светодиодов передатчика. Интерпретация Мейла: *"Существует обратная реакция передатчика на приемник"*.

Во второй процедуре, светодиоды передатчика снова загораются ярко, как только заземление приемника отключено оператором. Интерпретация Мейла: *"Это доказательство обратной реакции передатчик на приемник"*.

В третьей процедуре, резонанс возникает на более низкой частоте $f_{01} = 4,7\text{МГц}$. При этом:

a) происходит снижение интенсивности излучения светодиодов приемника;

b) сигнал может быть легко экранирован;

c) обратная реакция передатчика на приемник не проявляется.

Интерпретация Мейла: *"Это обычные волны Герца. Скорость электроскалярных волн выше (при резонансе на частоте $f_{02} = 7\text{МГц}$), чем скорость волн Герца (при резонансе на частоте $f_{01} = 4,7\text{МГц}$). То есть скорость электроскалярных волн в 1,5 раза больше скорости света, так как $7/4,7 = 1,5$ ". Из каких соображений получен этот результат Мейл не поясняет.*

3. Повторение экспериментов К. Мейла и их интерпретация

3.1 Основные эксперименты

Эксперимент Мейла воспроизведен в лаборатории Центра исследований и технологических инноваций (г. Турин, Италия). Геометрические размеры установки были несколько иными, что предположительно повлияло только на резонансные частоты. Кроме того, для изготовления спиральной катушки Мейл использовал печатную плату, а в данной установке применялась обмотка из провода.

Обе спиральные катушки (первичная и вторичная) представлены на фотографии (рис. 4). Использовался генератор стандартных синусоидальных сигналов НР33120А. В качестве индикаторов применялись светодиоды.

Вначале вся установка размещалась на лабораторном столе, расстояние между приемником и передатчиком было не большим (примерно 0,5 м).

Передатчик	
Первичная обмотка	
Тип намотки	Спираль (против часовой стрелки)
Число оборотов	2 оборота
Проволока	Медная лента, 8×0,5мм
Внутренний диаметр	150мм
Внешний диаметр	163мм
Вторичная обмотка	
Тип намотки	Спираль (против часовой стрелки)
Число оборотов	31 оборотов
Тип провода	Коаксиальный кабель, диаметр 1,3мм (1,7мм включая внешнюю изоляцию; внешний + внутренний проводники соединены вместе, как единый проводник)
Внутренний диаметр	10мм
Внешний диаметр	117мм
Антенна	
Стойка	Бекелитовая трубка длиной 195мм с внутренним проводом.
Сфера	Шар из полистерола диаметром 63мм покрытый алюминиевой фольгой.
Приемник	
Первичная обмотка	
Тип намотки	Спираль (по часовой стрелке)
Число витков	То же, что и у передатчика
Тип провода	То же, что и у передатчика
Внутренний диаметр	То же, что и у передатчика
Внешний диаметр	То же, что и у передатчика
Вторичная обмотка	
Тип намотки	Спираль (по часовой стрелке)
Число витков	То же, что и у передатчика
Тип провода	То же, что и у передатчика
Внутренний диаметр	То же, что и у передатчика
Внешний диаметр	То же, что и у передатчика
Антенна	
Стойка	То же, что и у передатчика
Сфера	То же, что и у передатчика

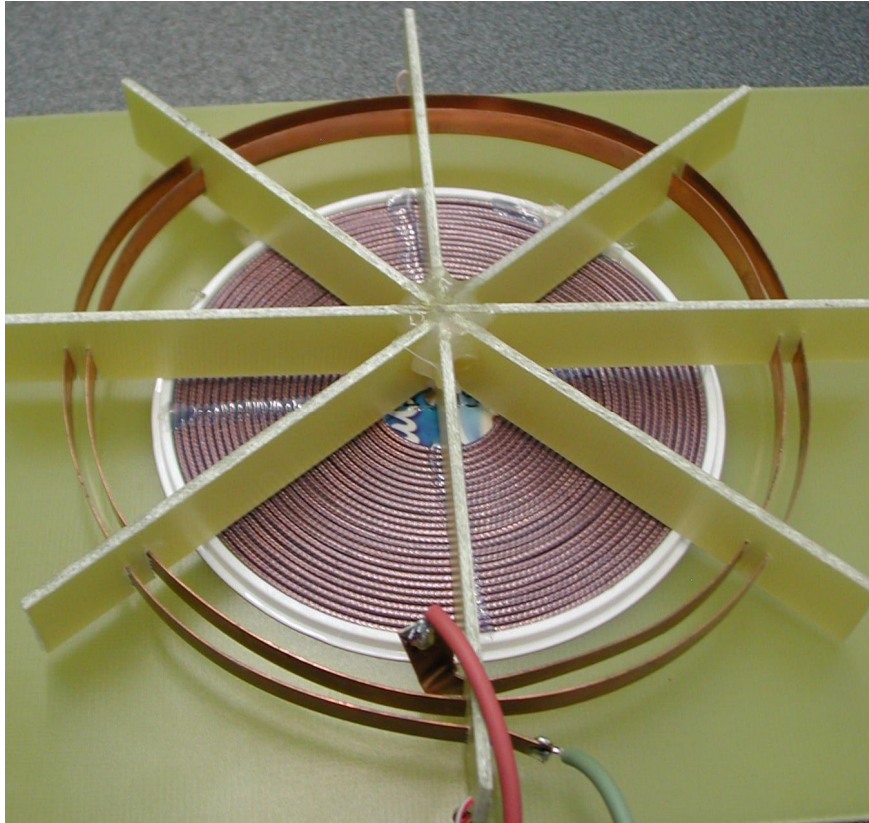


Рис. 4

Первая процедура: выходной уровень генератора установлен приблизительно $2B$. Частота генератора регулируется, пока светодиодный индикатор на приемнике будет ярко светиться. Это соответствует резонансу f_{02} . В нашем эксперименте, как и ожидалось, резонансные частоты отличались от эксперимента Мейла по причине размеров катушек. Получено значение: $f_{02} = 11,27 \text{ МГц}$.

Вторая процедура: заземление приемника отключено. При этом индикатор приемника гаснет, а индикатор передатчика включается снова. Таким образом, передатчик как бы "чувствует" получение сигнала приемником ("реакция передатчика на приемник").

В третьей процедуре проверена возможность проявления резонанса на более низких частотах. Получено значение: $f_{01} = 8,5 \text{ МГц}$. "Реакция" передатчика на отключение приемника при этой частоте практически отсутствует.

3.2 Интерпретация наблюдаемых явлений

Феномен 1. При работе вдали от резонансных частот светодиод передатчика светится "нормально" Это легко объяснить, учитывая, что индикатор подключен параллельно с ВЧ-генератором. В нерезонансном случае сопротивление светодиодов и первичной катушки имеют одинаковый порядок и часть тока течет через диодный мостик.

Феномен 2. Усиление свечения индикатора приемника на резонансных частотах свидетельствует о резком снижении реактивного сопротивления во вторичной катушке приемника.

Самым важным является вопрос: каким способом передается энергия от передатчика к приемнику? Можно выдвинуть две гипотезы. В соответствии с первой предполагается, что между сферическими антеннами возникает электромагнитный процесс. Особенности этого процесса предстоит выяснить. Очевидно, он не сводится к обычной емкостной связи, так как данный феномен наблюдается при больших расстояниях между излучающей и принимающей антеннами. Можно сказать, что излучающая антенна служит в качестве источника энергии, а принимающая является стоком. Однако нельзя оставить без внимания и вторую гипотезу, которая заключается в передаче энергии по заземляющему кабелю. Предстоит внимательно исследовать каждое из высказанных предположений.

Феномен 3. На частоте f_{02} индикатор передатчика гаснет. Этот эффект не является неожиданным. Это можно объяснить снижением импеданса в первичной цепи передатчика на резонансной частоте. При помощи измерительных приборов, мы убедились, что на частоте f_{02} сопротивление в первичной цепи передатчика является самым низким.

Феномен 4. При отключении заземления от приемника, его индикатор гаснет, а индикатор передатчика включается снова.

Используем каждую из выдвинутых гипотез, чтобы объяснить «реакцию передатчика на приемник». В соответствии с первой гипотезой при отключении приемника от заземления его емкостный параметр изменяется и нарушается резонансный режим передачи энергии между сферическими антеннами. В результате резко снижается уровень энергии, поступающей к приемнику от передатчика (индикатор приемника гаснет). Поскольку стока энергии нет, источник прекращает излучение энергии, и она поступает в светодиодную цепь передатчика (индикатор передатчика загорается).

Вторая гипотеза объясняет этот феномен прекращением передачи энергии по заземляющему кабелю в результате его отсоединения от приемника.

Феномен 5. Между двумя сферами вставлен заземленный металлический экран (30×40см). Существенного ослабления принимаемого сигнала не обнаружено на обеих резонансных частотах. Происходит лишь незначительное смещение резонансных частот.

Если считать, что передача энергии происходит посредством волнового процесса между сферическими антеннами, то нужно заключить, что он обладает свойствами, отличными от свойств волн Герца. Вновь возникает идея о передаче сигнала по заземляющему кабелю.

Описанных выше экспериментов недостаточно, чтобы однозначно интерпретировать наблюдаемые явления, поэтому были произведены дополнительные экспериментальные исследования.

4. Дополнительные эксперименты

4.1 Частотный диапазон системы

Имеющееся в наличии лабораторное оборудование позволило детально изучить поведение системы в диапазоне частот от 0 до 30 МГц. Был использован векторный анализатор электрических цепей (VNA) HP8753B. Прибор настроен в режиме отображения частотных характеристик при передаче из порта 1 в порт 2 и откалиброван. Порт 1 связан с передатчиком, а выход приемника подключен к порту 2 (рис. 5).

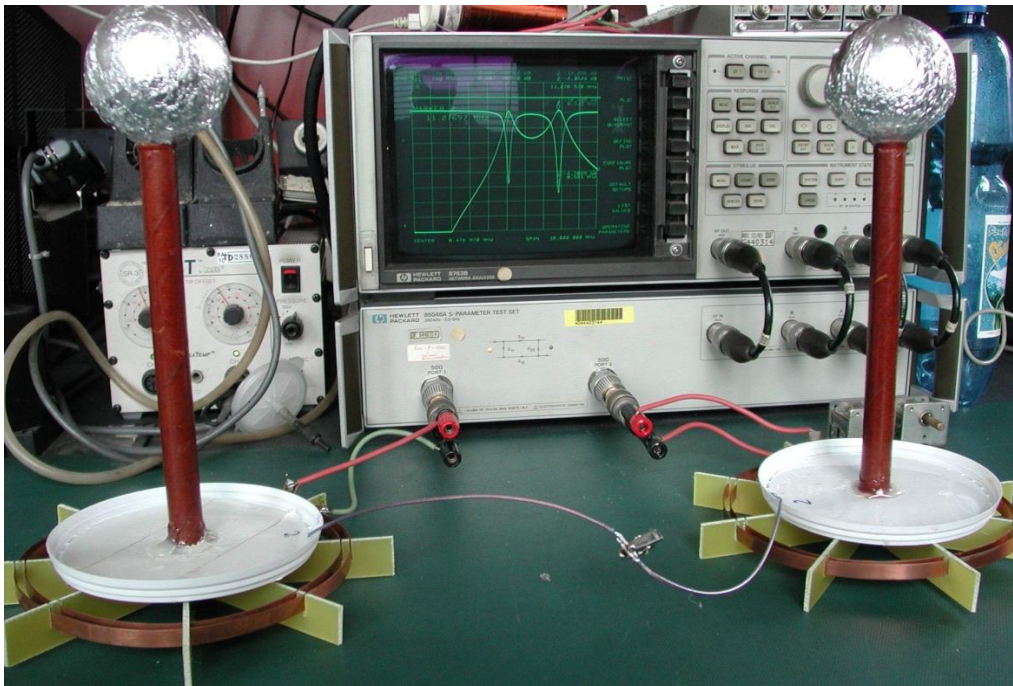


Рис. 5

Соотношение амплитудных характеристик входного и выходного сигналов характеризуется безразмерным (в децибелах - дБ) параметром:

$$S_{21} = 10 \cdot \log \frac{B_2}{A_1},$$

где B_2 - мощность волны исходящий из порта 2, A_1 - мощность волны, входящий в порт 1.

Величина входного параметра отражения S_{11} определяется как:

$$S_{11} = 10 \cdot \log \frac{B_1}{A_1},$$

где B_1 - мощность волны отраженной от порта 1, A_1 - мощность волны входящей в порт 1.

При анализе амплитудно-частотной характеристики выделяются два резонансных пика (рис.6):

- первый на частоте $f_{01} = 8,52 \text{ МГц}$ ($S_{21} = -3,2 \text{ дБ}$)

- второй на частоте $f_{02} = 11,27 \text{ МГц}$ ($S_{21} = -2,9 \text{ дБ}$).

Черная кривая (S_{11}) характеризует ток в индикаторной цепи передатчика. Видно, как и ожидалось, что каждый резонансный минимум S_{11} соответствует максимальной энергии, выделенной на нагрузке приемника (S_{21}).

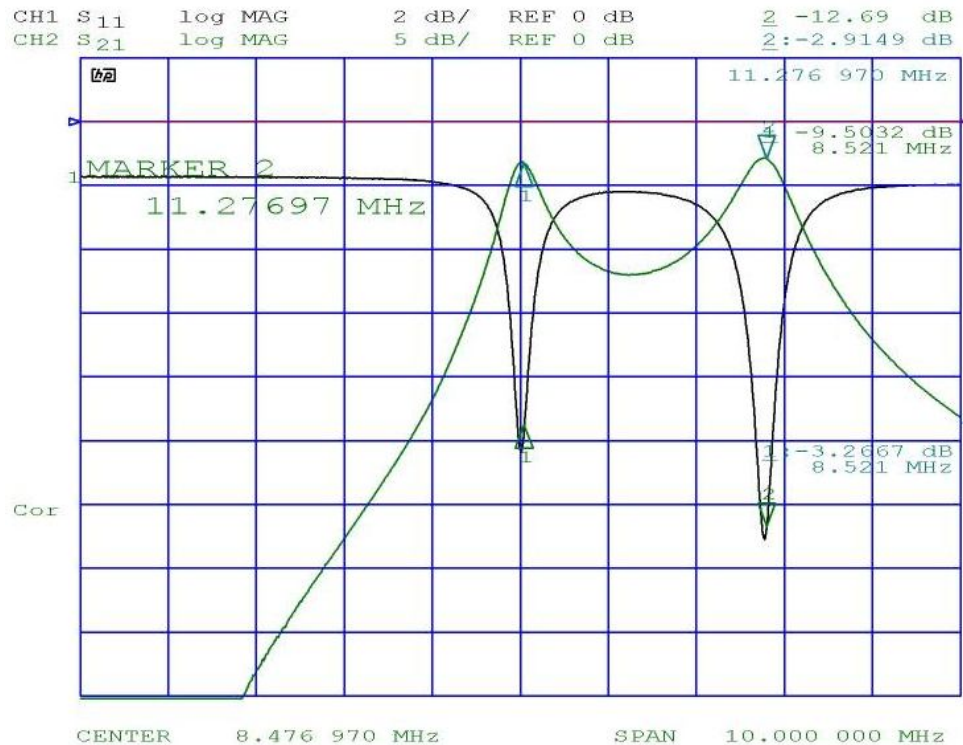


Рис. 6

Амплитудное значение принимаемого сигнала на частоте f_{01} ниже, чем на f_{02} . Это согласуется с тем, что отмечает Мейл: "При понижении частоты сигнала индикатор приемника загорается снова, но с меньшей интенсивностью".

Следующий эксперимент произведен с уединенным передатчиком (без приемника), исследована амплитудно-частотная характеристика уединенного передатчика в диапазоне частот от 0 до 60 МГц. Обнаружено три резонансных пика на частотах (рис.7): $f_{01}^{(1)} = 9 \text{ МГц}$ ($S_{11} = -7,77 \text{ дБ}$), $f_{02}^{(1)} = 30 \text{ МГц}$ ($S_{11} = -1,86 \text{ дБ}$) и $f_{03}^{(1)} = 45,6 \text{ МГц}$ ($S_{11} = -2,52 \text{ дБ}$).

Очевидно, что на осциллограмме, представленной на рис. 6, третий пик выходит за пределы частотного диапазона и поэтому он не виден. Кроме того, заметим, что в эксперименте с уединенным передатчиком первый резонансный максимум сместился незначительно, а вторая резонансная частота существенно возросла. Это означает, что присутствие приемной антенны оказывает сильное влияние на параметры электромагнитного процесса на частоте второго резонансного пика. Такое же заключение мы сделали при анализе феноменов 4 и 5. Это еще раз указывает на отличительные особенности между электромагнитными процессами,

происходящими на различных частотах. Кроме того, требуется объяснить причину возникновения резонанса с тремя пиками («трехгорбый» резонанс).

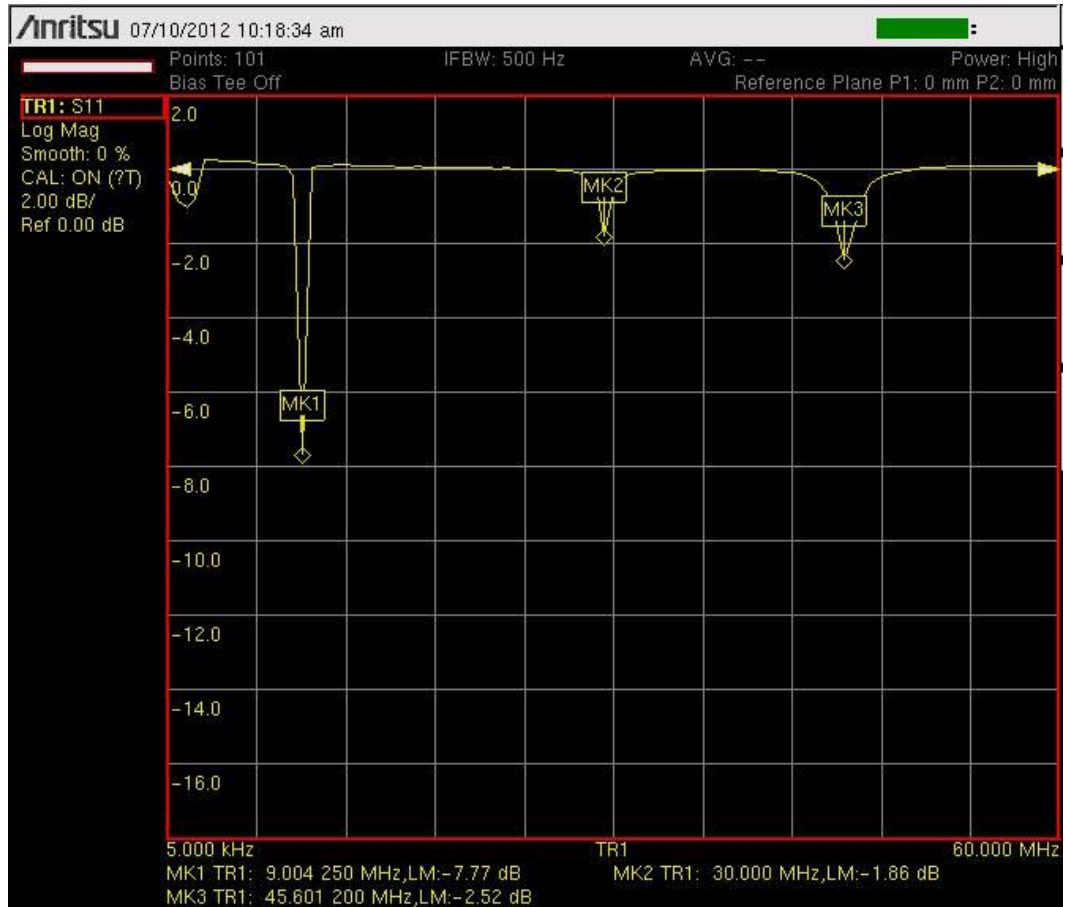


Рис. 7

4.2 Фазовые соотношения при резонансах

При проведении этого эксперимента система работала на фиксированной частоте. Два зонда осциллографа были размещены вблизи сфер (на расстоянии 3-4 см) и фиксировали напряженность электрического поля. Третий датчик находился вблизи заземляющего провода.

При $f_{01} = 8,5 \text{ МГц}$ (рис. 8а) сигналы на передающей (верхний – желтый – след) и принимающей (средний – зеленый – след) антеннах расходятся по фазе на 180 градусов. Сигнал в заземляющем проводе (нижний – синий – след) имеет промежуточную фазу. Отметим, очень низкий его уровень.

При $f_{02} = 11,27 \text{ МГц}$ (рис. 8б) сигналы на обеих антеннах имеют одинаковую фазу. Сигнал в заземляющем контуре по отношению к ним находится в противофазе, и его уровень очень высок.

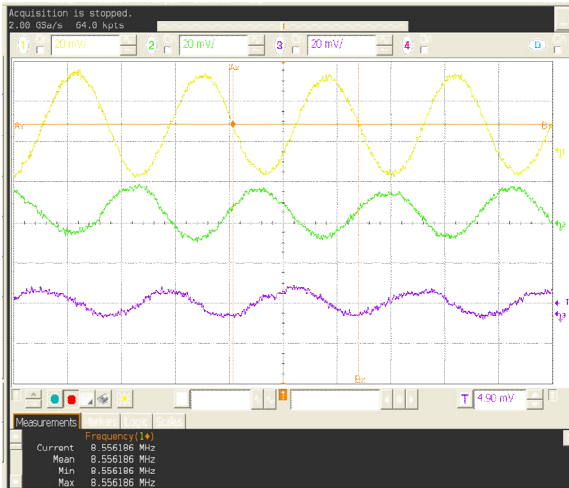


Рис. 8а

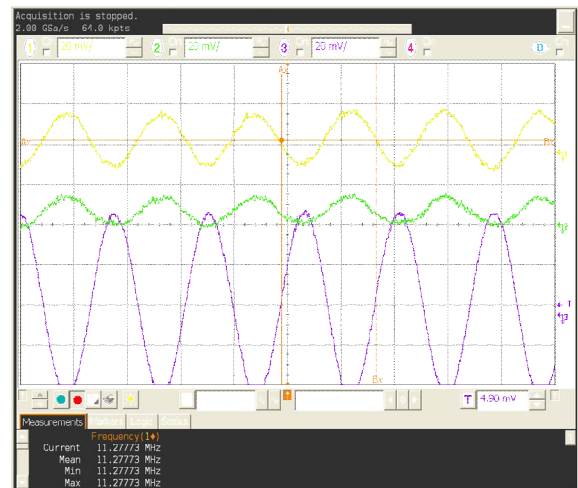


Рис. 8б

Все это подтверждает, что электромагнитный процесс на каждой резонансной частоте обладает своими отличительными особенностями.

4.3 Интерпретация резонансов

Полученные результаты можно представить с помощью модели дипольной антенны. Для резонанса на частоте $f_{01} = 8,52 \text{ МГц}$, при длине диполя равной половине длины волны $\lambda/2$ (без индуктивности и емкости) каноническое распределение заряда представлено на рис. 9а.

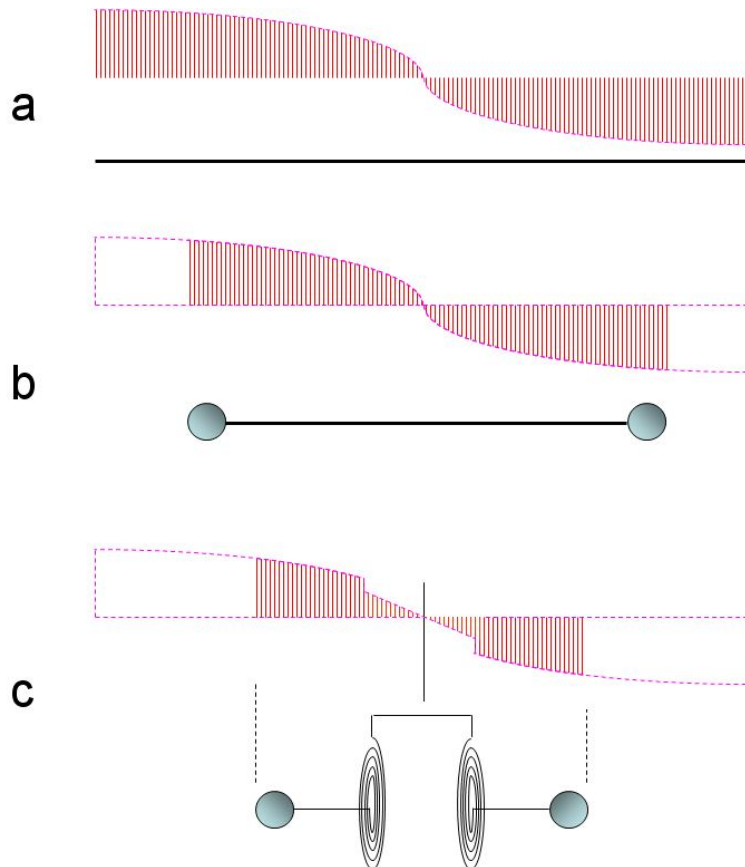


Рис. 9

При наличии емкостных элементов на концах (вibrator Герца) геометрическая длина диполя сокращается при том же резонансе (рис. 9b). За счет добавления индуктивной нагрузки (рис. 9c) геометрическая длина диполя при том же резонансе еще больше сокращается. Из этой эпюры видно, что:

- на спиральных катушках происходит скачок величины заряда, потенциал средней части диполя при этом очень не велик (происходит разделение заряда на катушке в радиальном направлении);

- крайние точки диполя имеют потенциалы противоположного знака, они колеблются в противофазе, как и в осциллограмме на рис.8a;

- потенциал в середине диполя теоретически равен нулю (неопределенная фаза), что хорошо согласуется с наблюдаемым низким напряжением сигнала на рис 8a, (фиолетовый след).

-

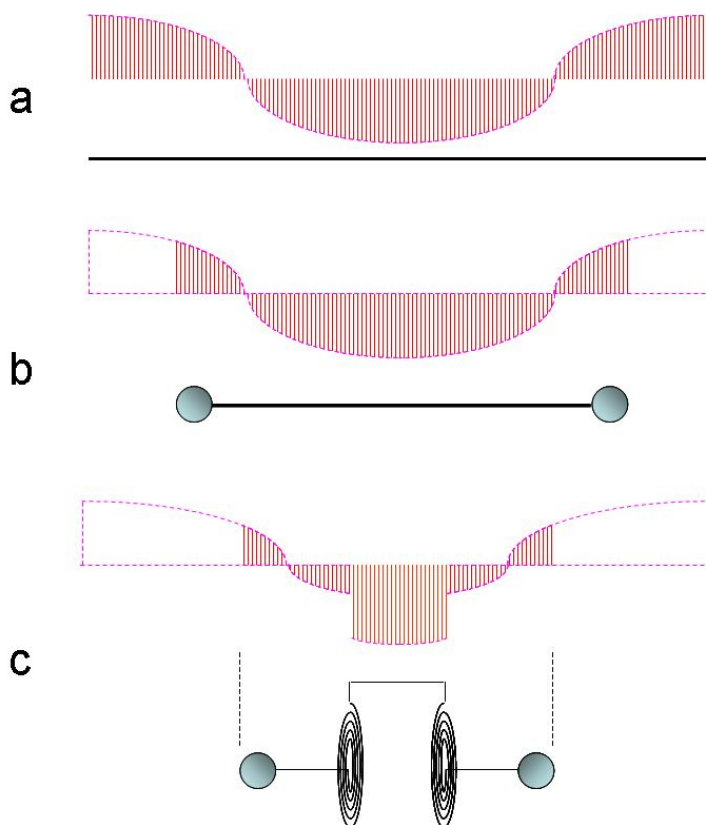


Рис. 10

Рассмотрим теперь резонанс на частоте $f_{02} = 11,27 \text{ МГц}$. При длине диполя $\lambda/2$, без емкостных и индуктивных параметров распределение заряда изображено на рис. 10a. При наличии емкостной нагрузки на концах сокращается геометрическая длина диполя, настроенного на тот же резонанс, как показано на рис.10b. При добавлении индуктивной нагрузки (рис.10c) геометрическая длина диполя при том же резонансе еще больше уменьшается. Из этой эпюры видно, что:

- на спиральных катушках происходит скачок величины заряда (разделение зарядов), приводящий к значительному усилению потенциала в середине диполя;
- концы диполя имеют одинаковый потенциал, поэтому они колеблются в одинаковых фазах (рис.8б желтые и зеленые следы);
- в середине диполя потенциал очень высок и находится в противофазе к потенциалам концов (рис. 8б, фиолетовый след).

4.4 Более высокий резонанс в уединенной катушке Теслы

Затем исследование было произведено на той же установке (уединенный передатчик) в более широком диапазоне частот: от 0 до 300 МГц. Из осциллограммы поглощения энергии (рис. 11) видно, что основной резонанс возникает в диапазоне ультракоротких волн (УКВ) и имеет три пика на частотах $f_1 = 141,7 \text{ МГц}$, $f_2 = 161,5 \text{ МГц}$ и $f_3 = 179,8 \text{ МГц}$. Обнаруженный первоначально резонанс в диапазоне коротких волн (КВ), очевидно, не является основным, на приведенной осциллограмме он изображен первым слева пиком.



Рис. 11

Чтобы избежать ложных резонансов от самого кабеля, на него надеты три ферритовых тороида ЕМІ-типа (рис. 12). Это позволяет блокировать рассеяние высокочастотных токов вне кабеля.



Рис. 12

4.5 Потеря энергии сигнала в зависимости от расстояния

В следующем тесте исследована тенденция ослабления сигнала в зависимости от расстояния между передатчиком и приемником. Передатчик и приемник были размещены на деревянных тумбах. Их можно было передвигать в коридоре здания. Анализатор VNA был размещен вблизи приемника. От передатчика к анализатору подведен 20 метровый коаксиальный кабель RG213 сопротивлением 50 Ом. Заземляющий провод имел длину 20м, она не менялась во время эксперимента.

4.5.1 Испытание на расстоянии 1 м

По сравнению с описанными выше испытаниями, когда расстояние между антеннами было примерно 50 см, при расстоянии между антеннами в 1 м резонансные пики несколько сдвинулись. Как и следовало ожидать, провод длиной 20м, идущий от передатчика к анализатору, влияет на резонансные частоты в сторону их уменьшения: $f_{01} = 7,9\text{МГц}$, $f_{02} = 8,7\text{МГц}$, $f_{03} = 10,8\text{МГц}$. При этом затухание на частоте $f_{02} = 8,7\text{МГц}$ составляет примерно $S_{21} = -3,8\text{дБ}$.

4.5.2 Испытание на расстоянии 4 м

Потери при резонансе $f_{02} = 8,7\text{МГц}$ немного увеличились: $S_{21} = -4,4\text{дБ}$ (рис. 13). (Примечание: вертикальная шкала 5 дБ на деление).

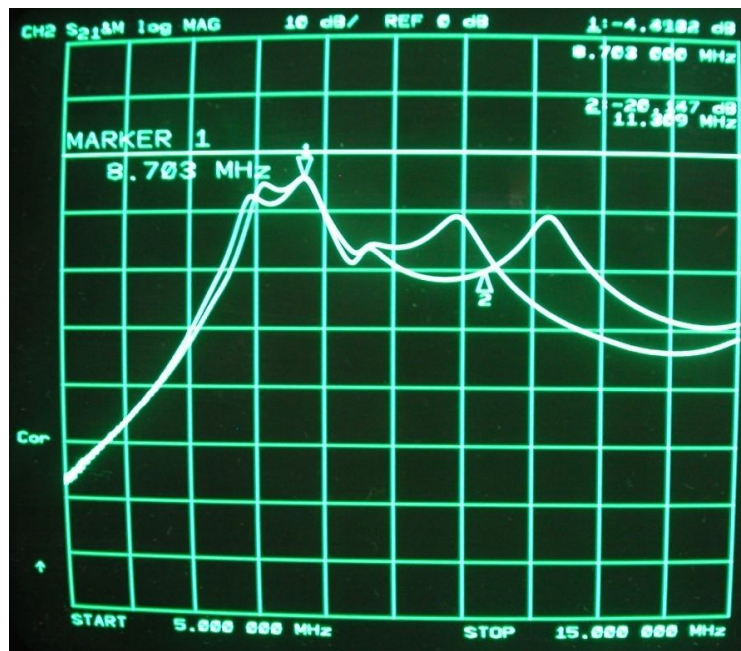


Рис.13

Замечено, что осциллограмма принимаемого сигнала существенно зависит от положения заземляющего кабеля. Два следа на экране осциллографа являются примерами двух различных положений заземляющего кабеля. Не изменяется только точка, соответствующая частоте $f_{02} = 8,7 \text{ МГц}$. К объяснению этого факта обратимся после теоретического анализа.

4.5.3 Испытание на расстоянии 15 м

Степень ослабления на частоте $f_{02} = 8,7 \text{ МГц}$ (след 1) осталась неизменной: $S_{21} = -4,4 \text{ дБ}$. При других частотах наблюдается существенное ослабление сигнала (рис. 14).

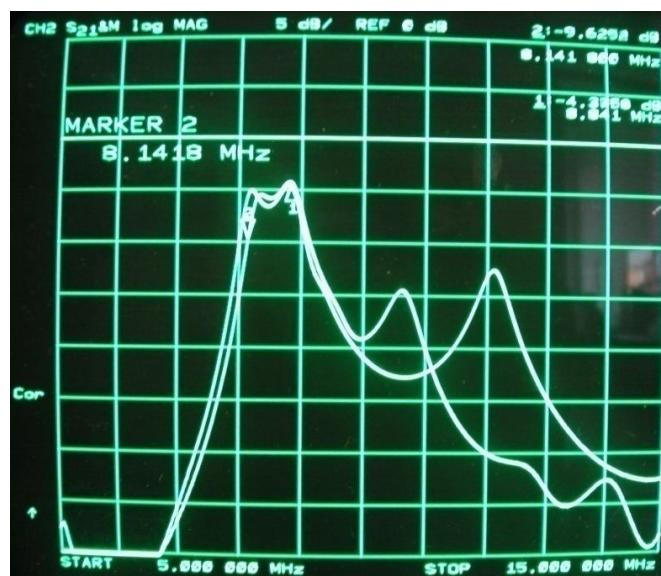


Рис. 14

(Примечание: вертикальный масштаб 5 дБ/дел.). Второй след приведен для сравнения, он отражает результат предыдущих тестов.

4.5.4 Испытание на расстоянии 18 м (блокировка бетонной стеной)

В этом тесте прямая видимость была заблокирована бетонной стеной (рис. 15). По сравнению с предыдущим тестом разницы не наблюдается: на частоте $f_{02} = 8,7\text{МГц}$ ослабление остается неизменным: $S_{21} = -4,4\text{дБ}$.



Рис. 15

Наблюдаемая степень ослабления сигнала на частоте $f_{02} = 8,7\text{МГц}$ в зависимости от расстояния приведена в таблице:

Расстояние [м]	Степень затухания [дБ]
1	-3.8
4	-4.4
15	-4.4
18	-4.4

При расстоянии свыше 4 м энергия передаваемого сигнала на резонансной частоте $f_{02} = 8,7\text{МГц}$ стабилизируется. Такой закон затухания принимаемого сигнала в зависимости от расстояния между передатчиком и приемником является аномальным.

Как уже отмечалось выше, эксперименты по передаче сигнала между шаровыми антеннами проводили С. Monstein и J. P. Wesley [4]. Передаваемый сигнал затухал пропорционально квадрату расстояния от

источника излучения. Такая зависимость является нормальной при сферическом распространении электромагнитной волны.

В отличие от установки С. Monstein и J. P. Wesley антенны Теслы и Мейла содержат спиральные катушки. Возможно, аномальный закон затухания энергии сигнала объясняется процессами, происходящими в трансформаторе Теслы. Этого феномен требует специального изучения.

4.6 Передача сигнала из клетки Фарадея

При анализе наблюдаемых явлений неоднократно возникал вопрос о канале передачи энергии в эксперименте Теслы. С целью получения однозначного ответа на этот вопрос произведены эксперименты с профессиональной клеткой Фарадея (рис. 16).

Передатчик был помещен в клетку Фарадея и установлен на деревянном столе. Все соединения выполнены при помощи коаксиального кабеля через разъемы панели.



Рис 16

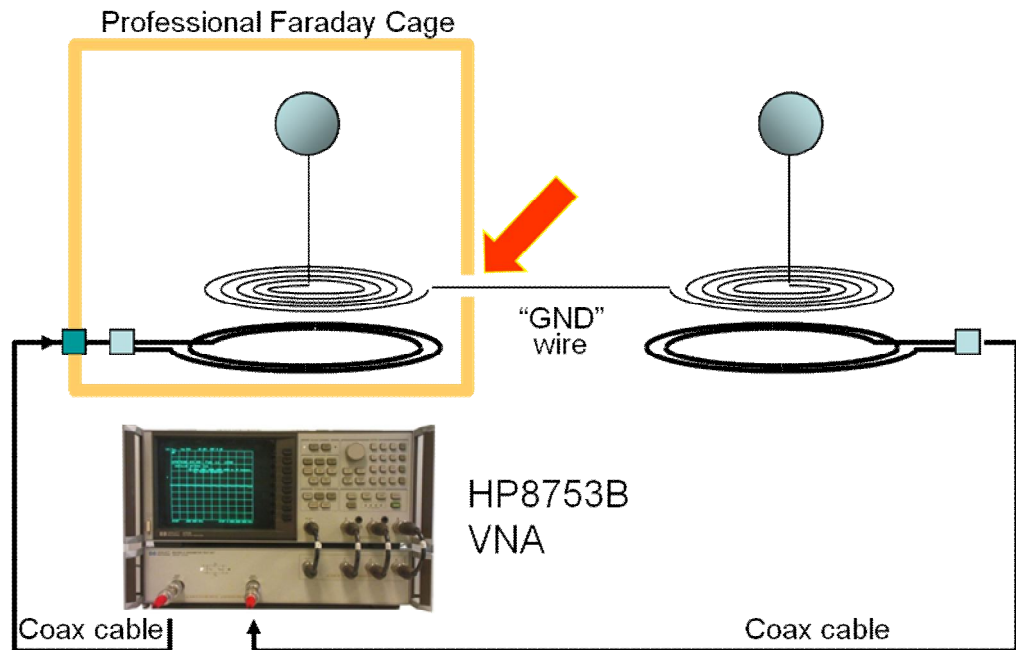


Рис. 17

Приемник был помещен вне клетки на деревянной тумбе. Принимаемый сигнал передавался в порт анализатора VNA 2 (рис. 17).

4.6.1 Тест 1: кабель заземления изолирован

В первом испытании заземляющий провод от передатчика был выведен из клетки через маленькое изолированное отверстие в металлической стене (рис.18). Отверстие было около 8 мм в диаметре, то есть много меньше длины волны, поэтому оно не может влиять на экранирование излучаемых электромагнитных сигналов. Дверь клетки в первом случае остается открытой, передатчик и приемник находятся в прямой видимости.



■ = pass through coax junction

■ = balun

Рис. 18

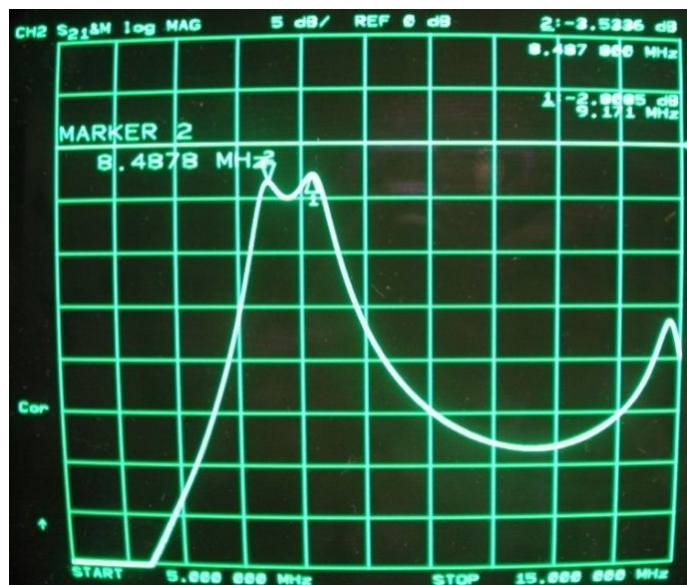


Рис. 19

Затем при тех же условиях дверь камеры была закрыта. Удивительно, но никакой разницы не обнаружено: на рис. 19 две кривые (при открытой двери и закрытой двери) идентичны.

Казалось бы, можно сделать вывод: сигнал между передатчиком и приемником передается исключительно по заземляющему проводу.

4.6.2 Тест 2: заземляющие провода соединены с клеткой Фарадея

Далее эксперимент был повторен при той же конфигурации, что и выше, но *заземляющий провод передатчика был подключен к внутренней стороне металлической стенки клетки, а заземляющий провод приемника - к внешней стороне металлической стенки клетки* (рис. 20). При этих условиях нет препятствий для передачи сигнала от передатчика к приемнику по заземляющему проводнику.

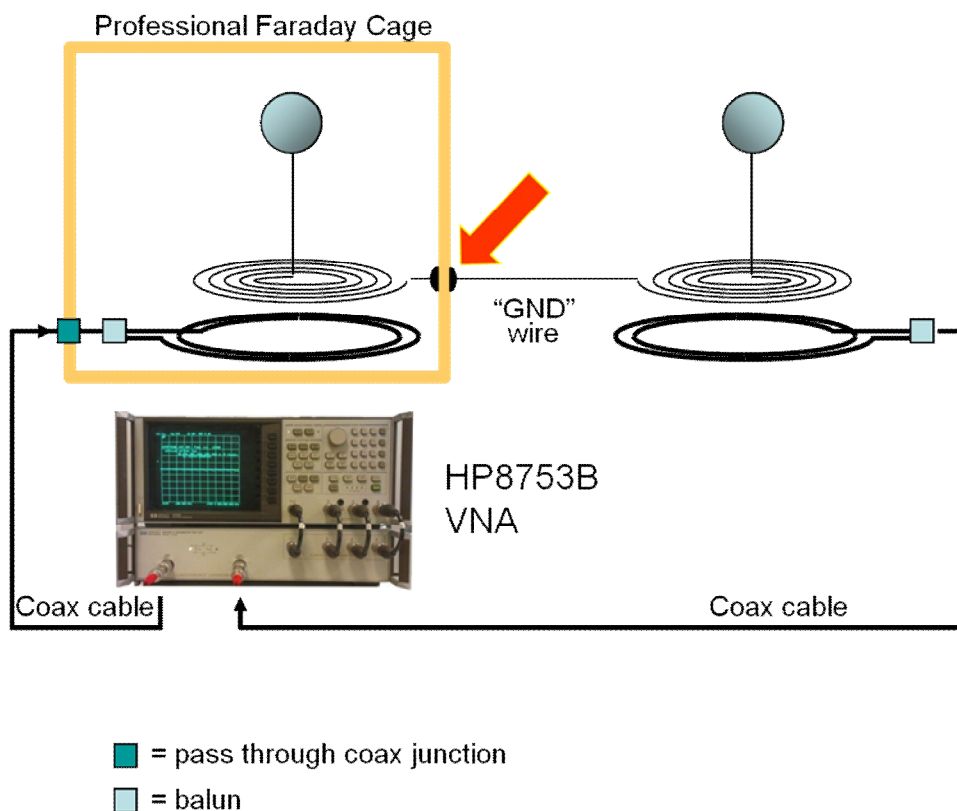


Рис. 20

Однако в этом случае ослабление сигнала было огромным (высокая эффективность экранирования). Сигнал в этих условиях не выходит из клетки Фарадея. *Следовательно, в первом тесте передача сигнала происходит не за счет заземляющего проводника. Между сферическими антеннами возникает электромагнитный волновой процесс.*

5. Теоретический анализ

Таким образом, исходя из экспериментов Мейла и наблюдаемых нами феноменов, *необходимо:*

- теоретически рассчитать частоты резонансных пиков;
- исследовать электромагнитный процесс, происходящий между передатчиком и приемником и выяснить его особенности;
- изучить вопрос о возможности передачи сигнала (энергии) на большие расстояния.

С точки зрения современной теории электромагнитных волн результаты описанных выше экспериментов представляются парадоксальными. Наблюдаемые феномены, очевидно, выходят за рамки традиционных представлений об электромагнитном процессе. Обратимся к обобщенной (четырёхмерной) электродинамике [7-9], которая, как нам представляется, охватывает более широкий круг явлений.

5.1 Волновые уравнения

В макроскопической теории описание электродинамических процессов сводится к известным волновым уравнениям для четырёхмерного вектор-потенциала (\mathbf{A}, φ) :

$$\Delta \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\Delta \varphi - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (2)$$

где ε и μ - соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости, \mathbf{j} и ρ - плотность тока и плотность заряда.

Введем четырёхмерное пространство-время:

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict.$$

Запишем соответствующие компоненты вектор-потенциала:

$$\Phi_1 = A_x, \quad \Phi_2 = A_y, \quad \Phi_3 = A_z, \quad \Phi_4 = ic\varphi,$$

и четырёхмерное волновое уравнение, объединяющее (1) и (2):

$$\square \Phi_v = -\mu s_v, \quad (v = 1, 2, 3, 4). \quad (3)$$

Здесь \square - инвариантный оператор Даламбера и использованы компоненты четырёхмерного вектора плотности тока:

$$s_1 = \rho V_x, \quad s_2 = \rho V_y, \quad s_3 = \rho V_z, \quad s_4 = ic\rho.$$

Вычислим четырёхмерную дивергенцию вектор-потенциала:

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \Phi_3}{\partial x_3} + \frac{\partial \Phi_4}{\partial x_4} = \text{div} \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (4)$$

Обычно из математических соображений это выражение тождественно приравнивается к нулю, то есть применяют условие Лоренца.

Ограниченность такого подхода показана в исследованиях [7-9]. Предлагается отказаться от калибровок Кулона и Лоренца и принять соотношение:

$$B^*(x, y, z, t) = -\operatorname{div}\mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad (5)$$

где $B^*(x, y, z, t)$ - скалярная функция, характеризующая дополнительную компоненту магнитного поля. В стационарном случае:

$$B^*(x, y, z) = -\operatorname{div}\mathbf{A}. \quad (6)$$

В публикациях [7-9] теоретически и экспериментально показано, что потенциальная (скалярная) компонента магнитного поля обладает физическим содержанием. Определены условия возникновения потенциального магнитного поля. Показано, что на участке тока, помещенном в потенциальное магнитное поле, возникает сила, направленная по току или против него, в зависимости от знака функции $B^*(x, y, z)$. Теоретически и экспериментально обоснован закон безвихревой электромагнитной индукции: показано, что в проводнике, помещенном в нестационарное потенциальное магнитное поле, индуцируется потенциальное электрическое поле.

Из сказанного следует, что для полной характеристики магнитного поля требуется использовать четырехмерный вектор (\mathbf{B}, B^*) , который отражает его потенциально-вихревой характер. Таким образом, отказ от калибровки Кулона, позволяет учесть как потенциальную, так и вихревую компоненты вектора \mathbf{A} . Это предполагает и общая теория поля. Сформулируем ее основную теорему Гельмгольца (Стокса) [12] применительно к вектору \mathbf{A} : *если дивергенция и ротор поля, обращаясь в ноль на бесконечности, определены в каждой точке \mathbf{r} некоторой области, то всюду в этой области поле вектора \mathbf{A} может быть единственным образом (с точностью до векторной постоянной) представлено в виде суммы потенциального и соленоидального полей:*

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_{\rightarrow} + \mathbf{A}_0.$$

5.2 Свойства векторного электродинамического потенциала

Теорема Гельмгольца напрямую для вектора \mathbf{A} обычно не применяется, поскольку он считается вспомогательной функцией и определяется неоднозначно. Разберемся со свойствами вектора \mathbf{A} . В классической электродинамике используются соотношения:

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot}\mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} - \operatorname{grad}\varphi. \quad (7)$$

К ним обычно применяется градиентное преобразование:

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \text{grad}\chi, \quad \varphi' = \varphi - \frac{\partial\chi}{\partial t}, \quad (8)$$

где χ - произвольная скалярная координатно-временная функция. При этом характеристики вихревого магнитного поля \mathbf{B} , \mathbf{H} и вихревого электрического поля \mathbf{E}_0 , \mathbf{D}_0 оказываются инвариантными по отношению к преобразованию (8). На этом основании делается вывод о градиентной инвариантности электромагнитного поля. Этот служит основанием для введения калибровки Кулона и условия Лоренца. Никакого физического смысла преобразованию (8) обычно не придается.

Попытаемся выяснить физический смысл градиентного преобразования. Заметим, что за счет добавления $\text{grad}\chi$ к векторному потенциалу изменяется его потенциальная часть. Изменение потенциальной части векторного поля без изменения его вихревой компоненты возможно только при переходе из условно неподвижной системы отсчета K в поступательно движущуюся систему отсчета K' . Но при этом, очевидно, должна измениться и потенциальная часть электрического поля в направлении движения системы отсчета. В подвижной системе отсчета электрическое поле точечного заряда не является сферически симметричным, а представляется эллипсоидом Хевисайда [13]. Чтобы скомпенсировать это изменение («деформацию»), во второе соотношение (8) и вводится добавка $\frac{\partial\chi}{\partial t}$ со знаком «минус». Изменяется ли реально скалярный потенциал φ при переходе от K к K' ? Известно [13], что заряд (в отличие от массы) является релятивистки инвариантной величиной. Скалярный потенциал φ зависит от местоположения точки его определения и от величины заряда, следовательно, есть основание считать его во всех системах отсчета одинаковым (при скоростях движения K' существенно меньших скорости света). «Деформация» электрического поля при переходе к подвижной системе отсчета полностью учитывается векторным потенциалом \mathbf{A} . То есть, нет необходимости вводить второе соотношение (8), оно лишено физического смысла. Чтобы описать преобразование электрического поля при переходе между K и K' (градиентное преобразование) достаточно лишь первого соотношения (8).

Возможны два типа преобразований поля вектора \mathbf{A} : градиентное и вихревое. Градиентное преобразование, как уже было сказано, соответствует переходу между поступательно движущимися системами отсчета (одну из них можно считать условно неподвижной). При вихревом преобразовании совершается переход от поступательно движущейся (или условно неподвижной) системы отсчета – к вращающейся.

Можно строго показать [7], что при градиентном преобразовании изменяются потенциальные характеристики электромагнитного поля (\mathbf{A}_\rightarrow , следовательно, \mathbf{E}_\rightarrow и \mathbf{B}^*), а вихревые (\mathbf{A}_0 , соответственно \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}) -

являются инвариантами. При вихревом преобразовании, наоборот, изменяются вихревые компоненты электромагнитного поля, а потенциальные - инвариантны. Это соответствует относительному характеру (зависимости от выбора системы отсчета) магнитного поля и его основной характеристики – вектора \mathbf{A} .

Представим случай, когда частица движется по вихревой линии поля вектора \mathbf{A} . С ней можно связать естественный трехгранник, который по отношению к условно неподвижной системе отсчета совершает сложное движение, состоящее из поступательной и вращательной компонент. Однако, в этом частном случае вихревая компонента вектора \mathbf{A} в сопровождающей частицу системе отсчета полностью отсутствует, поле представляется сугубо потенциальным. Можно сказать, что в результате градиентно-вихревого преобразования можно трансформировать вихревую компоненту поля в потенциальную, и наоборот.

Итак, сделаем вывод: *соотношение соленоидальной и потенциальной компонент электродинамического вектора \mathbf{A} зависит от выбора системы отсчета, но в выбранной системе отсчета определяется однозначно.* Замечание, содержащееся в скобках в теореме Гельмгольца, отражает лишь относительный характер движения (покоя) любой системы отсчета. В выбранной условно неподвижной системе отсчета удобно эту векторную константу приравнять к нулю. При таком подходе исчезает неоднозначность выбора потенциалов \mathbf{A} и φ , и нет необходимости вводить калибровочные условия. Теорию, построенную на этой платформе, будем называть обобщенной электродинамикой.

5.3 Модифицированные (обобщенные) уравнения Максвелла

Из волновых уравнений (1) и (2) с учетом соотношений (5) и (7) нетрудно получить *уравнения обобщенной электродинамики (модифицированные уравнения Максвелла)* [7-9]:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} + \operatorname{grad}H^* = \mathbf{j} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = \rho + \varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}. \quad (10)$$

Общий полевой подход не позволил исключить в этих уравнениях потенциальную (скалярную) компоненту магнитного поля, которая описывается двумя взаимосвязанными скалярными функциями:

$$B^* = \mu H^*. \quad (11)$$

Для обозначения этой компоненты магнитного поля будем использовать термин «скалярное магнитное поле» (СМП).

В уравнениях обобщенной электродинамики (9)-(10) учтены два нестационарных процесса: ток смещения $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ и $\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}$, который можно назвать «зарядом смещения». Наличием заряда смещения объясняется явление *безвихревой электромагнитной индукции*, подтвержденное экспериментально [7]. Суть его состоит в том, что в области нестационарного СМП индуцируется потенциальное электрическое поле. Значит, возникают квазизаряды.

Еще два дифференциальных уравнения, дополняющих обобщенную электродинамику, связаны с использованными уже соотношениями (7):

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (12)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (13)$$

Уравнение (12) описывает явление вихревой электромагнитной индукции. В электродинамике Максвелла рассматриваются только вихревые нестационарные процессы. Обобщенная электродинамика описывает, кроме того, и нестационарные процессы, порождающие потенциальные электрические и магнитные поля. Если эти нестационарные процессы создаются сторонними генераторами, то они являются реальными источниками электромагнитного поля. В случае свободного поля в каждый конкретный момент времени их следует рассматривать как квазиисточники.

Уравнения (9)-(10), (12)-(13) и содержащиеся в них функции описывают отдельные электромагнитные явления, а для полного описания электродинамического процесса необходимо использовать волновые уравнения (1)-(2) и основную электродинамическую характеристику - четырехмерный вектор-потенциал (\mathbf{A}, φ) .

В публикациях [7-9] потенциальная компонента магнитного поля исследована теоретически и экспериментально. Получен аналог закона Био-Савара-Лапласа, позволяющий определить напряженность СМП, созданного участком тока J конечной длины (рис. 21):

$$H^*(x', y', z') = \frac{J}{4\pi} \int_0^L \frac{z dz}{r^3} = \frac{J}{4\pi} \frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} = \frac{J}{4\pi r_0} (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1). \quad (14)$$

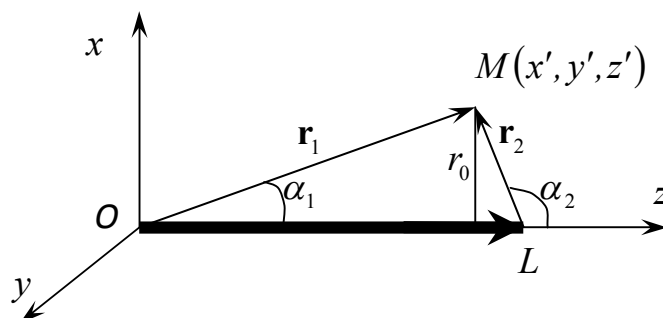


Рис. 21

На рис. 22 представлены компоненты векторного потенциала \mathbf{A}_{\rightarrow} и \mathbf{A}_0 , а также векторное магнитное поле \mathbf{H} и скалярное магнитное поле H^* , созданные прямолинейным токовым отрезком конечной длины.

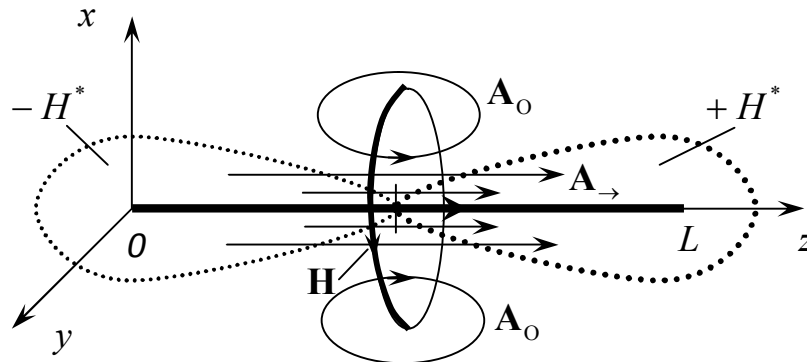


Рис. 22

Основываясь на результатах исследований [7-9], можно сформулировать правило: *если смотреть из середины отрезка вдоль по направлению тока, текущего в нем, то впереди создается положительное СМП, а позади – отрицательное.* Заметим, что СМП по своей сути всегда является неоднородным и пространственно неограниченным (т.е. обращается в ноль в бесконечности).

5.4 Волновые процессы

Можно совершить и прямой переход от (1)-(2) к волновым уравнениям для отдельных характеристик поля. Из уравнений (1)-(2) с использованием второго соотношения (7) нетрудно получить волновое уравнение:

$$\Delta \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \text{grad} \rho. \quad (15)$$

Токи проводимости следует разделить на радиальные \mathbf{j}_{\rightarrow} и круговые \mathbf{j}_0 . С учетом этого возможно расщепление (15) на два независимых уравнения:

$$\Delta \mathbf{E}_{\rightarrow} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\rightarrow}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{j}_{\rightarrow}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \text{grad} \rho, \quad (16)$$

$$\Delta \mathbf{E}_0 - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{j}_0}{\partial t}. \quad (17)$$

С использованием первого соотношения (7) из (1)-(2) получим волновое уравнение для вектора \mathbf{H} :

$$\Delta \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\text{rot} \mathbf{j}_0. \quad (18)$$

При помощи уравнений (17) и (18) объясняется известный механизм излучения поперечных электромагнитных волн.

Аналогичным образом, преобразовав (1)-(2) с учетом (5), получим волновое уравнение для скалярной функции H^* :

$$\Delta H^* - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{\rightarrow}. \quad (19)$$

Дифференциальные уравнения (16) и (19) в совокупности описывают процесс распространения волн вдоль незавихренного вектора \mathbf{E}_{\rightarrow} , поэтому их следует называть продольными или электроскалярными [10, 15].

Важно заметить, что уравнения (16)-(19) полностью соответствуют принципу суперпозиции: то есть вихревые и потенциальные компоненты соответствующих полей взаимно независимы. Разделены и источники, порождающие потенциальные и вихревые поля соответственно. Однако встает вопрос о взаимной связи между незамкнутыми токами проводимости и зарядами, которую отражает условие неразрывности. В электродинамике Максвелла используется условие неразрывности в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{\rightarrow} = 0. \quad (20)$$

Запишем дифференциальное уравнение (10) в виде:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}.$$

Продифференцировав обе его части по времени, получим:

$$\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} - \operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0. \quad (21)$$

В результате сложения (20) и (21), приходим к более *общему уравнению неразрывности*:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \operatorname{div} \left(\mathbf{j} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0.$$

Следовательно, источники тока можно создавать без помощи нестационарных зарядов, а за счет переменного потенциального магнитного поля (безвихревая электромагнитная индукция [3-4]). В этом смысле обычные электрические заряды и токи проводимости являются независимыми.

Запишем уравнение неразрывности в трех частных случаях. В первом - некоторая точка электропроводной среды находится в нестационарном СМП (переменных электрических зарядов в ней нет):

$$\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{\rightarrow} = 0.$$

Следовательно, если в какой-то точке уединенного проводящего объекта, имеется нестационарное СМП $\left(\frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} \neq 0 \right)$, то в этом проводнике происходит поляризация зарядов, то есть возникает нестационарный ток. Это явление можно использовать для приема сигнала, передаваемого при помощи электроскалярных волн.

Во втором случае нестационарное СМП создается в некоторой точке диэлектрика. При этом получаем уравнение неразрывности в форме (21). То есть в отсутствие проводящей среды возникают только токи смещения.

Пусть в третьем случае среда образована проводящими и непроводящими областями, помещенными в нестационарное СМП, уравнение неразрывности имеет вид:

$$\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \operatorname{div} \left(\mathbf{j}_{\rightarrow} - \frac{\partial \mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t} \right) = 0. \quad (22)$$

Именно такой случай имеет место в спиральной катушке: в радиальном направлении электропроводные и диэлектрические участки чередуются.

Из сказанного выше можно заключить: ***состояние и эволюция электромагнитного поля в макроскопическом приближении в выбранной системе отсчета описываются однозначно четырехмерным вектором (\mathbf{A}, φ) , включающим потенциальную и соленоидальную компоненты и удовлетворяющим четырехмерному уравнению Даламбера.*** Никаких проблем с определенностью системы уравнений при таком подходе не возникает. Если разделить независимые между собой потенциальную и вихревую части вектора \mathbf{A} , то из (1) – (2) получаются семь скалярных дифференциальных уравнений, содержащие семь независимых между собой величин. Все остальные характеристики электромагнитного поля (напряженности, индукции) вторичны, они выражаются однозначно через потенциал (\mathbf{A}, φ) .

Очень схожую позицию выразил в своей статье К. J. van Vlaenderen [10]. Автор этой статьи так же указал на калибровочные условия, как на причины ограниченности электродинамической теории и получил модифицированные уравнения, совпадающие с (9)-(10), (12)-(13). Однако он не использовал уравнение неразрывности в обобщенной форме (21) и не отказался от градиентной инвариантности в ее традиционной трактовке. Такой половинчатый подход содержит внутренние противоречия. Поэтому Bruhn G. W. [16] выразил сомнения в обоснованности теории, которую разработал К. J van Vlaenderen.

Более высокое обобщение электродинамики происходит на квантовом уровне. При этом используются два четырехмерных вектора. Обобщенные уравнения квантовой электродинамики вывел Хворостенко Н.П. [6], их анализ содержится в работе [7]. Аналогичный результат применительно к квантовым процессам получил Dale A. Woodside [11].

5.5 Механизм излучения и распространения электроскалярных волн

Выясним механизм излучения электроскалярных волн шаровыми антеннами. Из уравнения (19) следует, что за счет изменения на сфере электрического заряда генерируется нестационарное СМП $H^*(x, y, z, t - r/c)$. Вектор $grad\rho$ в сфере направлен радиально. В соответствии с (16) вокруг сферы образуется радиальное электрическое поле $\mathbf{E}_{\rightarrow}(x, y, z, t - r/c)$. Таким образом, сфера с переменным электрическим зарядом, генерирует электроскалярную волну, которая определяется вектором $\mathbf{E}_{\rightarrow}(x, y, z, t - r/c)$ и скалярной функцией $H^*(x, y, z, t - r/c)$.

Эксперимент, подтверждающий приведенные выше теоретические рассуждения, описаны в статье немецких исследователей С. Monstein и J. P. Wesley [4]. В эксперименте использовались шаровые антенны, установленные на расстоянии от 10 до 1000 м. На излучающей антенне создавался переменный электрический заряд, приемная антенна при этом регистрировала сигнал, затухающий пропорционально квадрату расстояния от источника излучения.

Рассмотрим процесс распространения электромагнитных волн в неподвижной однородной диэлектрической незаряженной среде:

$$\varepsilon' = const, \quad \mu' = const, \quad \sigma = 0, \quad \rho = 0.$$

Уравнения (9), (10), (13) в этом случае примут вид:

$$rot\mathbf{H} + gradH^* = \varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \quad (23)$$

$$rot\mathbf{E}_0 = -\mu'\mu_0 \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \quad (24)$$

$$div\mathbf{E} = \mu'\mu_0 \frac{\partial H^*}{\partial t}. \quad (25)$$

Из (23) вытекают два независимых уравнения:

$$rot\mathbf{H} = \varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial\mathbf{E}_0}{\partial t}, \quad (26)$$

$$gradH^* = \varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial\mathbf{E}_{\rightarrow}}{\partial t}. \quad (27)$$

То есть нестационарное вихревое электрическое поле порождает вихревое магнитное поле. А нестационарное потенциальное электрическое поле порождает СМП. Следовательно, эти процессы в отсутствие токов проводимости условно разделяются.

Продифференцируем уравнение (26) по времени:

$$\operatorname{rot} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2}.$$

Используя уравнения (24), получим:

$$-\frac{1}{\mu' \mu_0} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}_0 = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2}.$$

Приходим к однородному уравнению Даламбера для вихревого вектора \mathbf{E}_0 :

$$\Delta \mathbf{E}_0 - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} = 0. \quad (28)$$

Аналогично, рассмотрев совместно уравнения (27) и (25), получим волновое уравнение для потенциального вектора \mathbf{E}_\rightarrow :

$$\Delta \mathbf{E}_\rightarrow - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_\rightarrow}{\partial t^2} = 0. \quad (29)$$

Продифференцируем по времени уравнение (24):

$$\operatorname{rot} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} = -\mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}.$$

С учетом (26), получим уравнение Даламбера для вектора \mathbf{H} :

$$\Delta \mathbf{H} - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (30)$$

Путем аналогичного преобразования уравнений (25) и (27) приходим к волновому уравнению для скалярной функции H^* :

$$\Delta H^* - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = 0. \quad (31)$$

Таким, образом, *образуется две компоненты электромагнитной волны: одна из них определяется вихревыми векторами \mathbf{E}_0 и \mathbf{H} , а другая - потенциальным вектором \mathbf{E}_\rightarrow и скалярной функцией H^* .*

Обратим внимание на то, что скорости распространения поперечных и продольных электромагнитных волн, являются одинаковыми:

$$V_{\perp} = V_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon' \mu'}}, \quad (32)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ - скорость света в вакууме. Это опровергает вывод Мейла о возможности передачи сигнала со скоростью в 1,5 превышающей скорость света.

5.6 Электромагнитные процессы в катушке Теслы

5.6.1 Вихревые и потенциальные процессы

Прежде всего, выясним: чем принципиально отличаются установки Теслы и Мейла от обычной радиосистемы? Обратим внимание на спиральные катушки Теслы – они отличаются от соленоидальных обмоток обычного трансформатора. В обычном трансформаторе используется явление вихревой электромагнитной индукции, основанное на представлении о вихревом магнитном поле. В обмотках обычного трансформатора текут круговые (вихревые) токи.

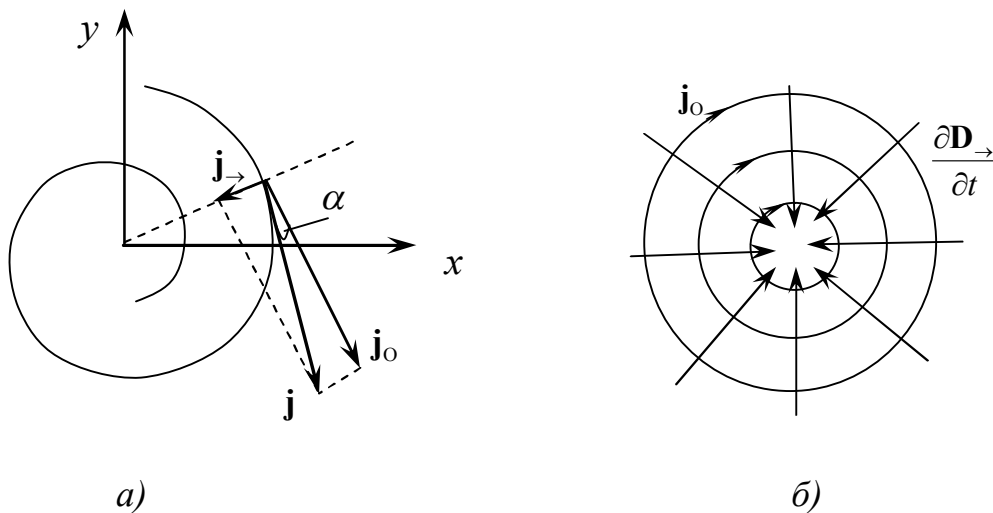


Рис. 23

Обмотки трансформатора Теслы устроены так, что в них присутствуют две компоненты тока проводимости: тангенциальная (вихревая) \mathbf{j}_0 и радиальная (безвихревая) \mathbf{j}_r (рис 23a):

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_r.$$

Следовательно, и электрическое поле в спиральной катушке можно представить как суперпозицию вихревой (соленоидальной) и потенциальной (безвихревой) компонент:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_r.$$

Уравнение (9) при описании процессов, происходящих в спиральной катушке, распадается на два дифференциальных уравнения:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}_0 + \frac{\partial\mathbf{D}_0}{\partial t}, \quad (33)$$

$$\operatorname{grad}H^* = \mathbf{j}_{\rightarrow} + \frac{\partial\mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t}. \quad (34)$$

Уравнение (33) описывает вихревой электромагнитный процесс, а безвихревой электромагнитный процесс представляется при помощи уравнения (34).

При стационарном (или квазистационарном) процессе в правых частях этих уравнений сохраняются только компоненты тока проводимости: \mathbf{j}_0 и \mathbf{j}_{\rightarrow} . Соотношение амплитудных значений компонент тока проводимости и электрического поля зависит от конструкции спиральной катушки и определяется углом α :

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{j_{\rightarrow}}{j_0} = \frac{E_{\rightarrow}}{E_0}. \quad (35)$$

Следовательно, уравнения (33) и (34) в общем случае взаимосвязаны соотношением (35). Поскольку мы рассматриваем электромагнитный процесс, происходящий в проводниках катушки, то в уравнении (33) следует пренебречь вихревыми токами смещения $\frac{\partial\mathbf{D}_0}{\partial t}$ по сравнению с токами проводимости \mathbf{j}_0 . Так как угол α мал, то $j_{\rightarrow} \ll j_0$, поэтому в уравнении (34) можно пренебречь токами проводимости \mathbf{j}_{\rightarrow} по сравнению с токами смещения $\frac{\partial\mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t}$. Таким образом, уравнения (33) и (34) приобретают вид:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}_0, \quad (36)$$

$$\operatorname{grad}H^* = \frac{\partial\mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t}. \quad (37)$$

Эти дифференциальные уравнения являются независимыми, то есть два электромагнитных процесса (вихревой и потенциальный), происходящие в катушке Теслы можно рассматривать по отдельности. На рис. 23б изображены отдельно тангенциальная (\mathbf{j}_0) и радиальная $\left(\frac{\partial\mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t}\right)$ компоненты тока в катушке Теслы в определенный момент времени.

5.6.2 Механизм трансформации

В трансформаторе Теслы, состоящем из двух спиральных катушек, одновременно происходят два явления:

- вихревая электромагнитная индукция;
- безвихревая электромагнитная индукция.

Вихревая электромагнитная индукция, как известно, приводит к трансформации вихревых токов. То есть во вторичной катушке возникают токи проводимости $\mathbf{j}_o(t)$.

За счет безвихревой электромагнитной индукции происходит трансформация радиальных токов. Радиальные токи проводимости $\mathbf{j}_\rightarrow(t)$, текущие в первичной катушке, трансформируются в радиальные токи смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_\rightarrow}{\partial t}$, которые возникают во вторичной катушке.

Опишем этот процесс подробнее. За счет нестационарного СМП, которое создают радиальные токи проводимости $\mathbf{j}_\rightarrow(t)$, текущие в первичной катушке, возникает безвихревое электрическое поле $\mathbf{D}_\rightarrow(t)$. Это явление описывается уравнением (10). Так как поле $\mathbf{D}_\rightarrow(t)$ нестационарно, возникают радиальные токи смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_\rightarrow}{\partial t}$. Эти токи можно представлять

как движение зарядов смещения (квазизарядов $\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}$) в радиальном направлении. Они позволяют «замыкать» несоединенные участки безвихревых токов в соответствии с уравнением неразрывности (22). Их можно назвать **«токами смещения второго типа»** в отличие от известных токов смещения Максвелла $\frac{\partial \mathbf{D}_o}{\partial t}$, которые замыкают вихревые токи. Заметим, что токи смещения распространяются в отсутствие электропроводной среды. Поэтому изоляция между витками катушки не препятствует токам $\frac{\partial \mathbf{D}_\rightarrow}{\partial t}$.

Радиальный ток смещения приводит к разделению квазизарядов в радиальном направлении между центром и периферией вторичной катушки. То есть между центром и периферией катушки возникает градиент потенциала. На сферической излучающей антенне, соединенной с центром катушки, возникает нестационарный электрический потенциал. Это позволяет создать вокруг шара сильное электрическое поле. Оно является нестационарным, имеет радиальную структуру и характеризуется вектором $\mathbf{E}_\rightarrow(x, y, z, t - r/c)$.

Изучим механизм трансформации радиальных токов. Рассмотрим два участка проводника, расположенных на одной линии (рис. 24a). Левый моделирует элемент радиального тока, текущего в первичной катушке.

Правый – элемент вторичной катушки. Считаем, что условие замыкания каждого тока обеспечено.

Пусть первичный ток изменяется по закону:

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{j}_{01} \sin \omega t . \quad (38)$$

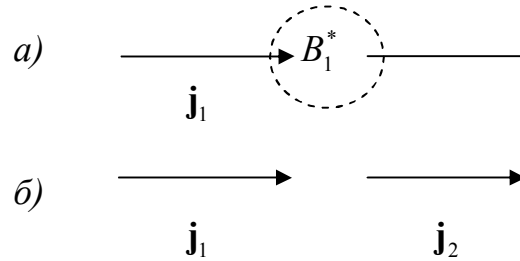


Рис. 24

Из рис. 22 и сопутствующего ему анализа следует, что в пространстве между проводниками ток \mathbf{j}_1 создает СМП (рис. 24а):

$$B_1^* = B_{01}^* \sin \omega t . \quad (39)$$

Следовательно, в этой области индуцируется нестационарный эффективный заряд (квазизаряд):

$$\rho_{\text{эф}} = \frac{\partial B_1^*}{\partial t} = B_{01}^* \omega \cos \omega t .$$

В соответствии с уравнением непрерывности (21) в этой области возникает источник тока смещения:

$$\operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B_1^*}{\partial t^2} = -\varepsilon' \varepsilon_0 B_{01}^* \omega^2 \sin \omega t . \quad (40)$$

При этом в правом проводнике создается ток проводимости:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_2 = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B_1^*}{\partial t^2} = \varepsilon' \varepsilon_0 B_{01}^* \omega^2 \sin \omega t . \quad (41)$$

Таким образом, во вторичной катушке индуцируется ток \mathbf{j}_2 , **направленный синфазно** с первичным током \mathbf{j}_1 (рис. 24б). Связь между проводниками осуществляется при помощи токов смещения в соответствии с уравнением непрерывности (22). При этих рассуждениях мы пренебрегли запаздыванием, полагая, что проводники расположены на расстоянии значительно меньшем, чем длина соответствующей волны.

В первом проводнике, естественно, возникает противоток (аналог правила Ленца). То есть первичный ток несколько ослабляется, и его энергия уменьшается. Можно сказать, что в этом процессе происходит передача энергии от первичного тока вторичному. Описанное явление объясняет механизм разделения зарядов в спиральной катушке.

Закон электромагнитной индукции для вихревого процесса, как известно, можно записать в виде:

$$U_0 = -L_0 \frac{dJ_0}{dt} . \quad (42)$$

Для вывода аналогичной формулы, описывающей безвихревой электромагнитный процесс, воспользуемся уравнением (10), записанным в виде:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t} .$$

В результате интегрирования по объему и применения теоремы Гаусса, определяем эффективный заряд (заряд смещения), индуцированный в области объема τ :

$$q_{\text{эф}} = \varepsilon' \varepsilon_0 \int_{\tau} \frac{\partial B^*}{\partial t} d\tau . \quad (43)$$

В случае плоской катушки $d\tau = 2\pi r b \cdot dr$, где b – диаметр проводящей части кабеля (высота катушки). В дальнейшем принимаем $\varepsilon' = 1$.

В соответствии с уравнением (37) СМП в нашем случае создается радиальными токами смещения. Запишем уравнение (37) в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial H^*(r, t)}{\partial r} = j_{\rightarrow}^{cm}(r, t).$$

Предположим, что во всех витках катушки в данный момент времени ток имеет одинаковое направление. Это соответствует приближению Г. Уиллера [14]. Плотность тока смещения в этом случае изменяется в зависимости от радиуса по закону:

$$j_{\rightarrow}^{cm}(r, t) = \frac{R_0}{r} j_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t).$$

С учетом этого соотношения, в результате интегрирования получим:

$$H^*(r, t) = R_0 \ln|r| j_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t),$$

или

$$B^*(r,t) = \mu_0 R_0 \ln|r| j_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t). \quad (44)$$

Подставив (44) в (43), определяем заряд смещения, возникающий на периферии катушки (такой же заряд формируется на внутреннем витке катушки):

$$q_{\text{эф}} = \mu_0 \varepsilon_0 \int_{r_0}^{R_0} r \ln|r| dr \cdot \frac{dJ_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t)}{dt}.$$

Здесь учтено, что сила радиального тока смещения на периферии катушки:

$$J_{\rightarrow}^{cm} = j_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t) \cdot 2\pi R_0 b.$$

Таким образом, спиральная катушка подобна цилиндрическому конденсатору: радиальные токи смещения приводят к разделению зарядов смещения q^{cm} (рис. 25). Эти заряды создают электрическое поле, которое противодействует току смещения. В этом физическая суть безвихревой электромагнитной индукции.

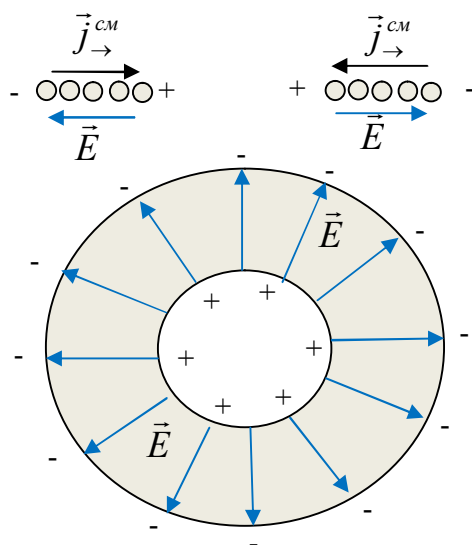


Рис. 25

Таким образом, спиральная катушка представляет собой аналог цилиндрического конденсатора емкостью:

$$C_{\rightarrow} = \frac{2\pi\varepsilon_0 b}{\ln\left|\frac{R_0}{r_0}\right|}.$$

Так как $q_{\text{эф}} = C_{\rightarrow} U_{\rightarrow}$, получаем аналог закона (42):

$$U_{\rightarrow} = \frac{\mu_0}{2\pi b} \ln \left| \frac{R_o}{r_0} \right| \int_{r_0}^{R_0} r \ln|r| dr \cdot \frac{dJ_{\rightarrow}^{cm}(R_0, t)}{dt}. \quad (45)$$

То есть

$$U_{\rightarrow} = L_{\rightarrow} \frac{dJ_{\rightarrow}^{cm}}{dt}, \quad \text{где} \quad L_{\rightarrow} = \frac{\mu_0}{2\pi b} \ln \left| \frac{R_o}{r_0} \right| \int_{r_0}^{R_0} r \ln|r| dr. \quad (46)$$

Заметим, что интеграл, стоящий в последнем выражении, имеет отрицательное значение, поэтому в самом законе знак «-» не ставится. Таким образом, правило Ленца действует и в случае безвихревой электромагнитной индукции. Суть явления безвихревой электромагнитной индукции заключается в том, что за счет индуцированного заряда смещения создается ЭДС, которая противодействует изменению радиального тока смещения. Таким образом, создается реактивное сопротивление, которое зависит от емкостных свойств спиральной катушки. Однако формально его следует отнести к сопротивлению индуктивного типа, поскольку по фазе напряжение U_{\rightarrow} опережает ток смещения на $\pi/2$.

Из (42) и (46) видно, что индуктивные свойства спиральной катушки следует характеризовать двумя различными коэффициентами: L_{\rightarrow} и L_o . Очевидно, имеется два типа индуктивного сопротивления:

$$\text{круговое} \quad X_{L(o)} = \omega L_o \quad \text{и} \quad \text{радиальное} \quad X_{L(\rightarrow)} = \omega L_{\rightarrow} \quad (47)$$

Установим фазовые соотношения при вихревых и безвихревых процессах. Компоненты тока, текущего в первичной катушке имеют одинаковую фазу, например:

$$j_o = j_o^{(0)} \sin \omega t, \quad j_{\rightarrow} = j_{\rightarrow}^{(0)} \sin \omega t.$$

Напряженность безвихревого электрического поля, наведенного во вторичной катушке определяется при помощи дифференциального уравнения (16), которое следует записать в виде:

$$\Delta \mathbf{E}_{\rightarrow} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\rightarrow}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{j}_{\rightarrow}}{\partial t}.$$

Из него следует, что фаза вектора \mathbf{E}_{\rightarrow} (а, следовательно, и \mathbf{D}_{\rightarrow}) смещена относительно \mathbf{j}_{\rightarrow} , на $\pi/2$:

$$D_{\rightarrow} = D_{\rightarrow}^{(0)} \cos \omega t.$$

Следовательно, безвихревой ток смещения изменяется со временем по закону:

$$\frac{\partial D_{\rightarrow}}{\partial t} = -D_{\rightarrow}^{(0)} \omega \sin \omega t,$$

то есть в противофазе по отношению к току, текущему в первичной катушке.

Уравнения (47) выражают модули сопротивлений индуктивного типа и записаны без учета их фаз. Реактивные сопротивления в тангенциальном и радиальном направлениях следует записать с учетом фазовых соотношений при вихревых и безвихревых процессах:

$$X_{\circ} = \omega L_{\circ} - \frac{1}{\omega C}, \quad X_{\rightarrow} = -\omega L_{\rightarrow} + \frac{1}{\omega C} \quad (48)$$

Эти процессы по отдельности представлены на двух векторных диаграммах (рис. 26). Векторы, соответствующие токам j_{\circ} и $\frac{\partial D_{\rightarrow}}{\partial t}$, взаимно противоположны. Соответствующие напряжения по отношению к каждому току изображены по известному правилу: напряжение на индуктивном элементе опережает ток на $\pi/2$, а напряжение на емкостном элементе отстает на $\pi/2$. В выражениях (48) положительные знаки соответствуют напряжениям, отложенным по вертикали вверх, а отрицательные – вниз.

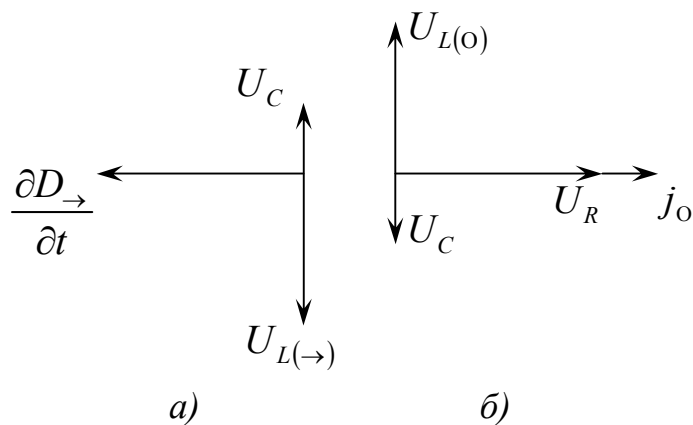


Рис. 26

Токи j_{\circ} и $\frac{\partial D_{\rightarrow}}{\partial t}$ образуют в спиральной катушке как бы две независимые параллельные ветви. При работе на частоте f_{01} ток j_{\circ} идет по правой ветви, так как ее реактивное сопротивление X_{\circ} резко снижается, так как $\omega L_{\circ} = \frac{1}{\omega C}$. Эквивалентная схема представлена на рис. 27а. При частоте f_{02} , наоборот,

правая ветвь заперта, а реактивное сопротивление левой ветви X_{\rightarrow} отсутствует $\left(\omega L_{\rightarrow} = \frac{1}{\omega C}\right)$ (рис. 27б).

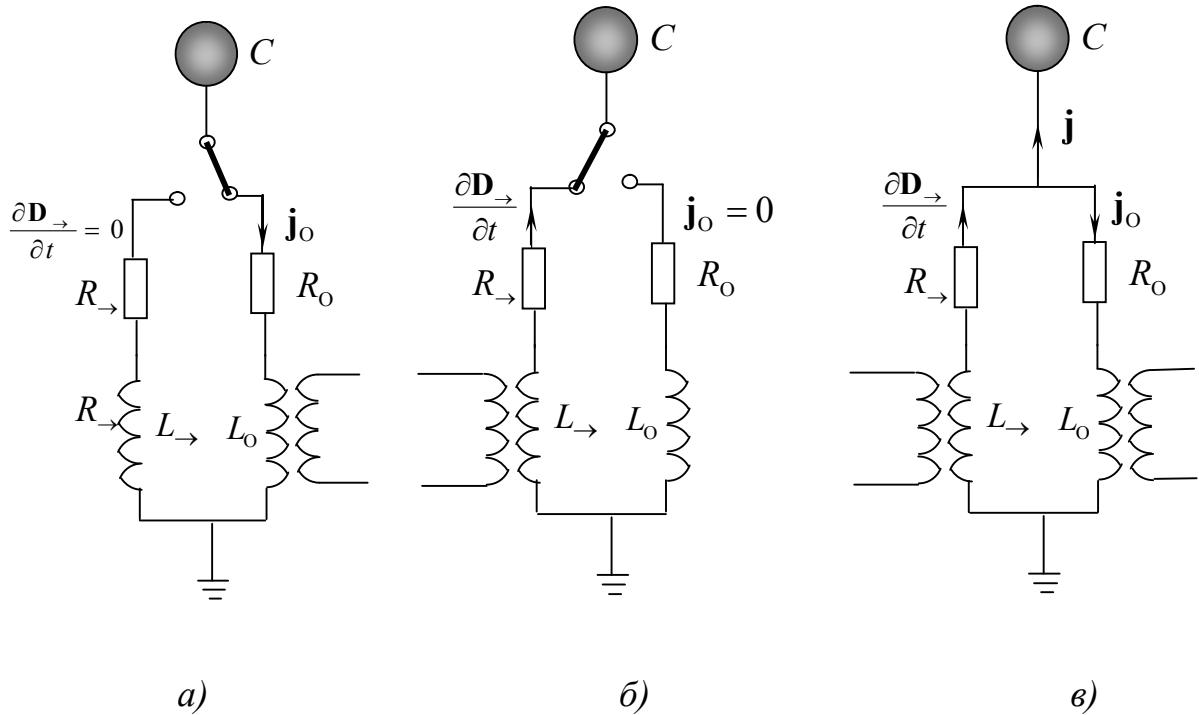


Рис. 27

Эквивалентная схема при работе на частоте f_{03} представлена на рис. 27в. Поскольку индуктивные элементы с коэффициентами L_{\rightarrow} и L_0 соединены параллельно, их суммарная индуктивность определяется по формуле:

$$L = \frac{L_{\rightarrow} L_0}{L_{\rightarrow} + L_0}.$$

В проводнике, идущем к сфере, ток представляется суперпозицией j_0 и $\frac{\partial D_{\rightarrow}}{\partial t}$. С учетом фазовых соотношений результирующий ток вне катушки Теслы представляется в виде разности вихревого тока проводимости и радиального тока смещения:

$$j = j_0 - \frac{\partial D_{\rightarrow}}{\partial t}.$$

Следовательно, при формировании третьего резонансного пика на расчетной частоте $f_{03} = 15 \text{ МГц}$ происходит частичное гашение двух

противофазных сигналов. На осциллограмме, представленной на рис. 19, видны все три пика. Возможен случай, когда два сигнала полностью гасят друг друга и третий пик не проявляется.

Однако, схема, представленная на рис. 27, не в полной мере моделирует процессы, происходящие в катушке Теслы. Первое отличие состоит в том, что в моделирующей системе по обеим ветвям электрической схемы текут токи проводимости, и не следует забывать, что один из них моделирует ток смещения.

Второе отличие заключается в том, что при проведении реального эксперимента со схемой, изображенной на рис. 27, коммутатор нужно переключать «вручную». Поэтому при помощи моделирующей схемы можно определить каждый из трех резонансов по отдельности. Получить все три пика на одной осциллограмме невозможно.

Отличительная особенность катушки Теслы состоит в том, что «переключение» процессов происходит автоматически в зависимости от частоты. Поэтому на амплитудно-частотной осциллограмме отражается «трехгорбый» резонанс.

Зависимость амплитудно-частотной характеристики от положения заземляющего кабеля (раздел 8, рис.11) объясняется тем, что с изменением положения кабеля обычно меняется его (а, следовательно, и всей системы) вихревой индуктивный коэффициент L_0 . Это влияет на значение частот f_{01} и f_{03} , а так же на степень затухания на этих частотах.

5.7 Резонансные частоты

Вначале эксперименты были проведены в диапазоне коротких волн ($f < 30\text{МГц}$). Здесь резистивные потери в обмотках более или менее незначительны, и результаты инструментальных исследований являются вполне удовлетворительными. Кроме того, некоторые части системы можно считать сосредоточенными. В диапазоне частот выше 30 МГц (УКВ) потери значительно возрастают, и «блуждающими» параметрами нельзя пренебрегать. Поэтому следует ожидать, что, результаты, будут иметь высокую степень дисперсии.

5.7.1 Диапазон КВ

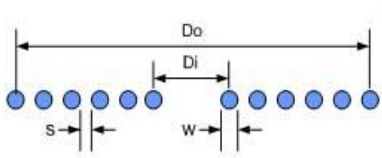
Исходя из изложенных выше соображений, в каждом диапазоне частот (КВ и УКВ) можно выделить три резонансных частоты. Вначале изучим резонанс в диапазоне КВ:

$$\omega_{01} = 2\pi f_{01} = \sqrt{\frac{1}{L_0 C}}, \quad \omega_{02} = 2\pi f_{02} = \sqrt{\frac{1}{L_{\rightarrow} C}}, \quad \omega_{03} = 2\pi f_{03} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (49)$$

При частоте ω_{01} усиливается азимутальный (круговой) ток \mathbf{j}_0 в спиральной катушке. При ω_{02} картина существенно меняется. Возникает СМП, градиент которого направлен по радиусу катушки. За счет этого реактивное сопротивление в радиальном направлении значительно снижается, поэтому радиальный ток смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_{\rightarrow}}{\partial t}$ возрастает. Это приводит к созданию в центре вторичной катушки сильного переменного СМП, следовательно, там возникает эффективный заряд (потенциал) большой амплитуды. Можно сказать: *происходит «резонанс заряда»*.

На третьей резонансной частоте ω_{03} усиливается полный ток \mathbf{j} , текущий в спиральной катушке. В этом случае минимальным является суммарное реактивное сопротивление параллельных ветвей контура.

Для расчета резонансных частот удобно использовать специальный web-калькулятор: http://www.circuits.dk/calculator_flat_spiral_coil_inductor.htm



Внутренний диаметр рупона:	<input type="text" value="10"/>	<input type="text" value="мм"/>
Число оборотов:	<input type="text" value="31"/>	
Диаметр проволоки:	<input type="text" value="1.3"/>	<input type="text" value="мм"/>
Расстояние между витками:	<input type="text" value="0.4"/>	<input type="text" value="мм"/>
Индуктивность:	<input type="text" value="44.773"/>	<input type="text" value="мкГн"/>
Наружный диаметр	<input type="text" value="115.399"/>	<input type="text" value="мм"/>
Длина провода:	<input type="text" value="6.106"/>	<input type="text" value="метр"/>
<input type="button" value="Clear"/>		

Заложенная в него программа позволяет рассчитывать вихревую индуктивность спиральной катушки Теслы при частотах меньше 30 МГц, в рамках приближения Г. Уиллера [14]. Это приближение применимо при длине провода намотки не более половины длины электромагнитной волны. В этом случае направление тока на всех участках антенны изменяется одновременно.

Рассчитанный коэффициент индуктивности обозначим: $L_0^{(0)} = 44,7 \text{ мкГн}$. В результате экспериментального измерения емкости передающей антенны получено значение: $C = 5,7 \text{ нкФ}$. С учетом имеющихся параметров емкости и индуктивности вычисляем частоту первого резонансного пика: $f_{01} \approx 10 \text{ МГц}$.

Этот результат хорошо согласуется с экспериментальным значением: $f_{01} = 9 \text{ МГц}$. Расхождение этих значений можно объяснить наличием «блуждающих» потенциалов, которые обычно создают емкость $\approx 2 - 3 \text{ нкФ}$.

При частоте 10 МГц длина полуволны составляет 15 м . В нашем случае длина катушки примерно 6 м , то есть условие приближения Г. Уиллера выполняется.

При частоте 30 МГц длина полуволны составляет 5 м . Следовательно, условия нашего эксперимента на этой частоте несколько выходят за рамки приближения Г. Уиллера. Однако для оценочного расчета применим формулу (46), по которой определяется безвихревой индуктивный коэффициент $L_{\rightarrow}^{(0)}$ в приближении Г. Уиллера. Для заданных размеров катушки получаем:

$$L_{\rightarrow}^{(0)} = \frac{\mu_0}{2\pi b} \ln \left| \frac{R_0}{r_0} \right| \int_{r_0}^{R_0} r \ln |r| dr = -2,13 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

Знак «-» отражает правило Ленца в законе безвихревой электромагнитной индукции (46).

Расчетное значение соответствующей резонансной частоты:

$$f_{02} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_{\rightarrow} C}} = 45 \text{ МГц}.$$

Расхождение между ним и экспериментальным значением ($f_{02} = 30 \text{ МГц}$) объясняется не строгим выполнением условия Г. Уиллера.

Электромагнитный процесс на частоте $f_{03} = 45,6 \text{ МГц}$ еще дальше выходит за рамки приближения Г. Уиллера. Это не позволяет получить адекватный расчетный результат третьего резонансного пика.

5.7.2 Диапазон УКВ

Наибольший интерес представляет теоретический расчет основных резонансных частот в диапазоне УКВ, то есть за пределами приближения Г. Уиллера. Произведем расчет основных резонансных частот f_1 , f_2 и f_3 . Для этого понадобится вычислить основные индуктивные коэффициенты L_0 и L_{\rightarrow} .

Длина провода катушки составляет примерно 6 м , а длина электромагнитной волны на частотах основного резонанса близка к 2 м . Следовательно, по длине проводника укладывается 3 бегущих волны и создается сложное распределение плотности тока в зависимости от радиуса и полярного угла $j_0(r, \varphi, t)$. Условие приближения Г. Уиллера в этом случае для всей антенны не выполняется. Однако можно условно разбить

спиральную катушку на круговые участки, в пределах каждого из которых укладывается одна полуволна. В этом состоит суть метода сегментации.

Условие приближения Уиллера рассчитывается, так, чтобы по длине прямолинейного проводника укладывалась одна поперечная электромагнитная полуволна. Если этот проводник свернуть в виде спирали, то при любых значениях внешнего (R_0) и внутреннего (r_0) радиусов их разность $R_0 - r_0$ будет равна половине продольной волны. Таким образом, следует различать длину продольной (азимутальной) волны и длину поперечной (радиальной) волны. Эти значения различны, но они связаны между собой через размеры катушки R_0 и r_0 . Всегда длина проводника на каждом сегменте равна половине длины поперечной волны, а ширина сегмента в радиальном направлении равна половине продольной волны.

Запишем необходимые формулы для одного n -ого сегмента с внутренним радиусом r_n и внешним радиусом R_n . Переменный круговой ток радиуса r , текущий по проводнику с поперечным сечением ds , создает в центре витка магнитное поле (без учета запаздывания):

$$dB = \frac{\mu j_0(t)}{2r} ds. \quad (50)$$

Элемент площади радиального сечения катушки:

$$ds = b \cdot dr.$$

В результате интегрирования из (50) получаем:

$$B_n(t) = \frac{\mu b j_0(t)}{2} \ln \left| \frac{R_n}{r_n} \right|. \quad (51)$$

Подставим (51) в дифференциальное уравнение (12):

$$\text{rot} \mathbf{E}_n = -\frac{\mu b}{2} \ln \left| \frac{R_n}{r_n} \right| \cdot \frac{\partial \mathbf{j}_0}{\partial t}.$$

Умножаем это уравнение на площадь кольцевого элемента поверхности катушки: $ds_0 = 2\pi r dr$. В результате интегрирования и применения теоремы Стокса имеем:

$$U_{On} = -\frac{\mu \pi}{2} (R_n + r_n) \ln \left| \frac{R_n}{r_n} \right| \cdot \frac{dJ_{On}}{dt}, \quad (52)$$

где $J_{On} = j_0 b (R_n - r_n)$ - сила кругового тока на n -ом сегменте.

Сравнивая (52) с законом (42), находим вихревой индуктивный коэффициент для n -ого сегмента:

$$L_{On} = \frac{\mu\pi}{2}(R_n + r_n) \ln \left| \frac{R_n}{r_n} \right|. \quad (53)$$

В таблице приведены результаты расчетов для каждого участка и значение суммарного индуктивного коэффициента. Здесь учтено, что при $f_1 = 141,7 \text{ МГц}$ длина полуволны практически равна 1 м, поэтому в нашей установке выделяется 6 участков. Кроме того принято, что $\mu = \mu_0$.

Номер участка	Внутренний радиус r_n (мм)	Внешний радиус R_n (мм)	Количество витков	Индуктивный коэффициент L_{On} (мкГн)
1	5	25	12	0,094
2	25	35	6	0,039
3	35	42	4	0,027
4	42	48,5	4	0,024
5	48,5	53,5	3	0,019
6	53,5	58,5	2	0,018
Сумма			31	0,222

Образуется система катушек индуктивности, которые соединены последовательно. Результирующая индуктивность определяется простым суммированием. Таким образом, в результате расчетов получено значение:

$$L_0 = 0,222 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

Расчетное значение первой резонансной частоты точно совпадает с результатом эксперимента:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_0 C}} = 141 \text{ МГц}.$$

Далее произведем теоретический расчет безвихревого индуктивного коэффициента на каждом из выделенных участков при помощи формулы (46):

$$L_{\rightarrow n} = \frac{\mu_0}{2\pi b} \ln \left| \frac{R_n}{r_n} \right| \int_{r_n}^{R_n} r \ln |r| dr.$$

При этом следует учесть, что на частоте второго резонансного пика $f_2 = 161,5 \text{ МГц}$ длина полуволны меньше метра и составляет $0,925 \text{ м}$. В этом случае в нашей катушке укладывается $6,5$ полуволн, то есть выделяется 7 сегментов. Кроме того, обратим внимание на то, что направления ЭДС индукции на этих сегментах, чередуются.

На каждом сегменте происходит разделение зарядов в радиальном направлении. Поэтому каждый сегмент можно моделировать конденсатором. Если сегментов несколько, получается система последовательно соединенных конденсаторов. Изобразим систему двух последовательно соединенных конденсаторов различной емкости C_1 и C_2 (рис. 28а). Обратим внимание на порядок знаков.

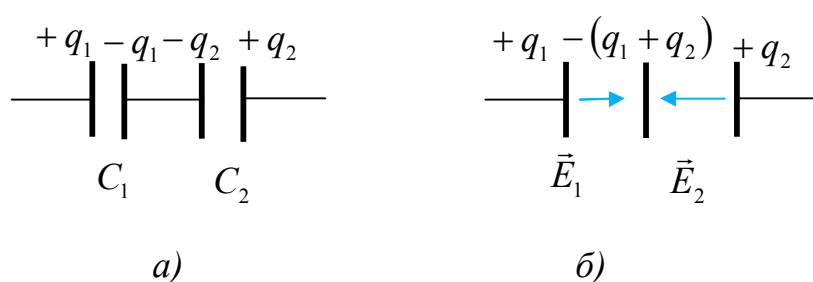


Рис. 28

Эту систему можно представить в виде многослойного конденсатора (рис. 28б). Такую систему можно заменить одним конденсатором, в котором создается поле:

$$E = E_1 - E_2.$$

То есть ЭДС индукции (безвихревой), возникающие на соседних сегментах частично компенсируются. Этим и объясняется чередование знаков коэффициентов $L_{\rightarrow n}$.

Номер сегмента	Внутренний радиус r_n (мм)	Внешний радиус R_n (мм)	Количество витков	Индуктивный коэффициент $L_{\rightarrow n}$ (мкГн)
1	5	23	10,5	+0,262
2	23	32,25	5,5	-0,107
3	32,25	39	4,25	+0,023
4	39	45,5	3,5	-0,019
5	45,5	51	3	+0,015
6	50,5	55,5	2,75	-0,009
7	55,5	58,5	1,5	+0,004
Сумма			31	0,169

С учетом полученного значения безвихревого индуктивного коэффициента находим расчетное значение частоты второго резонансного пика, практически совпадающее с экспериментальным:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_0 C_{\rightarrow}}} = 162 \text{ МГц}.$$

Если использовать, полученные выше значения индуктивных коэффициентов, то получим результирующую индуктивность катушки Теслы:

$$L = \frac{L_{\rightarrow} L_0}{L_{\rightarrow} + L_0} = 0,096 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

Ей соответствует расчетное значение третьего резонансного пика:

$$f_3 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} = 215 \text{ МГц}.$$

Оно существенно отличается от экспериментального ($f_3 = 179,8 \text{ МГц}$). Причина заключается в том, что на частоте третьего резонансного пика реальные коэффициенты L_0 и L_{\rightarrow} отличаются от рассчитанных выше.

Предложенный метод расчета индуктивных коэффициентов позволяет определить L_0 и L_{\rightarrow} , соответствующие частоте f_3 . Для этого, прежде всего, нужно рассчитать длину соответствующей полуволны (0,83 м). При длине катушки в 6 м выделяется 8 сегментов, в пределах которых можно применять приближение Г. Уиллера. Затем можно рассчитать $L_0(f_3)$ и $L_{\rightarrow}(f_3)$, а, следовательно, получить расчетное значение $L(f_3)$.

Номер сегмента	Внутренний радиус r_n (мм)	Внешний радиус R_n (мм)	Количество витков	Индуктивный коэффициент L_{0n} (мкГн)	Индуктивный коэффициент $L_{\rightarrow n}$ (мкГн)
1	5	22	10	0,079	+0,238
2	22	30,5	5	0,034	-0,041
3	30,5	37,3	4	0,027	+0,024
4	37,3	42,8	3,25	0,022	-0,014
5	42,8	47,7	2,9	0,019	+0,011
6	47,7	52,15	2,6	0,017	-0,008
7	52,15	56,2	2,4	0,016	+0,007
8 (не полный)	56,2	58,5	0,85	0,009	-0,002
Сумма			31	0,223	0,215

$$L = \frac{L_{\rightarrow} L_0}{L_{\rightarrow} + L_0} = 0,109 \cdot 10^{-6} \text{ Гн} \quad f_3 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} = 202 \text{ МГц}.$$

Это более точный результат, он отличается от экспериментального значения примерно на 10%.

6 Объяснение новых явлений

6.1 Интерпретация опытов с клеткой Фарадея

Как уже упоминалось выше, в соответствующем разделе эксперименты с клеткой Фарадея привели к парадоксальным результатам. Экранирующая возможность клетке резко меняется в зависимости от типа выходного соединения.

Можно было ожидать, что электромагнитный сигнал не сможет выйти из клетки, так как размер выходного отверстия мал по сравнению с рабочей длины волны. В нашем эксперименте рабочая длина волны (при резонансе) составляет около 30 м, а диаметр отверстия составляет около 0,01 м. Несмотря на это, в первой тестовой конфигурации (рис. 18) передача сигнала из клетки Фарадея происходит без ослабления. Объяснить этот эффект передачей сигнала по заземляющему коаксиальному кабелю невозможно. Это подтверждается расчетами, приведенными в работе [18].

На наш взгляд, при условиях первого теста проявляется безвихревая электромагнитная индукция. Это явление выражено дополнительным членом $\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial V^*}{\partial t}$ в обобщенном уравнении (10). В нестационарном СМП металлическая поверхность клетки приобретает переменный электрический заряд. *Заряды на излучающей антенне, находящейся внутри клетки, и на самой клетке Фарадея изменяются синфазно.* На рис. 29 система изображена в момент времени, когда излучающая антенна заряжена положительно. Клетка Фарадея в этот момент тоже имеет положительный заряд. Нестационарное электрическое поле при этом создается снаружи клетки. Поскольку клетка Фарадея заземлена, она сама становится антенной, излучающей электроскалярные волны. Эти волны принимаются приемником и регистрируются анализатором. Таким образом, электроскалярные волны не экранируются клеткой Фарадея при условиях теста 1. В этом их принципиальное отличие от поперечных электромагнитных волн.

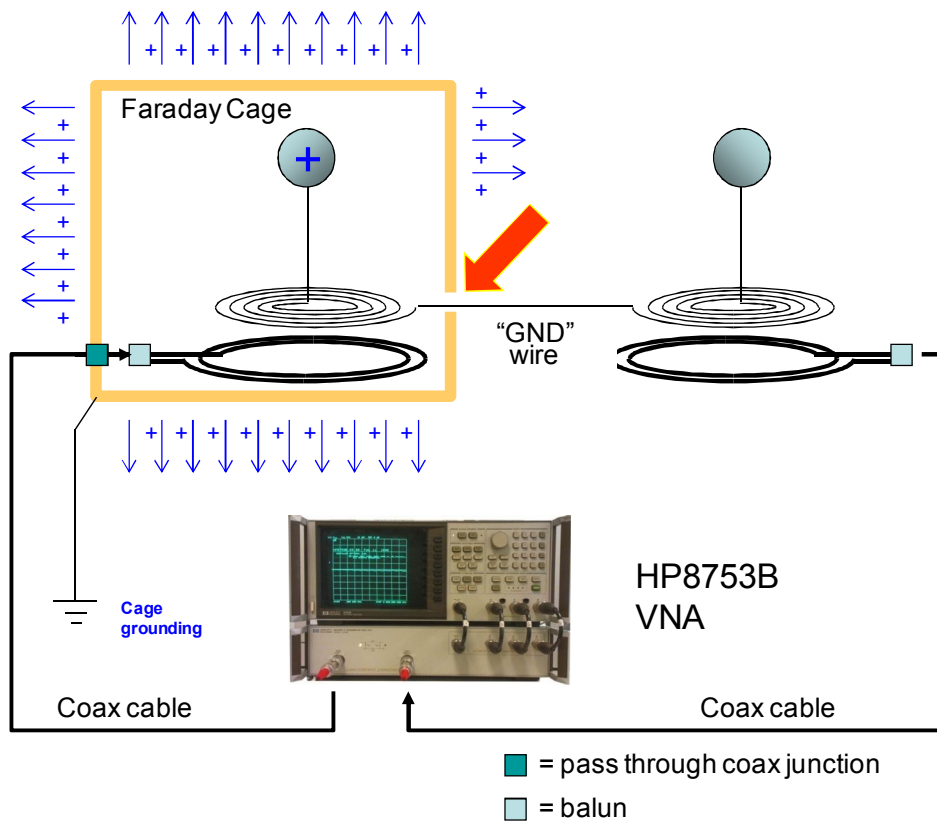


Рис. 29

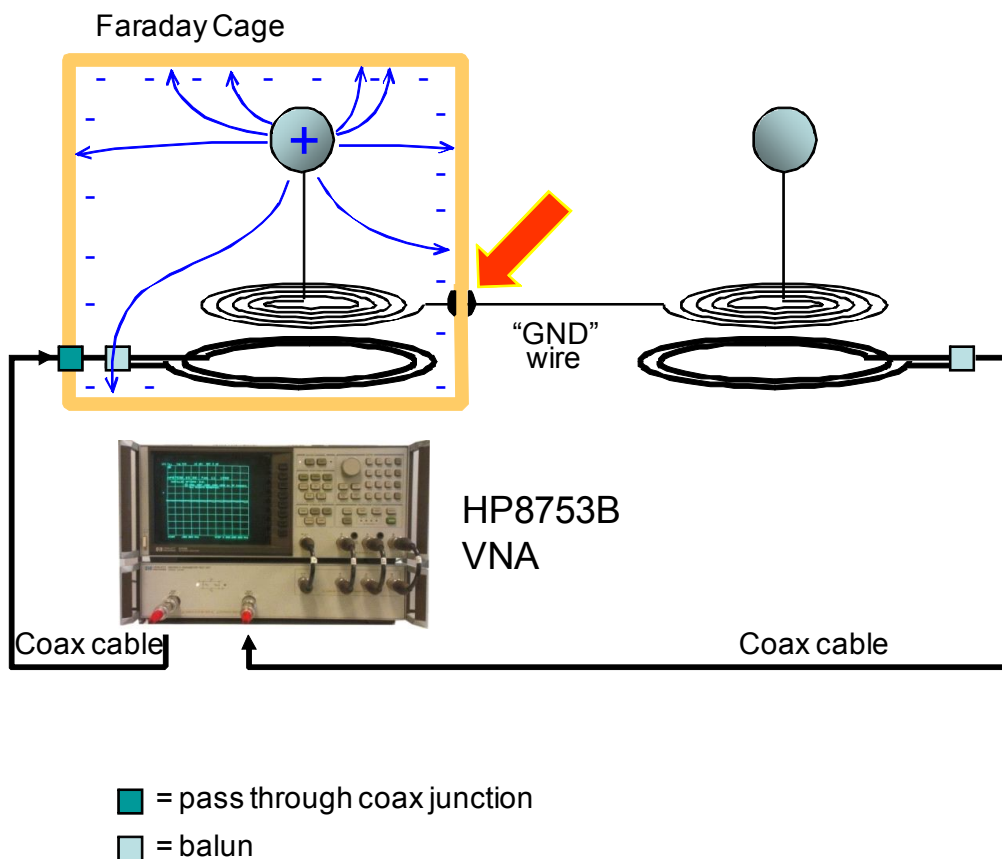


Рис. 30

В тесте 2 сфера излучающей антенны и клетка Фарадея образуют подобие сферического конденсатора, их *заряды в любой момент времени имеют различные знаки* (рис. 30). Электромагнитный процесс, происходящий внутри конденсатора, не выходит за его пределы. В этих условиях электроскалярные волны экранируются клеткой Фарадея.

7 Выводы

В заключение можно сказать, что миниатюрная экспериментальная модель Мейла, возможно, не воспроизводит всех условий оригинального эксперимента Теслы. Очевидно, исключаются процессы, которые имеют место при высоком напряжении (на высоких частотах). Тем не менее, при помощи установки Мейла выявляются некоторые интересные необычные аспекты.

Проверены и подтверждены большинство из обнаруженных Мейлом явлений. Исключение составляет лишь утверждение о сверхсветовой скорости распространения электроскалярных волн. Эта гипотеза не нашла теоретического и экспериментального подтверждения.

В дополнительных экспериментах обнаружены новые интересные факты, а именно:

- аномальная зависимость затухания сигнала от расстояния между передатчиком и приемником (по крайней мере, при резонансе в условиях эксперимента), что может открыть интересные перспективы развития связи и передачи энергии;
- установлены условия, при которых клетка Фарадея не экранирует электромагнитные волны, излучаемые сферической антенной.

Гипотеза о том, что сигнал передается из клетки Фарадея при помощи поперечных электромагнитных волн (ТМ), которые распространяются вдоль провода заземления, не может считаться удовлетворительной. Идея существования электроскалярных волн представляется хорошим теоретическим инструментом, при помощи которого объясняются наблюдаемые явления.

Теория, основанная на обобщенных уравнениях электродинамики, адекватно объясняет механизм излучения и распространения электромагнитных скалярных волн. Процессы, происходящие в трансформаторе Теслы, хорошо объясняются на основе представлений о вихревых и потенциальных электромагнитных процессах. Особо следует подчеркнуть роль скалярного магнитного поля в спиральных катушках Теслы.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- установлено, что распространение сигнала между передатчиком и приемником осуществляется при помощи волнового электромагнитного процесса, происходящего между сферическими антеннами;

- показано, что в данной системе электромагнитные волны отличаются по своим свойствам от поперечных волн Герца;
- экспериментальные результаты объяснены на основе обобщенной (четырёхмерной) электромагнитной теории, объединяющей вихревые и потенциальные электродинамические процессы;
- доказано, что передача сигнала между сферическими антеннами происходит посредством электроскалярных волн;
- экспериментально установлено, что передача сигнала происходит на большие расстояния, что исключает гипотезу емкостной связи между антеннами;
- теоретически описан принцип действия трансформатора Теслы, состоящего из двух спиральных катушек;
- объяснена причина возникновения «трехгорбого» резонанса;
- теоретические расчеты резонансных пиков в диапазоне УКВ практически совпали с экспериментальными значениями;
- исследован механизм взаимодействия электроскалярных волн с клеткой Фарадея, определены условия экранирования и, наоборот, полного его отсутствия.

Литература

1. N. Tesla. Apparatus for transmission of electrical Energy. US Patent 649'621, 1900.
2. K. Meyl, “Scalar Waves: Theory and Experiments “, Journal of Scientific Exploration. Vol. 15, № 2, pp. 199–205, 2001.
3. H. Weidner, E. Zentgraf, T. Senkel, T. Junker, P. Winkels. Experiments to proof the evidence of scalar waves Tests with a Tesla reproduction by Prof. Konstantin Meyl. September 2001. <http://www.gravitation.org>
4. C. Monstein, J. P. Wesley, “Observation of scalar longitudinal electrodynamic waves”, Europhys. Lett., 59 (4), pp. 514–520, Aug. 2002.
5. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. / Г.В. Николаев. - Томск: Твердыня, 2003.- 149 с.
6. Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны// Изв. ВУЗов. Физика. – 1992.- № 3.- С. 24-29.
7. Томилин А.К. Обобщенная электродинамика. – Усть-Каменогорск: ВКГТУ, 2009.- 168 с. http://vev50.narod.ru/Tomilin_ED.pdf
8. Tomilin A.K. “The Fundamentals of Generalized Electrodynamics“, Physics e-print, July 2008. <http://arxiv.org/pdf/0807.2172>
9. Tomilin A.K. The Potential-Vortex Theory of the Electromagnetic Field. Physics e-print. Aug. 2010 . <http://arxiv.org/pdf/1008.3994>
10. K.J. van Vlaenderen, A.Waser, “Generalization of classical electrodynamics to admit a scalar field and longitudinal waves”, Hadronic Journal 24, 609-628 (2001).

11. Woodside D.A. Three-vector and scalar field identities and uniqueness theorems in Euclidean and Minkowski spaces// Am. J. Phys., Vol.77, № 5, pp.438- 446, May 2009. [woo09ajp.pdf](#)
12. Борисенко А.И., Тарапов И.Е. Векторный анализ и начала тензорного исчисления. - Изд. 3-е. - М.: ВШ. 1966.
13. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклевский курс физики. Т.2. - М. «Наука», 1975. - 439 с.
14. Wheeler H. A. Fundamental limitations of small antennas.– Proceedings of the IRE, Dec. 1947, pp. 1479–1488.
15. Arbab I. Arbab, Zeinab A. Satti. On the Generalized Maxwell Equations and Their Prediction of Electroscalar Wave// Progress in physics, 2009, v.2.- s. 8-13.
16. Bruhn G. W. On Koen van Vlaenderen's Seventh Field Component Again. <http://www.mathematik.tu-darmstadt.de/~bruhn/vV191005.html>
17. Bettini G. Can electromagnetic scalar waves be radiated by a metal sphere? <http://vixra.org/pdf/1109.0034v1.pdf>
18. Elmore G. Introduction to propagating wave on a single conductor. www.corridor.biz/FullArticle.pdf