ЭЛЕКТРОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ/ELECTROPHYSICS, ELECTROPHYSICAL INSTALLATIONS

DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИИ

Научная статья

Патраков В.Е.[1, *]
[1] ORCID : 0000-0002-2874-6379;
[1] Институт Электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Российская Федерация
[1] Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург, Российская Федерация

* Корреспондирующий автор (vitpatrakov[at]gmail.com)

Аннотация

Линии магнитной компрессии (MCL) являются перспективными твердотельными устройствами для получения импульсов пикосекундной длительности с мощностью в десятки гигаватт. В данной работе описана численная модель MCL, основывающаяся на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в программном комплексе COMSOL Multiphysics. Описаны используемые граничные условия настройки решателя, и настройки конечно-элементной сетки. Предложена явная методика учёта потерь в проводниках линии при расчёте во временной области. Модель реализована в двумерной осесимметричной и трёхмерной постановках.

После оптимизации модель показывает хорошее согласие с экспериментальными данными. С помощью созданной модели было проанализировано влияние омических потерь и высших типов волн на формирование импульса в MCL.

Ключевые слова: мощная импульсная техника, пикосекундная электроника, линия магнитной компрессии, численное моделирование, высшие типы волн.

NUMERICAL SIMULATION OF PICOSECOND MAGNETIC COMPRESSION LINES

Research article

Patrakov V.E.[1, *]
[1] ORCID : 0000-0002-2874-6379;
[1] Institute of Electrophysics UB RAS, Ekaterinburg, Russian Federation
[1] Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

* Corresponding author (vitpatrakov[at]gmail.com)

Abstract

Magnetic compression lines (MCLs) are promising solid-state devices for producing picosecond pulses with power of tens of gigawatts. This paper describes a numerical model of MCL based on the coupled solution of Maxwell's equations and Landau-Lifshitz-Gilbert equation in the COMSOL Multiphysics software package. The used boundary conditions, solver settings, and finite element mesh settings are described. An explicit method for taking into account losses in line conductors for time domain calculations is proposed. The model is implemented in two-dimensional axisymmetric and three-dimensional formulations.

After optimization, the model shows good agreement with experimental data. Using the created model, the influence of ohmic losses and higher-order modes on the formation of a pulse in the MCL was analyzed.

Keywords: powerful pulse technology, picosecond electronics, magnetic compression line, numerical modeling, higher types of waves.

Введение

В последние годы активное развитие получил новый тип устройств мощной импульсной техники - линии магнитной компрессии (MCL от англ. Magnetic Compression Lines). При помощи MCL были получены импульсы пикосекундной длительности с рекордными амплитудными параметрами. MCL являются разновидностью гиромагнитных импульсных устройств, то есть устройств, работа которых основана на взаимодействии магнитного поля, созданного импульсом тока, и вектора намагниченности в намагниченной среде, например в феррите. Одними из наиболее изученных гиромагнитных импульсных устройств являются гиромагнитные нелинейные линии передачи (GNLTL), перспективные источники импульсного сверхвысокочастотного излучения высокой мощности [1], [2]. GNLTL представляет из себя двухсвязную линию передачи, обычно коаксиального типа, частично или полностью заполненную ферритовым материалом (рисунок 1, а). Феррит намагничивается до состояния глубокого насыщения внешним соленоидом или сборкой из постоянных магнитов. Когда на вход такой линии подается импульс с наносекундным или субнаносекундным фронтом, при его распространении магнитное поле импульса вызывает прецессию вектора намагниченности **M** вокруг вектора эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{\mathbf{eff}}$, которое представляет из себя векторную сумму магнитного поля внешнего соленоида, магнитного поля импульса, и размагничивающих полей в феррите. Эта прецессия распространяется вдоль линии когерентно в виде волны намагниченности, модулируя импульс сверхвысокочастотными колебаниями с максимальной мощностью до нескольких сотен МВт. Частота колебаний приблизительно равна частоте, на которой выполняется условие фазового синхронизма электромагнитной квази-Т волны и волны намагниченности, и обычно лежит в диапазоне 1-20 ГГц [2].

В последние годы был предложен и опробован новый подход к использованию коаксиальных линий, заполненных ферритом [3], [4], [5], [6]. Было установлено, что при длительности входного импульса, приблизительно равной одному периоду генерируемых линией колебаний, и амплитуде входного импульса около 500 кВ и выше, GNLTL может работать в режиме сжатия монополярного импульса во времени и усиления его мощности, при этом длительность выходного импульса приблизительно равна одному полупериоду генерируемых линией колебаний (рисунок 1, b). GNLTL, работающие в таком режиме, получили название MCL, и в настоящий момент используются для сжатия и усиления монополярных мегавольтных импульсов нано- и субнаносекундной длительности. Этот подход к генерированию коротких мощных импульсов уникален для мощной импульсной техники, так как не требует применения каких-либо коммутаторов, что позволяет преодолеть классический нижний порог длительностей импульсов в сотни пс, связанный с применением газовых разрядников в качестве коммутаторов. Также, поскольку MCL является твердотельной системой, её можно использовать как продолжение полностью твердотельного подхода в мощной импульсной технике [4]. Самый мощный импульсный генератор, использующий полностью твердотельный подход, описан в работах [5], [6]. Он состоит из полностью твердотельного наносекундного драйвера S-500, основанного на SOS-диодах, и четырёх последовательных ступеней MCL, условно называемых MCL1-MCL4, включенных каскадно. Параметры импульса составляют: импульсная мощность 87 ГВт, напряжение 2.05 МВ на нагрузке 48 Ом, длительность импульса 92 пс. Полученное значение мощности импульса является наибольшим для твердотельных импульсных генераторов, а полученное значение скорости нарастания напряжения 28.4 МВ/нс - наибольшим для всех импульсных генераторов вообще.

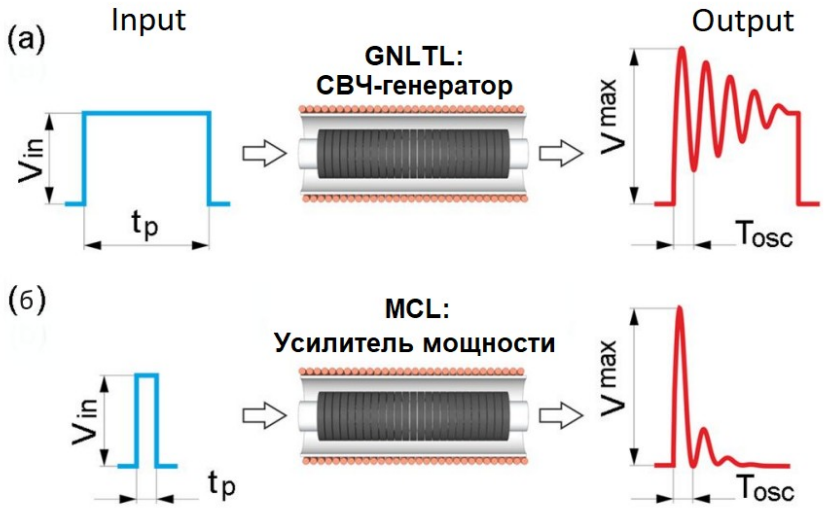

Рисунок 1 - Два режима работы коаксиальной линии передачи, заполненной ферритом:
а - генератор СВЧ колебаний; *б* - усилитель мощности монополярных импульсов
DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177.1

Дальнейшее развитие MCL-подхода требует проведения численного моделирования MCL. Численная модель MCL должна стать инструментом для изучения физики процессов, происходящих при работе MCL, а также для проектирования новых ступеней MCL-генераторов. В проведённом исследовании такая модель была создана с помощью программного комплекса COMSOL Multiphysics [7], в двумерной осесимметричной и трёхмерной геометрических постановках.

Описание численной модели

При построении модели целью было поставлено наименьшее возможное количество упрощений, чтобы учесть все возможные электродинамические эффекты в коаксиальной линии. По этой причине не была использована популярная расчётная методика для GNLTL [8], основывающаяся на телеграфных уравнениях, поскольку применение последних справедливо только для линий передач с поперечной Т-волной. Поскольку и GNLTL, и MCL состоят из двух диэлектрических слоёв с разными свойствами (феррит и изолятор), на их границе раздела возникает составляющая электрического поля, направленная вдоль направления распространения волны, так что рассмотрение такой волны как чисто поперечной являлось бы упрощением. Описанная волна обладает частотной дисперсией и носит название квази-Т [9]. Исходя из этого, было решено построить модель основываясь на уравнениях Максвелла. Для этого, уравнения были выражены через магнитный векторный потенциал **A**, определяемый как **B**≡∇×**A**. Если при этом принять калибровку Вейля для векторного потенциала (она же калибровка Гамильтона) [10], то есть тождественно приравнять электростатический потенциал к нулю (что в принятой калибровке не снижает общности уравнений), три из четырёх уравнений Максвелла (закон Гаусса, закон Гаусса для магнитного поля, и закон Фарадея-Максвелла), выполняются автоматически. Оставшееся уравнение (1) (закон Ампера-Максвелла) может быть преобразовано в форму, зависящую только от **A**, как продемонстрировано в шагах (2)-(5).

$$\nabla \times \boldsymbol{H} - \sigma \boldsymbol{E} - \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = 0 \qquad (1)$$

$$\nabla \times (\frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0} - \boldsymbol{M}) - \sigma \boldsymbol{E} - \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial \mathrm{t}} = 0 \quad (2)$$

Из определения **A** и калибровки Вейля следует, что напряжённость электрического поля **E** и магнитная индукция **B** определяются, как (3) и (4) соответственно.

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) в (2), получим окончательное выражение (5).

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{A} - \mu_0 \boldsymbol{M}) + \sigma \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial \mathrm{t}} + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial^2 \mathrm{t}} = 0 \quad (5)$$

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, ε_0 – диэлектрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды. Чтобы учесть нелинейные свойства феррита, в уравнение было включено слагаемое намагниченности **M**.

Динамическое поведение намагниченности в феррите в состоянии магнитного насыщения может быть описано макроскопически уравнением Ландау-Лифшица с диссипативным слагаемым в форме Гильберта [11] (6). Это уравнение также называют уравнением ЛЛГ.

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = -\gamma \mu_o [\boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\boldsymbol{M} \times \frac{d\boldsymbol{M}}{dt}] \quad (6)$$

Здесь γ – гиромагнитное отношение электрона, равное $1.76 \cdot 10^{11}$ рад/(с Тл), μ_0 – магнитная постоянная, **M** – вектор намагниченности феррита, M_s – величина намагниченности насыщения феррита, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ – эффективная напряжённость магнитного поля в феррите, α – безразмерный коэффициент затухания Гильберта, обычно лежащий в пределах 0.1-1 для напряжённостей магнитного поля около 10^6 А/м [12, С. 426], но не имеющий принципиального верхнего ограничения. В уравнении ЛЛГ первое слагаемое в правой части имеет смысл крутящего момента, перпендикулярного к плоскости, определяемой векторами **M** и $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, который вызывает вращение (прецессию) вектора **M** вокруг вектора $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. Второе слагаемое необходимо для учёта затухания прецессии. Его смысл состоит в отклонении крутящего момента, действующего на **M**, в сторону $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, фактически направляя движение вектора **M** к вектору $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. Таким образом, поведение **M**, определяемое данным уравнением, состоит в том, что при относительно медленных изменениях направления магнитного поля вектор **M** движется параллельно вектору $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, но при быстрых изменениях направления $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, вектор **M** переходит в новое, параллельное вектору $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ положение, путём прецессирующего движения.

$\mathbf{H}_{\text{eff}}$ представляет собой суммарное эффективное магнитное поле внутри феррита, то есть векторную сумму внешнего магнитного поля, создаваемого подмагничивающим соленоидом, магнитного поля входного импульса, распространяющегося по линии, и размагничивающих полей. Размагничивающие поля в данном случае можно подразделить на статические и динамические. Статическая составляющая размагничивающего поля возникает всегда, когда тело произвольной формы с отличной от окружающей среды магнитной проницаемостью пронизывается магнитными линиями. Чтобы удовлетворять граничным условиям на границах тела и среды, напряжённость магнитного поля **H** перераспределяется, из-за чего внутри образца **H** снижается. Это явление можно рассматривать как возникновение внутреннего магнитного поля, направленного так, что его векторная сумма с внешним полем по величине оказывается ниже внешнего поля. Это внутреннее поле и называется статическим размагничивающим полем. Динамическая компонента размагничивающего поля в MCL возникает, когда намагниченность **M** изменяет своё направление под действием магнитного поля входного импульса. Изменение направления намагниченности приводит к изменению магнитного потока, пронизывающего поперечное сечение линии, что индуцирует токи проводимости и смещения в проводниках MCL и в пространстве между проводниками, соответственно. Эти токи создают свои собственные магнитные поля, которые, в зависимости от направления, усиливают или ослабляют суммарное магнитное поле. При достаточно быстрых изменениях направления **M**, характерных для GNLTL и MCL, влияние этих наведённых токов может быть весьма велико.

Чтобы распределение магнитного поля внешнего соленоида наиболее соответствовало реальному, в модель был включен предварительный шаг, в ходе которого решается магнитостатическая задача, согласно уравнению (7), в результате чего находится распределение магнитного поля, создаваемое в MCL внешним соленоидом известной геометрии, в который подаётся плотность тока **J**, однородная по сечению соленоида. Феррит задан как нелинейный материал, амплитуда намагниченности которого является функцией напряжённости магнитного поля, а направление намагниченности совпадает с направлением магнитного поля (как и должно быть в магнитостатическом случае). Такой расчёт автоматически учитывает величину и распределение статических размагничивающих полей в сечении феррита.

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{A} - \mu_0 \boldsymbol{M}) = \boldsymbol{J} \quad (7)$$

Распределения **A** и **M**, найденные на предварительном шаге, затем передаются в динамическую часть расчёта в качестве начальных условий для уравнений (5) и (6) соответственно. Намагниченность **M**, определяемая по уравнению (6), подставляется в слагаемое уравнения (5), содержащее **M**, что обеспечивает связь уравнений. Напряжённость поля **H**, вычисляемая из найденного по уравнению (5) векторного потенциала как $\mathbf{H} = \nabla \times (\mathbf{A}/\mu_0)$, подставляется в качестве $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ в уравнение (6). С учётом предварительного шага поле **H** уже содержит в себе внешнее подмагничивающее поле, магнитное поле импульса, и статическое размагничивающее поле. Когда направление **M** изменяется, в результате чего, в соответствии с общим уравнением (5), индуцируются динамические размагничивающие поля, они также

автоматически включаются в **H**. Таким образом, построенная модель учитывает все макроскопические способы взаимодействия **H** и **M**.

Для численного решения системы уравнений и создания необходимых граничных условий, был выбран полуграфический программный комплекс для численного моделирования COMSOL Multiphysics [7]. Проводники коаксиальной линии задавались как границы, на которых устанавливалось граничное условие «Идеальный электрический проводник» (PEC). В качестве согласованной нагрузки на конце линии устанавливалось поглощающее граничное условие первого порядка для плоской волны, падающей в направлении продольной оси MCL. Входной импульс подавался в линию с помощью установленного на входе линии поглощающего граничного условия, на котором дополнительно задавалась падающая извне плоская волна. Структура поля падающей волны была установлена равной известной структуре поля Т-волны для коаксиальной линии, которая для напряжённости электрического поля **E** записывается следующим образом:

$$E(r) = \frac{U(t)}{ln(\frac{D}{d})\cdot r} \cdot \frac{r}{r} \qquad (8)$$

Здесь **r** – радиальная координата поперечного сечения коаксиальной линии, D и d – внешний и внутренний диаметры коаксиальной линии соответственно, U(t) – зависимость входного напряжения от времени (форма входного импульса). Поскольку в основе такого способа возбуждения лежит поглощающее граничное условие, любые отраженные от неоднородностей линии волны будут им поглощены, что минимизирует влияние таких отражений на процессы, происходящие в модели.

Геометрически модель была реализована в двух постановках (рис. 2): двумерная осесимметричная (2D), в которой предполагается, что у искомых величин отсутствует зависимость от азимутального угла, и полная трёхмерная (3D), в которой отсутствуют упрощения, связанные с пространственной симметрией. Преимуществом 2D модели перед 3D является гораздо меньшее время расчёта, в то время как её очевидным недостатком является возможность наблюдать и учитывать только осесимметричные эффекты.

COMSOL решает описанную систему уравнений, используя метод конечных элементов. Система уравнений Максвелла и ЛЛГ является нелинейной, поскольку изменение вектора **H** вызывает движение вектора **M**, что в свою очередь вызывает новое изменение вектора **H**, и так далее. В настройках решателя COMSOL выставлена настройка «Fully Coupled», то есть система уравнений связана общей матрицей коэффициентов (другая опция – «Segregated», когда на каждом временном шаге решается сначала одно уравнение, после чего значения величин подставляются во второе уравнение). Обновление матрицы системы (матрицы Якоби) установлено на автоматическое («Automatic»). Указанные настройки решателя обеспечивают хорошую сходимость для нелинейных систем.

Максимальный размер элемента конечно-элементной сетки (треугольной в 2D геометрии и тетраэдральной в 3D геометрии) находится следующим образом. Сначала вручную задаётся минимальная ожидаемая длительность колоколообразного импульса T_{min}. После этого вычисляется полоса пропускания сигнала, оцениваемая как $f_{max}=0.441/T_{min}$ (оценка взята для однополярного импульса Гаусса). Затем вычисляется наименьшая значимая длина волны в модели $\lambda_{min}=c/(\sqrt{\varepsilon}\cdot f_{max})$, где c – скорость света в вакууме, ε – наибольшая относительная диэлектрическая проницаемость среди материалов, присутствующих в модели. Наконец, максимальный размер элемента сетки определяется как $0.2\lambda_{min}$. Функция формы в пределах конечного элемента выбрана квадратичной. При выборе линейной функции формы максимальный размер элемента сетки необходимо определять как $0.1\lambda_{min}$.

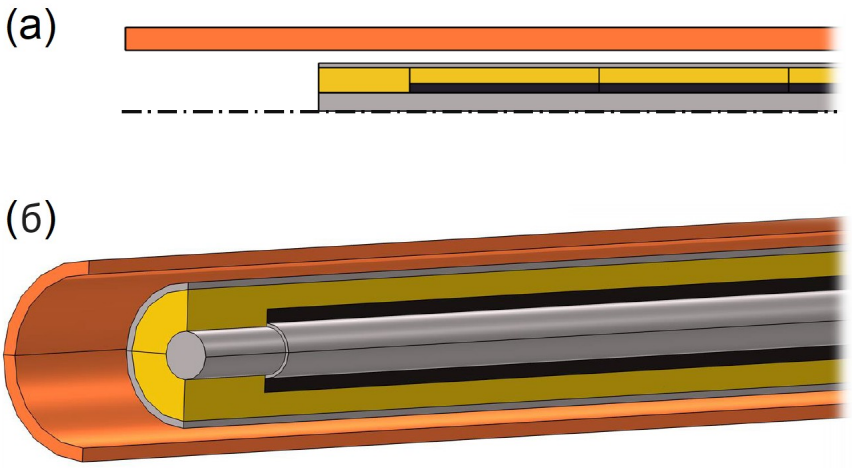

Рисунок 2 - Рисунок 2 - Варианты геометрии созданной модели:
а – двумерная осесимметричная геометрия; *б* – трёхмерная геометрия
DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177.2

Примечание: цветом обозначены: оранжевым – внешний соленоид, жёлтым – трансформаторное масло, чёрным – феррит, серым – проводники линии

Для применения МКЭ к расчёту во временной области используется неявная схема «Generalized-α» [13], при этом шаг по времени задаётся вручную, и вычисляется исходя из максимального размера элемента сетки в соответствии с критерием Куранта-Фридрихса-Леви, с числом Куранта равным 0.2.

Результаты расчёта по составленной модели

Созданная модель была оптимизирована для наилучшего согласия с экспериментальными данными. Оптимизация заключалась в подборе неизвестных параметров: коэффициента затухания Гильберта α, а также суммарного коэффициента ослабления k_{loss}, на который умножалась расчётная осциллограмма выходного импульса, чтобы учесть влияние отсутствующих в модели механизмов потери энергии, приводящих к снижению амплитуды импульса. В качестве экспериментальных данных были взяты выходные импульсы линий MCL3_38 и MCL3_50, приведённые в работе [4]. Остальные свойства материалов в модели были взяты согласно таблице 1.

Таблица 1 - Свойства материалов в модели

DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177.3

Свойство	Материал	Значение	Примечания
Диэлектрическая проницаемость ε	Трансформаторное масло	2.25	Справочное значение
Диэлектрическая проницаемость ε	Феррит марки М200ВНП	12.6±0.3	Измеренное значение в области высоких частот (100 кГц – 100 МГц)
Намагниченность насыщения M_s	Феррит марки М200ВНП	300±15 кА/м	Измеренное значение на частоте 50 Гц в поле напряжённостью до 35 кА/м
Остаточная индукция B_r	Феррит марки М200ВНП	0.26±0.01 Тл	То же
Удельное сопротивление ρ	Трансформаторное масло	10^{16} Ом·м	Справочное значение
Удельное сопротивление ρ	Феррит марки М200ВНП	$3 \cdot 10^7 \pm 1.5 \cdot 10^7$ Ом·м	Измеренное значение на постоянном токе

Значениями параметров, при которых достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными, оказались α=0.2, k_{loss}=0.92. Сравнение расчётной и экспериментальной осциллограмм после оптимизации показано на рис. 3. Наблюдается хорошее согласие расчёта и экспериментальных данных, особенно в области главного и вторичного пиков формируемого импульса.

В ходе расчётов было установлено, что в двумерной геометрической постановке модель также может адекватно учитывать потери в проводниках линии в явном виде, то есть без применения импедансных граничных условий. Для этого необходимо включить приповерхностный слой проводников линии в область расчёта с помощью конечно-элементной сетки типа Mapped толщиной в 2-3 элемента. При этом толщина одного элемента должна составлять характерную глубину диффузии магнитного поля в проводник $d_{дифф}$ за длительность импульса $t_и$ [14]:

$$d_{\text{дифф}} = \sqrt{\frac{2 \cdot t_и}{\mu_0 \sigma}} \quad (9)$$

где σ – проводимость материала проводников линии. В таком случае время расчёта 2D модели увеличивается приблизительно в 2-3 раза. На обратной стороне проводника линии вместо граничного условия по умолчанию «Идеальный электрический проводник» устанавливается граничное условие «Идеальный магнитный проводник», являющееся аналогом условия электрической изоляции, с целью предотвратить шунтирование материала стенок идеальным электрическим проводником. Для верификации описанной явной методики учёта омических потерь с её помощью была рассчитана переходная характеристика пассивного коаксиального кабеля, для которой известно аналитическое выражение [12]. Результат расчёта оказался очень близок к аналитическому решению, что позволяет использовать данную методику для анализа влияния потерь в проводниках на формирование импульса в MCL. Было обнаружено, что в модели MCL учёт потерь в проводниках дал весьма слабое искажение формы импульса относительно модели с идеальными проводниками, что можно объяснить большими диаметрами проводников MCL (как известно из техники сверхвысоких частот, потери в проводниках коаксиальной линии обратно пропорциональны её диаметру). Из этого можно сделать вывод, что основным механизмом потерь энергии при распространении импульса в MCL являются потери в диэлектриках, к которым можно отнести диэлектрические потери и потери на частичные разряды.

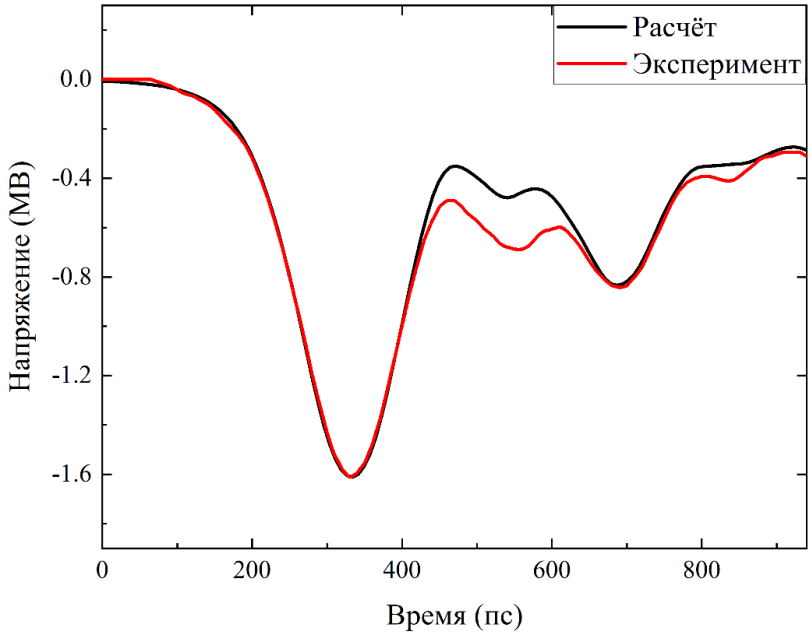

Рисунок 3 - Сравнение расчётной и экспериментальной осциллограмм для линии MCL3_38
DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177.4

Созданная модель позволяет подробно изучать процесс формирования импульса в MCL. Изучение влияния гиромагнитного взаимодействия векторов **H** и **M** на формирование импульса с помощью составленной модели описано в [15]. Актуальным вопросом физики процессов, происходящих в MCL и GNLTL, является вопрос о возникновении в них высших типов волн, и их влиянии на формирование импульса. Сопоставление расчётов в двумерной и трёхмерной геометриях показало, что различия между расчётными осциллограммами выходных импульсов в них незначительны. При этом в трёхмерной геометрии намеренно было введено скачкообразное отклонение от соосности проводников линии, чтобы стимулировать потенциальное возникновение несимметричных по азимуту высших типов волн, таких как H_{11}, учёт которых возможен только в 3D-модели. Отсутствие различий между выходными импульсами в проведённых расчётах говорит о том, что, как электрические, так и магнитные высшие волны коаксиальной линии, несимметричные по азимуту, не оказывают значительного влияния на формирование импульса в MCL.

Картина электрического поля в продольном сечении MCL при распространении по ней импульса приведена на рис. 4 (для каждой из трёх компонент поля показано распределение в верхней половине MCL). Применена симметричная цветовая шкала с контурным отображением, положительные и отрицательные направления каждой компоненты поля обозначены красным и синим цветами соответственно, ноль – зелёным цветом. Амплитудные значения каждой из компонент поля на графике составляют: радиальной – $2.1 \cdot 10^8$ В/м; азимутальной – $1.2 \cdot 10^7$ В/м; продольной - $3.2 \cdot 10^7$ В/м. На графике радиальной компоненты наблюдается два максимума амплитуды, соответствующие максимумам распространяющейся волны напряжения (главный пик и вторичный пик). Фронтам и спадам этих пиков соответствуют максимумы z-компоненты электрического поля, что является характерной чертой распространения квази-Т волны по двухслойной коаксиальной линии [9]. Также наблюдается периодическое изменение азимутальной компоненты поля E_θ, причём её периодичность не связана с пиками импульса.

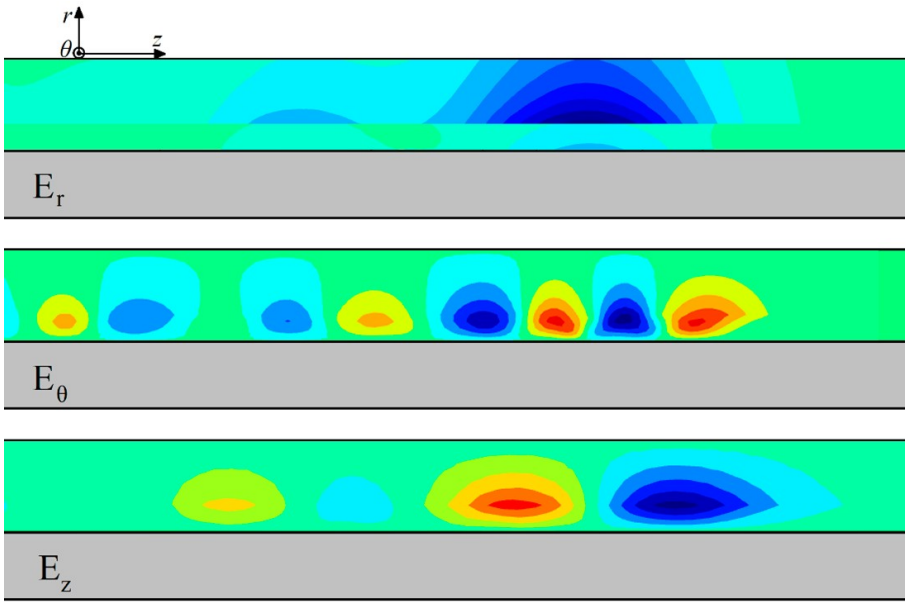

Рисунок 4 - Картина электрического поля в линии MCL3_38 при распространении по ней импульса
DOI: https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.143.177.5

Примечание: пояснения см. в тексте

Наблюдаемую картину поля можно интерпретировать как суперпозицию двух типов волн, распространяющихся в линии – основной волны квази-Т и высшей волны коаксиальной линии типа H_{01}. Вероятно, возбуждение именно этого типа высшей волны можно объяснить тем, что при изменении направления вектора М с продольного на азимутальное, в поперечном сечении линии наводятся кольцевые ёмкостные токи, соответствующие по направлению волне H_{01}. Картина магнитного поля в линии также соответствует суперпозиции указанных волн – наблюдаются два максимума компоненты H_θ, соответствующей главной волне, и периодические колебания компонент H_r и H_z, соответствующих волне H_{01}, причём пространственный период их колебаний совпадает с таковым для компоненты E_θ. Амплитуды компонент магнитного поля в момент времени, соответствующий рис. 3, составили: 73 кА/м для радиальной компоненты, 1150 кА/м для азимутальной, и 185 кА/м для продольной (за вычетом внешнего продольного поля соленоида). Интегрирование электромагнитной энергии по компонентам E_θ, H_r и H_z показало, что полная энергия, уходящая в эту волну за время прохождения импульсом MCL, составляет примерно 0.7% от энергии входного импульса.

Для изучения влияния волны H_{01} на формирование выходного импульса было сделано следующее. В расчёте была введена высокая анизотропная электрическая проводимость феррита в азимутальном направлении. Такая проводимость не оказывает влияния на ёмкостные токи основной волны, текущие в радиальном направлении, но эффективно рассеивает энергию индуцируемых кольцевых токов в джоулево тепло. Это привело к исчезновению волны H_{01} в расчёте, при этом форма выходного импульса осталась неизменной. Это позволяет сделать вывод, что высшие волны магнитного типа, симметричные по азимуту, присутствуют в MCL, но не необходимы для её работы.

Проведённый анализ не позволяет установить влияние на формирование импульса высших волн электрического типа, симметричных по азимуту, например волны E_{01}, так как их компоненты полей перекрываются с компонентами полей основной волны квази-Т (которая сама по себе является волной электрического типа, на низких частотах вырождающейся в Т-волну), поэтому провести между ними чёткое разграничение в расчёте затруднительно. Тем не менее, из проведённого анализа можно сделать вывод, что формирование импульса в MCL обеспечивается взаимодействием нелинейного ферритового материала с одной или несколькими волнами электрического типа, в качестве которых выступают либо основная волна двухслойной коаксиальной линии типа квази-Т (квази-ТЕМ), либо её суперпозиция с высшими волнами электрического типа, симметричными по азимуту (например, E_{01}). Отметим, что этот результат согласуется с результатом, полученным для ферритовых линий, работающих в режиме GNLTL, в работе [16].

Заключение

В ходе данного исследования была создана расчётная модель пикосекундной мультигигаваттной линии магнитной компрессии, основывающаяся на уравнениях Максвелла и уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта, описывающем динамическое поведение намагниченности в феррите. Система уравнений решается численно с помощью программного комплекса COMSOL Multiphysics в двумерной и трёхмерной геометрических постановках. Модель показывает хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными. Также была предложена явная методика учёта омических потерь в проводниках линии при расчёте во временной области, показывающая хорошее согласие с аналитическими решениями.

Исследования процессов, происходящих в MCL, с помощью построенной модели, показали, что на формирование импульса в MCL не оказывают значительного влияния омические потери в проводниках линии, высшие волны двухслойной коаксиальной линии магнитного и электрического типов с азимутальным индексом 1 и выше, а также симметричные по азимуту магнитные волны (с азимутальным индексом 0). Таким образом показано, что процесс формирования импульса в линии магнитной компрессии основывается на взаимодействии нелинейного ферритового материала с основной волной двухслойной коаксиальной линии типа квази-Т, или с суперпозицией волны квази-Т и высших волн электрического типа с азимутальным индексом 0.

Конфликт интересов

Не указан.

Рецензия

Все статьи проходят рецензирование. Но рецензент или автор статьи предпочли не публиковать рецензию к этой статье в открытом доступе. Рецензия может быть предоставлена компетентным органам по запросу.

Conflict of Interest

None declared.

Review

All articles are peer-reviewed. But the reviewer or the author of the article chose not to publish a review of this article in the public domain. The review can be provided to the competent authorities upon request.

Список литературы / References

1. Romanchenko I.V. Four channel high power RF source with beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines / I.V. Romanchenko et al. // Review of Scientific Instruments. — 2017. — Vol. 88. — № 5. — P. 054703.

2. Ulmaskulov M.R. Microwave generation modes of ferrite nonlinear transmission lines up to 20 GHz / M.R. Ulmaskulov, S.A. Shunailov // Journal of Applied Physics. — 2021. — Vol. 130. — № 23. — P. 234905.

3. Gusev A.I. A 30 GW subnanosecond solid-state pulsed power system based on generator with semiconductor opening switch and gyromagnetic nonlinear transmission lines / A.I. Gusev et al. // Review of Scientific Instruments. — 2018. — Vol. 89. — № 9. — P. 094703.

4. Alichkin E.A. Picosecond solid-state generator with a peak power of 50 GW / E.A. Alichkin et al. // Review of Scientific Instruments. — 2020. — Vol. 91. — № 10. — P. 104705.

5. Rukin S. Generation of multi-gigawatt picosecond pulses by magnetic compression lines / S. Rukin et al. // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). — IEEE, 2020. — P. 92-97.

6. Педос М.С. Пикосекундный магнитный компрессор гигаваттного уровня мощности / М.С. Педос и др. // Материалы 8-го Международного конгресса по потокам энергии и радиационным эффектам. — Томск, 2022. — С. 382-387.

7. COMSOL Multiphysics General-Purpose Simulation Software. — URL: https://www.comsol.com/comsol-multiphysics (accessed 01.11.2023)

8. Dolan J.E. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias / J.E. Dolan // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1999. — Vol. 32. — № 15. — P. 1826.

9. Мительман Ю.Е. Электродинамика многослойных цилиндрических направляющих систем / Ю.Е. Мительман, С.Н. Шабунин. — Lambert Academic Publishing, 2013.

10. Jackson J.D. From Lorenz to Coulomb and other explicit gauge transformations / J.D. Jackson // American Journal of Physics. — 2002. — Vol. 70. — № 9. — P. 917-928.

11. Gilbert T.L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T.L. Gilbert // IEEE transactions on magnetics. — 2004. — Vol. 40. — № 6. — P. 3443-3449.

12. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Месяц. — М: Наука, 2004.

13. Chung J. A time integration algorithm for structural dynamics with improved numerical dissipation: the generalized-α method / J. Chung, G.M. Hulbert // ASME Journal of Applied Mechanics — 1993. — Vol. 60. — P. 371-375.

14. Базелян Э.М. Искровой разряд / Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. — М.: Изд-во МФТИ, 1997.

15. Patrakov V. Computer simulation of multi-gigawatt magnetic compression lines. Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects / V. Patrakov, S. Rukin. — Tomsk: TPU Publishing House, 2022. — 1520 p.

16. Karelin S.Y. Radio frequency oscillations in gyrotropic nonlinear transmission lines / S.Y. Karelin et al. // Plasma. — 2019. — Vol. 2. — № 2. — P. 258-271.

Список литературы на английском языке / References in English

1. Romanchenko I.V. Four channel high power RF source with beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines / I.V. Romanchenko et al. // Review of Scientific Instruments. — 2017. — Vol. 88. — № 5. — P. 054703.

2. Ulmaskulov M.R. Microwave generation modes of ferrite nonlinear transmission lines up to 20 GHz / M.R. Ulmaskulov, S.A. Shunailov // Journal of Applied Physics. — 2021. — Vol. 130. — № 23. — P. 234905.

3. Gusev A.I. A 30 GW subnanosecond solid-state pulsed power system based on generator with semiconductor opening switch and gyromagnetic nonlinear transmission lines / A.I. Gusev et al. // Review of Scientific Instruments. — 2018. — Vol. 89. — № 9. — P. 094703.

4. Alichkin E.A. Picosecond solid-state generator with a peak power of 50 GW / E.A. Alichkin et al. // Review of Scientific Instruments. — 2020. — Vol. 91. — № 10. — P. 104705.

5. Rukin S. Generation of multi-gigawatt picosecond pulses by magnetic compression lines / S. Rukin et al. // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). — IEEE, 2020. — P. 92-97.

6. Pedos M.S. Pikosekundnyj magnitnyj kompressor gigavattnogo urovnja moshhnosti [Gigawatt power level picosecond magnetic compressor] / M.S. Pedos et al. // Materialy 8-go Mezhdunarodnogo kongressa po potokam jenergii i radiacionnym jeffektam [Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects]. — Tomsk, 2022. — P. 382-387. [in Russian]

7. COMSOL Multiphysics General-Purpose Simulation Software. — URL: https://www.comsol.com/comsol-multiphysics (accessed 01.11.2023)

8. Dolan J.E. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias / J.E. Dolan // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1999. — Vol. 32. — № 15. — P. 1826.

9. Mitel'man Ju.E. Jelektrodinamika mnogoslojnyh cilindricheskih napravljajushhih sistem [Electrodynamics of multilayer cylindrical guiding systems] / Ju.E. Mitel'man, S.N. Shabunin. — Lambert Academic Publishing, 2013. [in Russian]

10. Jackson J.D. From Lorenz to Coulomb and other explicit gauge transformations / J.D. Jackson // American Journal of Physics. — 2002. — Vol. 70. — № 9. — P. 917-928.

11. Gilbert T.L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T.L. Gilbert // IEEE transactions on magnetics. — 2004. — Vol. 40. — № 6. — P. 3443-3449.

12. Mesyats G.A. Impul'snaja jenergetika i jelektronika [Pulsed power] / G.A. Mesyats. — M: Nauka, 2004. [in Russian]

13. Chung J. A time integration algorithm for structural dynamics with improved numerical dissipation: the generalized-α method / J. Chung, G.M. Hulbert // ASME Journal of Applied Mechanics — 1993. — Vol. 60. — P. 371-375.

14. Bazeljan Je.M. Iskrovoj razrjad / Je.M. Bazeljan, Ju.P. Rajzer. — M.: MIPT Publishing House, 1997.

15. Patrakov V. Computer simulation of multi-gigawatt magnetic compression lines. Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects / V. Patrakov, S. Rukin. — Tomsk: TPU Publishing House, 2022. — 1520 p.

16. Karelin S.Y. Radio frequency oscillations in gyrotropic nonlinear transmission lines / S.Y. Karelin et al. // Plasma. — 2019. — Vol. 2. — № 2. — P. 258-271.