

С. Ю. Карелин

Институт плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ ХФТИ НАН Украины

1, ул. Академическая, Харьков, 61108, Украина

E-mail: sergeykarelin1976@gmail.com

МЕТОД *FDTD* ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ НАСЫЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ: ПРИМЕНЕНИЕ К АНАЛИЗУ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ В КООКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ФЕРРИТОМ

В последнее время выросло внимание к высоковольтным импульсным устройствам, использующим нелинейные свойства феррита. Для анализа подобного рода объектов разработана методика двумерного численного моделирования методом *FDTD* насыщенного феррита для нелинейного случая. Уравнение Ландау–Лифшица, описывающее динамику феррита, решалось методом Рунге–Кутты, а неизвестные компоненты электромагнитных полей вычислялись с использованием линейной интерполяции. Данная методика применена для моделирования процесса формирования колебаний в коаксиальной линии, частично заполненной ферритом, который намагничен продольным магнитным полем. Результаты расчета согласуются с данными эксперимента. Ил. 4. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: метод конечных разностей во временной области, уравнения Максвелла, уравнение Ландау–Лифшица, метод Рунге–Кутты, насыщенный феррит, коаксиальная линия, осцилляции, высоковольтный импульс.

Метод конечных разностей во временной области (*Finite Difference Time Domain, FDTD*) – эффективное средство для численного исследования электромагнитной динамики различных объектов. Изначально метод *FDTD* был сформулирован для простых сред, но затем распространен на анизотропные и дисперсные среды [1]. Также был разработан алгоритм расчета методом *FDTD* для гиромангнитной среды, а именно для феррита, насыщенного внешним постоянным магнитным полем в линейном случае [1–3]. Действительно, если величина магнитного поля распространяющейся волны невелика (значительно меньше насыщающего магнитного поля), вполне достаточно линейного приближения. Однако существуют задачи, где величина магнитного поля волны соизмерима с насыщающим магнитным полем. К таким задачам относится прохождение высоковольтного короткого (длительностью единицы наносекунд) импульса по коаксиальной линии, частично заполненной ферритом, насыщенным внешним магнитным полем [4–11]. В такой структуре наблюдаются два эффекта: сжатие переднего фронта импульса и возбуждение колебаний на частоте порядка частот гиромангнитного резонанса. Последний эффект может быть использован для создания СВЧ-генераторов большой пиковой мощности (сотни мегаватт) с последующим излучением импульсной антенной. В таких устройствах величина напряжения импульса достигает сотен киловольт, а амплитуда магнитного поля – десятков килоампер на метр, что соизмеримо с магнитным полем насыщения, а значит, линейное приближение здесь неприменимо. Более того, сам эффект сжатия переднего фронта импульса (и связанное с ним формирование колебаний) – это исключительно нелинейный эффект,

обусловленный зависимостью скорости волны от амплитуды созданного ею магнитного поля. Таким образом, линейная методика расчета [1–3] здесь не применима, и следует использовать технологию расчета, учитывающую нелинейную динамику магнитной подсистемы. Разработке такой методики применительно к исследованию коаксиальной линии с насыщенным ферритом посвящена данная работа.

1. Математическая модель исследуемого объекта. Изучаемая структура состоит из двух однородных коаксиальных линий *TL1* и *TL2* и нелинейной передающей линии *NLTL*, частично заполненной ферритом (рис. 1).

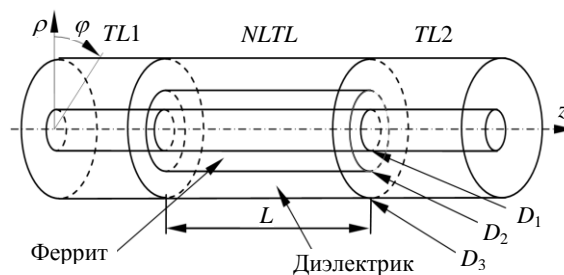


Рис. 1. Схема коаксиальной структуры с ферритом

Уравнения для анализа такой конструкции удобно представить в цилиндрической системе координат (z, ρ, φ). Учитывая геометрическую однородность исследуемой системы, а также однородность начальных и граничных условий (система возбуждается *ТЕМ*-волной) по углу φ , можно положить $\partial/\partial\varphi = 0$, исключить эту координату из рассмотрения и перейти к двумерной модели. Тогда уравнения Максвелла распадаются на две независимые системы уравнений, описывающих *ТЕ*- и *ТМ*-волны соответственно:

$$\begin{cases} \frac{1}{\eta_0} \frac{\partial(\varepsilon E_\rho)}{\partial t} = -\frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \\ \frac{1}{\eta_0} \frac{\partial(\varepsilon E_z)}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho H_\varphi)}{\partial \rho} \right], \\ \eta_0 \frac{\partial(H_\varphi + M_\varphi)}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\partial z}; \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \eta_0 \frac{\partial(H_\rho + M_\rho)}{\partial t} = \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}, \\ \eta_0 \frac{\partial(H_z + M_z)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho E_\varphi)}{\partial \rho} \right], \\ \frac{1}{\eta_0} \frac{\partial(\varepsilon E_\varphi)}{\partial t} = \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} - \frac{\partial H_z}{\partial z}, \end{cases} \quad (2)$$

где η_0 – импеданс свободного пространства. Здесь и далее для удобства вычислений уравнения записаны в форме, учитывающей нормировку $t \rightarrow ct$, а величины H , M и $B = H + M$ выражены в одинаковых единицах измерения [кА/м].

Вследствие того, что внешнее продольное магнитное поле изначально приводит феррит в насыщенное состояние с намагниченностью M_s , достигается состояние ферромагнетика, в котором все отдельные электронные спины ведут себя как единое целое. В таких условиях магнитное состояние феррита можно описать с помощью одной величины – вектора магнитного момента \vec{M} , причем азимутальное магнитное поле высоковольтного импульса не изменяет амплитуды намагниченности, а изменяет только его направление: $|\vec{M}| = M_s = \text{const}$. Движение вектора намагниченности \vec{M} под действием магнитного поля \vec{H} по поверхности сферы описывается уравнением Ландау–Лифшица:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\mu_0 [\vec{M} \times \vec{H}] - \alpha \frac{\gamma\mu_0}{M_s} [\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}]], \quad (3)$$

где γ – гиромагнитное отношение для электрона; α – феноменологический коэффициент затухания. Векторы магнитного поля и намагниченности:

$$\vec{H} = \begin{bmatrix} H_\rho \\ H_\varphi \\ H_z \end{bmatrix}, \quad \vec{M} = \begin{bmatrix} M_\rho \\ M_\varphi \\ M_z \end{bmatrix}.$$

Начальное состояние вектора намагниченности соответствует $M_\rho = M_\varphi = 0$, $M_z = M_s$. При этом величина магнитного момента феррита в состоянии насыщения M_s определяется свойствами используемого материала.

Уравнение (1) описывает *TE*-волну, образованную в результате деформации *TEM*-волны, распространяющейся в коаксиальной структуре с радиальной неоднородностью (рис. 1). Граничные условия для уравнения (1) задаются *TEM*-волной, поступающей в один из концов коаксиальной структуры. Уравнение (2) имеет нулевые начальные условия, но компоненты этого уравнения приобретают ненулевые значения в результате взаимодействия с гиромагнитной подсистемой, задаваемой уравнением (3). Физический смысл уравнения (2) состоит в том, что оно описывает формирование так называемых размагничивающих полей в ферритмагнитной среде конечных размеров [12]. Следует заметить, что расчет можно проводить только с использованием уравнения (1), но тогда размагничивающие поля придется вычислять с помощью приближенных формул, как это сделано в работах [4, 6]. Однако включение в расчет уравнения (2) дает возможность точного вычисления величин размагничивающих полей и их пространственного распределения, что повышает общую точность численной модели.

2. Методика расчета. Для решения поставленной задачи необходим совместный численный расчет уравнений (1)–(3). Дискретизированные уравнения Максвелла (1) и (2) для расчета методом *FDTD* [1] принимают следующий вид:

$$E_\rho^{t+1/2}(j+1/2, i) = E_\rho^{t-1/2}(j+1/2, i) - \frac{g_1}{\varepsilon_m} (H_\varphi^t(j+1/2, i+1/2) - H_\varphi^t(j+1/2, i-1/2)); \quad (4)$$

$$E_z^{t+1/2}(j, i+1/2) = E_z^{t-1/2}(j, i+1/2) + \frac{g_1}{\varepsilon_m} \left[\frac{2j+1}{2j} H_\varphi^t(j+1/2, i+1/2) - \frac{(2j-1)}{2j} H_\varphi^t(j-1/2, i+1/2) \right]; \quad (5)$$

$$B_\varphi^{t+1}(j+1/2, i+1/2) = H_\varphi^t(j+1/2, i+1/2) + h_1 [E_z^{t-1/2}(j+1, i+1/2) - E_z^{t-1/2}(j, i+1/2) - E_\rho^{t-1/2}(j+1/2, i+1) + E_\rho^{t-1/2}(j+1/2, i)]; \quad (6)$$

$$B_\rho^{t+1}(j+1/2, i) = H_\rho^t(j+1/2, i) + h_1 (E_\varphi^{t+1/2}(j+1/2, i+1/2) - E_\varphi^{t+1/2}(j+1/2, i-1/2)); \quad (7)$$

$$B_z^{t+1}(j, i+1/2) = H_z^t(j, i+1/2) - h_1 \left[\frac{2j+1}{2j} E_\varphi^{t+1/2}(j+1/2, i+1/2) - \frac{2j-1}{2j} E_\varphi^{t+1/2}(j-1/2, i+1/2) \right]; \quad (8)$$

$$E_\varphi^{t+3/2}(j+1/2, i+1/2) = E_\varphi^{t+1/2}(j+1/2, i+1/2) - \frac{g_1}{\varepsilon_m} \left[H_z^{t+1}(j+1, i+1/2) - H_z^{t+1}(j, i+1/2) - H_\rho^{t+1}(j+1/2, i+1) + H_\rho^{t+1}(j+1/2, i) \right], \quad (9)$$

где $g_1 = \frac{\eta_0 h_t}{h_s}$, $h_1 = \frac{h_t}{\eta_0 h_s}$, h_s, h_t – шаг дискретизации пространственных переменных (одинаковый для всех) и временной переменной соответственно. Здесь для удобства дальнейшего расчета уравнения (7)–(9) «сдвинуты» на полшага дискретизации по времени так, чтобы все компоненты векторов \vec{B} и \vec{H} оказались в одной точке. Это допустимая операция, поскольку уравнения (1) и (2) независимы.

Расчет уравнения (3) производится для точки $(j+1/2, i+1/2)$, для чего недостающие компоненты магнитного поля рассчитываются методом линейной интерполяции так, как это предложено в работах [2, 3]:

$$\vec{B}^{t+1} = \begin{bmatrix} (B_\rho^{t+1}(j+1/2, i+1) + B_\rho^{t+1}(j+1/2, i))/2 \\ B_\varphi^{t+1}(j+1/2, i+1/2) \\ (B_z^{t+1}(j+1, i+1/2) + B_z^{t+1}(j, i+1/2))/2 \end{bmatrix},$$

$$\vec{H}^t = \begin{bmatrix} (H_\rho^t(j+1/2, i+1) + H_\rho^t(j+1/2, i))/2 \\ H_\varphi^t(j+1/2, i+1/2) \\ (H_z^t(j+1, i+1/2) + H_z^t(j, i+1/2))/2 \end{bmatrix}.$$

При решении аналогичных вычислительных задач в работах [2–4, 6] для расчета уравнения (3) использовался самый простой численный метод – метод Эйлера. Однако наши исследования показали, что численный расчет этим методом уравнения (3) в нелинейной области дает крайне неточные результаты, которые проявляются в виде изменения модуля вектора намагниченности $|\vec{M}|$ (из физических соображений он должен оставаться постоянным), а общее численное решение системы (1)–(3) оказывалось неустойчивым. Поэтому был применен более точный метод Рунге–Кутты. Однако этот метод требует вычисления функции не только в начальной точке, но и в конечной, а также дважды в промежуточной точке. Поэтому неизвестная величина магнитного поля в конечной точке вычислялась по формуле $\vec{H}^{t+1} = \vec{B}^{t+1} - \vec{M}^{t+1}$, а в промежуточной – с помощью линейной интерполяции

$\vec{H}^{t+1} = (\vec{H}^t + \vec{B}^{t+1} - \vec{M}^{t+1})/2$. Таким образом, уравнения для численного расчета уравнения (3) приобретают вид:

$$\vec{K}1 = h_t L(\vec{H}^t, \vec{M}^t);$$

$$\vec{K}2 = h_t L(\vec{H}2^t, \vec{M}2^t),$$

где $\vec{M}2 = \vec{M}^t + \vec{K}1$, $\vec{H}2 = (\vec{H}^t + \vec{B}^{t+1} - \vec{M}2)/2$;

$$\vec{K}3 = h_t L(\vec{H}3^t, \vec{M}3^t),$$

где $\vec{M}3 = \vec{M}^t + \vec{K}2$, $\vec{H}3 = (\vec{H}^t + \vec{B}^{t+1} - \vec{M}3)/2$;

$$\vec{K}4 = h_t L(\vec{H}4^t, \vec{M}4^t),$$

где $\vec{M}4 = \vec{M}^t + \vec{K}3$, $\vec{H}4 = \vec{B}^{t+1} - \vec{M}4$;

$$\vec{M}^{t+1} = \vec{M}^t + (\vec{K}1 + 2\vec{K}2 + 2\vec{K}3 + \vec{K}4)/6,$$

где $L(\vec{H}, \vec{M}) = \gamma \mu_0 [\vec{M} \times \vec{H}] - \alpha \frac{\gamma \mu_0}{M_s} [\vec{M} \times [\vec{M} \times \vec{H}]]$.

Теперь можно вычислить конечное значение магнитного поля:

$$\vec{H}^{t+1} = \begin{bmatrix} H_\rho^{t+1}(j+1/2, i+1/2) \\ H_\varphi^{t+1}(j+1/2, i+1/2) \\ H_z^{t+1}(j+1/2, i+1/2) \end{bmatrix} = \vec{B}^{t+1} - \vec{M}^{t+1}$$

и определить с помощью линейной интерполяции недостающие компоненты вектора \vec{H} для дальнейшего расчета методом FDTD:

$$H_\rho^{t+1}(j+1/2, i) = (H_\rho^{t+1}(j+1/2, i-1/2) + H_\rho^{t+1}(j+1/2, i+1/2))/2,$$

$$H_z^{t+1}(j, i+1/2) = (H_z^{t+1}(j-1/2, i+1/2) + H_z^{t+1}(j+1/2, i+1/2))/2.$$

3. Сравнение результатов вычислений с данными эксперимента. Для проверки адекватности представленной численной модели ее результаты сравнивались с данными экспериментов, выполненных на измерительном стенде [11]. Геометрические размеры системы (рис. 1): передающие линии TL1 и TL2 $D_3 / D_1 = 52 \text{ мм} / 20 \text{ мм}$, линия с ферритом NLTL $D_3 / D_2 / D_1 = 52 \text{ мм} / 32 \text{ мм} / 20 \text{ мм}$, длина $L = 800 \text{ мм}$. Ди-

электрическая проницаемость диэлектрика (трансформаторное масло) $\varepsilon = 2,25$, а феррита (NiZn марки 200ВНП) $\varepsilon = 16$.

На рис. 2 показаны типичные результаты эксперимента при напряжении импульса на входе *NLTL* $U_{вх} = 200$ кВ при намагничивающем поле $H_0 = 30$ кА/м. Параметры полученных ВЧ-осцилляций определялись по первому периоду: частота $f = 1/(t_3 - t_1)$, амплитуда осцилляций $A = (U_1 - U_2)/2$, относительная амплитуда осцилляций $a = (U_1 - U_2)/(U_1 + U_2) 100\%$.

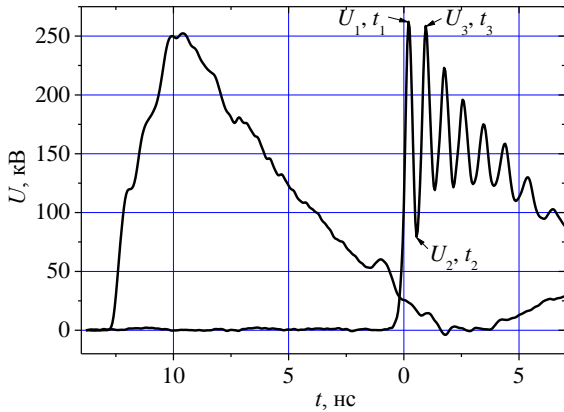
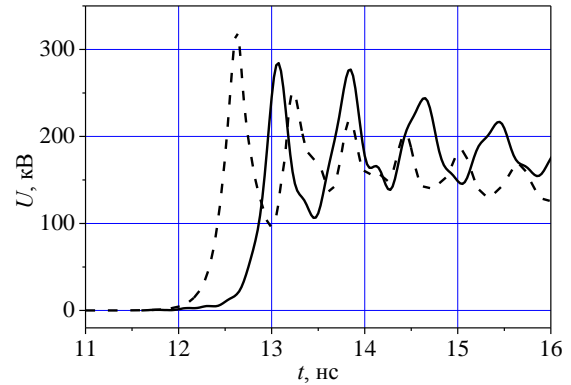


Рис. 2. Формы импульсов на входе (слева) и выходе (справа) *NLTL*

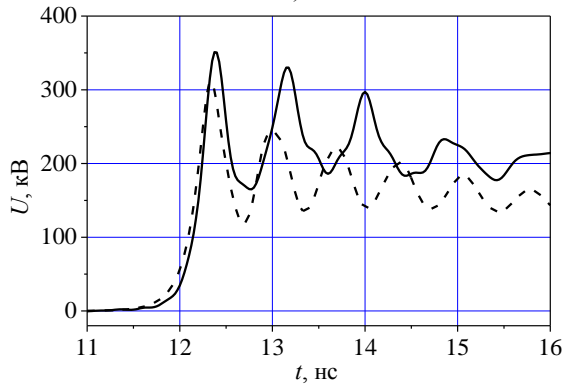
В расчетах магнитное поле насыщения M_s было принято равным 300 кА/м, а коэффициент затухания в (3) $\alpha = 0,1$. Результаты численного моделирования и экспериментов приведены на рис. 3. Форма импульса, полученная путем численного моделирования, соответствует данным эксперимента.

Обращает на себя внимание тот факт, что при небольших магнитных полях H_0 форма как экспериментального, так и расчетного импульса заметно отличается от синусоидальной (рис. 3, а, б). Это объясняется, по-видимому, влиянием нелинейного характера магнитной подсистемы. При больших значениях H_0 (рис. 3, в, г) амплитуда осцилляций уменьшается, поэтому нелинейность системы проявляется слабее и форма осцилляций становится ближе к синусоидальной.

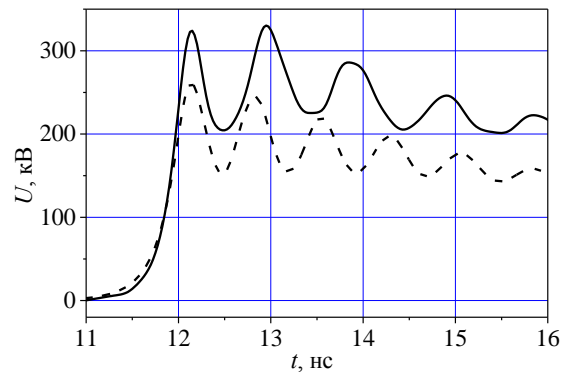
Интересно, что при больших H_0 наблюдается другой эффект, присутствующий как в расчете, так и в эксперименте, – амплитуда первого пика колебаний становится меньше, чем амплитуда второго (рис. 3, г). Это объясняется тем, что колебания начинают формироваться не на максимальном напряжении, а в области середины фронта импульса, и затем распространяются на область с максимальным напряжением.



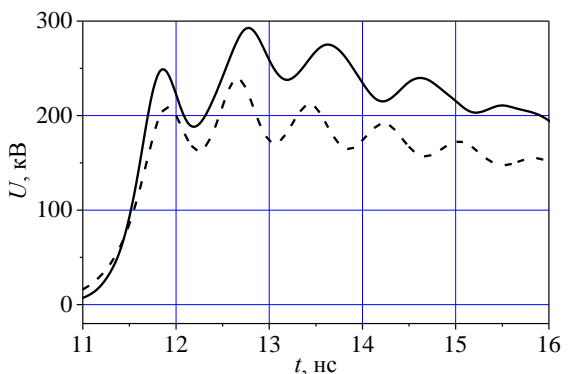
а)



б)



в)



г)

Рис. 3. Формы выходного сигнала, полученные в эксперименте (сплошная линия) и численном расчете (пунктир) при различных полях подмагничивания: а) $H_0 = 25$ кА/м; б) $H_0 = 45$ кА/м; в) $H_0 = 60$ кА/м; г) $H_0 = 70$ кА/м

Поскольку амплитуда колебаний мала, то процесс распространения колебаний на область с максимальным напряжением еще не успевает завершиться и амплитуда первого пика колебаний оказывается меньше, чем амплитуда второго.

На рис. 4 представлена зависимость частоты и относительной амплитуды осцилляций от намагничивающего поля. Здесь также наблюдается хорошее соответствие с результатами эксперимента, но расчетная частота осцилляций примерно на 20 % выше, чем в эксперименте. Максимальная величина относительной амплитуды осцилляций, как и в [5], была получена при магнитных полях $H_0 = 25 \dots 30$ кА/м.

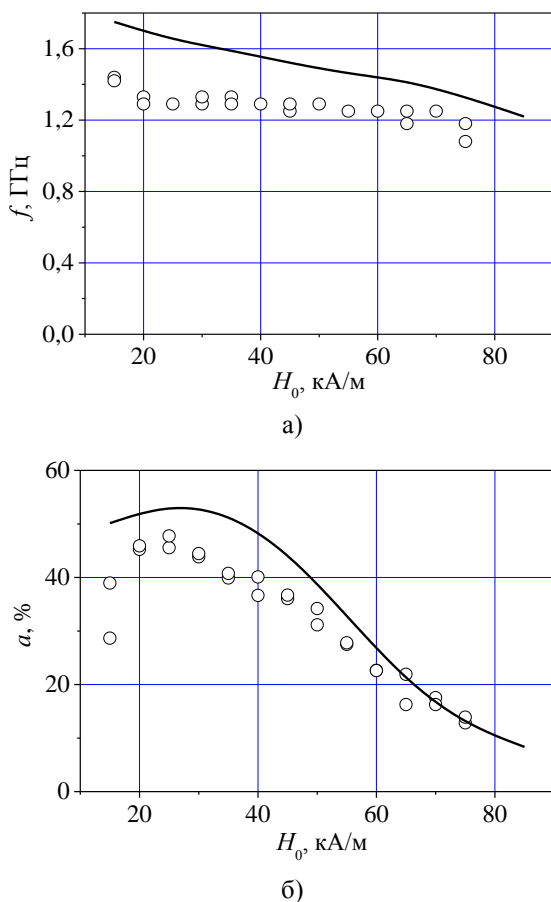


Рис. 4. Графики зависимости частоты (а) и относительной амплитуды (б) колебаний от магнитного поля: кружки – эксперимент, сплошная линия – расчет

Выводы. Таким образом, в данной работе представлена методика расчета насыщенных ферритов методом *FDTD*, которая, в отличие от известных методик, учитывает нелинейность феррита. Моделирование продемонстрировало хорошее соответствие с результатами экспериментальных исследований, что свидетельствует об адекватности представленного алгоритма. Данную методику расчета также можно рекомен-

довать для моделирования других объектов с ферромагнитными средами в нелинейной области. Как задачу для дальнейшего исследования можно обозначить расширение этой методики на трехмерный случай для расчета, например, полосковых структур с ферритом [13].

Автор выражает глубокую благодарность канд. физ.-мат. наук В. Л. Пазынину за консультации по методике численного решения уравнений Максвелла методом *FDTD*.

Библиографический список

1. Taflove Allen, Hagness Susan C. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. 3rd ed. Norwood: Artech House, Inc., 2005. 1005 p.
2. Pereda J. A., Vielva L. A., Vegas A., and Prieto A. A treatment of magnetized ferrite using the FDTD method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. 1993. Vol. 3, N 5. P. 136–138.
3. Pereda J. A., Vielva L. A., Solano M. A., Vegas A., and Prieto A. FDTD analysis of magnetized ferrites: application to calculation of dispersion characteristics of ferrite-loaded waveguides. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. – 1995. Vol. 43, N 2. P. 350–356.
4. Dolan J. E. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1999. Vol. 32, N 15. P. 1826–1831.
5. Gubanov V. P., Gunin A. V., Koval'chuk O. B., Kutenkov V. O., Romanchenko I. V., Rostov V. V. Effective transformation of the energy of high-voltage pulses into high-frequency oscillations using a saturated-ferrite-loaded transmission line. *Tech. Phys. Lett.* 2009. Vol. 35, Iss. 7. P. 626–628.
6. Vaselaar A. Experimentation and modeling of pulse sharpening and gyromagnetic precession within a nonlinear transmission. A dissertation in electrical engineering. December 2011. Texas Tech University.
7. Reale D. V. Coaxial Ferrimagnetic Based Gyromagnetic Nonlinear Transmission Lines as Compact High Power Microwave Sources. A dissertation in electrical engineering. December 2013. Texas Tech University.
8. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны. Москва: Советское радио, 1963. 152 с.
9. Furuya S., Matsumoto H., Fukuda H., Ohboshi T., Takano S. and Irisawa J. Simulation of Nonlinear Coaxial Line Using Ferrite Beads. *Jpn. J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 41, N 11A. P. 6536–6540.
10. Rostov V. V., Bykov N. M., Bykov D. N., Klimov A. I., Kovalchuk O. B., Romanchenko I. V. Generation of Subgigawatt RF Pulses in Nonlinear Transmission Lines. *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2010. Vol. 38, N 10. P. 2681–2685.
11. Ahn J. J.-W., Karelin S. Y., Kwon H.-O., Magda I. I., and Sinitsin V. G. Exciting high frequency oscillations in a coaxial transmission line with a magnetized ferrite. *Korean J. Magnetics*. 2015. Vol. 20, N 4. P. 460–465.
12. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Москва: Наука, 1973. 592 с.
13. Reale D. V., Parson J. M., Neuber A. A., Dickens J. C., and Mankowski J. J. Investigation of a stripline transmission line structure for gyromagnetic nonlinear transmission line high power microwave sources. *Rev. of Scientific Instruments*. 2016. Vol. 87, Iss. 3. P. 034706.

REFERENCES

1. TAFLOVE, ALLEN, HAGNESS, SUSAN C., 2005. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. 3rd ed. Norwood: Artech House, Inc.

2. PEREDA, J. A., VIELVA, L. A., VEGAS, A. and PRIETO, A., 1993. A treatment of magnetized ferrite using the FDTD method. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. May, vol. 3, no. 5, pp. 136–138.
3. PEREDA, J. A., VIELVA, L. A., SOLANO, M. A., VEGAS, A. and PRIETO, A., 1995. FDTD analysis of magnetized ferrites: application to calculation of dispersion characteristics of ferrite-loaded waveguides. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. Feb., vol. 43, no. 2, pp. 350–356.
4. DOLAN, J. E., 1999. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 7 August, vol. 32, no. 15, pp. 1826–1831.
5. GUBANOV, V. P., GUNIN, A. V., KOVAL'CHUK, O. B., KUTENKOV, V. O., ROMANCHENKO, I. V., ROSTOV, V. V., 2009. Effective transformation of the energy of high-voltage pulses into high-frequency oscillations using a saturated-ferrite-loaded transmission line. *Tech. Phys. Lett.* vol. 35, Iss. 7, pp. 626–628.
6. VASELAAR, A., 2011. Experimentation and modeling of pulse sharpening and gyromagnetic precession within a nonlinear transmission. A dissertation in electrical engineering. December. Texas Tech University.
7. REALE, D. V., 2013. Coaxial Ferrimagnetic Based Gyromagnetic Nonlinear Transmission Lines as Compact High Power Microwave Sources. A dissertation in electrical engineering. December. Texas Tech University.
8. KATAEV, I. G., 1963. Electromagnetic Shock Waves. Moscow, USSR: Sovetskoe Radio (in Russian).
9. FURUYA, S., MATSUMOTO, H., FUKUDA, H., OHBOSHI, T., TAKANO, S. and IRISAWA, J., 2002. Simulation of Nonlinear Coaxial Line Using Ferrite Beads. *Jpn. J. Appl. Phys. Nov.*, vol. 41, no. 11A, pp. 6536–6540.
10. ROSTOV, V. V., BYKOV, N. M., BYKOV, D. N., KLIMOV, A. I., KOVALCHUK, O. B., ROMANCHENKO, I. V., 2010. Generation of Subgigawatt RF Pulses in Nonlinear Transmission Lines. *IEEE Trans. on Plasma Sci.* Oct., vol. 38, no. 10, pp. 2681–2685.
11. AHN, J. J.-W., KARELIN, S. Y., KWON, H.-O., MAGDA, I. I. and SINITSIN, V. G., 2015. Exciting high frequency oscillations in a coaxial transmission line with a magnetized ferrite. *Korean J. Magnetics*. Dec., vol. 20, no. 4, pp. 460–465.
12. GUREVICH, A. G., 1973. Magnetic Resonance in Ferrites and Antiferromagnets. Moscow, USSR: Nauka (in Russian).
13. REALE, D. V., PARSON, J. M., NEUBER, A. A., DICKENS, J. C. and MANKOWSKI, J. J., 2016. Investigation of a stripline transmission line structure for gyromagnetic nonlinear transmission line high power microwave sources. *Rev. of Scientific Instruments*. March, vol. 87, Iss. 3, pp. 034706.

Рукопись поступила 26.01.2017.

S. Yu. Karelin

FDTD ANALYSIS OF NONLINEAR MAGNETIZED FERRITES: APPLICATION TO MODELING OF OSCILLATION FORMING IN COAXIAL LINE WITH FERRITE

In recent years, the high-voltage pulse devices using nonlinear properties of ferrite have received more attention. For the analysis of this kind of objects, the 2D numerical modeling technology of nonlinear saturated ferrites by FDTD method has been developed. Landau–Lifshitz equation, which describes ferrite dynamics, is solved by Runge–Kutte method and unknown components of electromagnetic fields are calculated by using linear interpolation. This method has been used to analyze oscillation forming in coaxial line partially filled with ferrite magnetized by external magnetic field. The numerical results are in agreement with the experimental data.

Key words: finite difference method in time domain, Maxwell equation, Landau–Lifshitz equation, Runge–Kutte method, saturated ferrite, coaxial line, oscillations, high-voltage impulse.

С. Ю. Карелін

МЕТОД FDTD ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ НЕЛІНІЙНИХ НАСИЧЕНИХ ФЕРИТІВ: ЗАСТОСУВАННЯ ДО АНАЛІЗУ ПРОЦЕСУ ФОРМУВАННЯ КОЛИВАНЬ У КООКСІАЛЬНІЙ ЛІНІЇ З ФЕРИТОМ

Останнім часом зросла увага до високовольних імпульсних пристроїв, які використовують нелінійні властивості фериту. Для аналізу подібного роду об'єктів розроблено методику двовимірного числового моделювання методом FDTD насиченого фериту для нелінійного випадку. Рівняння Ландау–Ліфшица, що описує динаміку фериту, розв'язувалось методом Рунге–Кутти, а невідомі компоненти електромагнітних полів обчислювались із застосуванням лінійної інтерполяції. Ця методика використана для моделювання процесу формування коливаний у коаксіальній лінії, частково заповненій феритом, котрий намагнічений повздовжнім магнітним полем. Результати розрахунку узгоджуються з даними експерименту.

Ключові слова: метод скінченних різниць у часовій області, рівняння Максвелла, рівняння Ландау–Ліфшица, метод Рунге–Кутти, насичений ферит, коаксіальна лінія, осциляції, високовольний імпульс.