

УДК 621.396

Д. С. ГАВВА, А. И. ЛУЧАНИНОВ, д-р физ.-мат. наук, М. А. ОМАРОВ, канд. техн. наук

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОВОЛОЧНЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИСТОЧНИКАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Освоение миллиметрового диапазона волн значительно повысило актуальность исследования электродинамических структур (ЭС), поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами. Устройства, построенные на основе новых материалов с распределенной нелинейностью, в частности, высокотемпературных сверхпроводников, обладают рядом преимуществ в характеристиках, функциональных возможностях, массогабаритных показателях в сравнении с аналогичными устройствами, выполненными на основе обычных проводников. Применение в ЭС распределенных (или квазираспределенных) нелинейных элементов позволяет решить одновременно несколько функциональных задач радиоэлектроники, например генерацию, усиление и излучение колебаний и тому подобное. Однако помимо положительных подобные устройства имеют и отрицательные качества. Так, в излучающих ЭС из-за нелинейных эффектов возможно побочное излучение, влияющее на электромагнитную обстановку. Все это определяет важность задачи исследования характеристик ЭС с нелинейным поверхностным импедансом (НПИ).

В силу нелинейности рассматриваемых устройств проявление нелинейных эффектов в значительной мере определяется параметрами нелинейности, характеристиками источников возбуждения. Поэтому целью данной работы является исследование характеристик электродинамических структур с НПИ на примере проволочных антенн в зависимости от степени нелинейности поверхностного импеданса, уровня и способа их возбуждения.

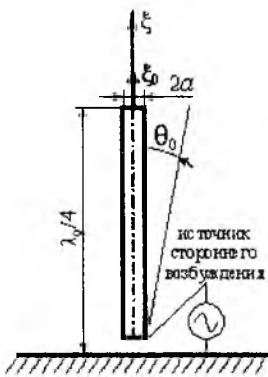


Рис. 1

Постановка задачи

Рассматривается несимметричный четвертьволновый вибратор диаметром $2a=0,001\lambda_0$ (λ_0 – длина волны возбуждающего колебания) (рис. 1). На поверхности вибратора выполняются нелинейные граничные условия (НГУ) [1, 2], являющиеся причиной нелинейных свойств поверхностного импеданса. Полагается, что поверхностный импеданс имеет индуктивный характер и описывается следующей полиномиальной зависимостью:

$$L = L_0 + L_2 I(t)^2. \quad (1)$$

В качестве сторонних источников, возбуждающих излучатель, рассматриваются идеальный источник тока, источник ЭДС и источник постоянной мощности. Решение задачи проводилось в два этапа. На первом из них определялось распределение тока вдоль структуры с использованием нелинейного интегрального уравнения (НИУ) [3, 4], полученное для тонкопроволочных антенн произвольной конфигурации:

$$\int_L I(\xi', \omega_q) \left\{ -\frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \xi'} + (\xi_0 \xi'_0) k_q^2 \right\} G_q(\xi, \xi') d\xi' + \frac{j\omega_q \varepsilon_0}{T} \int_0^T \left[\sum_{p=-N}^N \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega_p) \xi_0 e^{j\omega_p t} \right] e^{-j\omega_q t} dt =$$

$$= \begin{cases} -j\omega_0 \varepsilon_0 E_{tg}^{ct}(\xi, \omega_0), & \text{при } q=1 \vee q=\overline{0, N}, \\ 0, & \text{при } q \neq 1 \end{cases} \quad (2)$$

где: ξ_0 – единичный вектор вдоль оси проводника; k_q – волновое число окружающего пространства на частоте $\omega_q=q\omega_0$ для $\forall q=\overline{0, N}$ (N – число высших гармоник, учитываемых в про-

цессе расчета); $T=2\pi/\omega_0$; ω_0 – частота источника возбуждения; $G_q(\xi, \xi')$ – функция Грина; ξ, ξ' – координаты точек наблюдения и интегрирования; $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega_p)$ – плотность поверхностного тока в точке \mathbf{r} на поверхности проводника; $\hat{\mathbf{Z}}[\cdot]$ – нелинейный оператор, описывающий свойства поверхностного импеданса проводника и нелинейно связывающий векторы касательных составляющих напряженности электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ полей в НГУ [1]; $E^{CT}(\xi, \omega_0)$ – напряженность электрического поля, возбуждающая излучатель; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная окружающего пространства.

На втором этапе, используя найденные распределения тока на основной частоте и частотах высших гармоник, мы определяли диаграммы направленности (ДН) излучателя [2]:

$$F(R, \theta, \varphi, \omega_q) = \frac{\omega_q \mu}{4\pi j L} \int_L [\mathbf{i}_R \times (I(\xi, \nu_i) \xi_0 \times \mathbf{i}_R)] e^{jk_i \rho \cos \vartheta} d\xi, \quad (3)$$

где \mathbf{i}_R – единичный орт в точку наблюдения с координатами (R, θ, φ) ; ρ – координата точки ξ в выбранной сферической системе координат; ϑ – угол между радиус-векторами, направленными в точки наблюдения и интегрирования.

Все вычисления проводились с помощью программы WIRE, разработанной на кафедре «Основ радиотехники» Харьковского национального университета радиоэлектроники.

Результаты исследований

На рис. 2а, б приведены результаты расчета распределения тока вдоль излучателя при различной степени нелинейности (различном значении коэффициента L_2 полиномиальной зависимости (1)) на основной частоте и частоте третьей гармоники, при использовании в качестве стороннего источника идеального источника тока.

Как и следовало ожидать, при таком характере нелинейности в спектре отсутствуют частоты с четными номерами гармоник. Для сравнения на этих же графиках показаны зависимости и для вибратора с линейным поверхностным импедансом (ЛПИ) $L_2=0$ мкГн/мА². В последнем случае считалось, что вибратор на частотах гармоник запитывается генератором тока такой же амплитуды, как и на основной частоте. Из рис. 2а видно, что на основной частоте при значениях $L_2 \leq 1,5$ мкГн/мА² распределение тока при линейном и нелинейном характере импеданса практически не отличается. Значительное отличие наблюдается только при $L_2=5$ мкГн/мА². Гораздо более существенное влияние на распределение тока оказывает нелинейность на частотах высших гармоник (рис. 2,б). При этом следует отметить, что из-за специфики возбуждения (использование идеального источника тока) амплитуда тока высших гармоник в сечении включения источника возбуждения ($\xi=0$) равна нулю. Это коренным образом отличается от случая возбуждения вибратора идеальным источником ЭДС, у которого внутреннее сопротивление равно нулю, и ток при $\xi=0$ отличен от нуля. Соответствующие графики распределения тока на основной частоте и частоте третьей гармоники приведены на рис. 2в,г.

Из рис. 1а видно, что при увеличении степени нелинейности поверхностного импеданса возрастает амплитуда тока основной частоты, что обуславливается увеличением потребляемой мощности от генератора тока (при $L_2=0$ мкГн/мА² потребляемая мощность составляет $P_{\text{потр.}} \approx 0,41$ Вт, при $L_2=0,9$ мкГн/мА² $P_{\text{потр.}} \approx 0,79$ Вт, а при $L_2=1,5$ мкГн/мА² $P_{\text{потр.}} \approx 0,9$ Вт), часть которой расходуется на возбуждение токов высших гармоник, а часть приводит к увеличению амплитуды тока основной частоты. При возбуждении же излучателя идеальным источником ЭДС наблюдается обратная зависимость – с увеличением коэффициента L_2 амплитуда тока уменьшается (рис. 2в).

Для выяснения вопроса об «аномальном» поведении распределения тока при $L_2=5$ мкГн/мА² (рис. 2а) были проведены его расчеты для вибратора с ЛПИ. Оказалось, что аналогичное явление наблюдается и случае $L_0=0,52$ мкГн и $L_2=0$ (рис. 3а). Оно заключается в рез-

ком увеличении амплитуды тока с частотой ω_0 , то есть наблюдается своего рода резонанс тока. Для вибратора с НПИ такой резонанс происходит при большем значении коэффициента L_2 . При возбуждении источником ЭДС данный эффект для первой гармоники отсутствует. Из рис. 2в, г видно, что для вибратора с НПИ значение коэффициента L_2 влияет только на характер распределения тока высших гармоник. Распределение же тока первой гармоники остается практически неизменным, меняется лишь его величина.

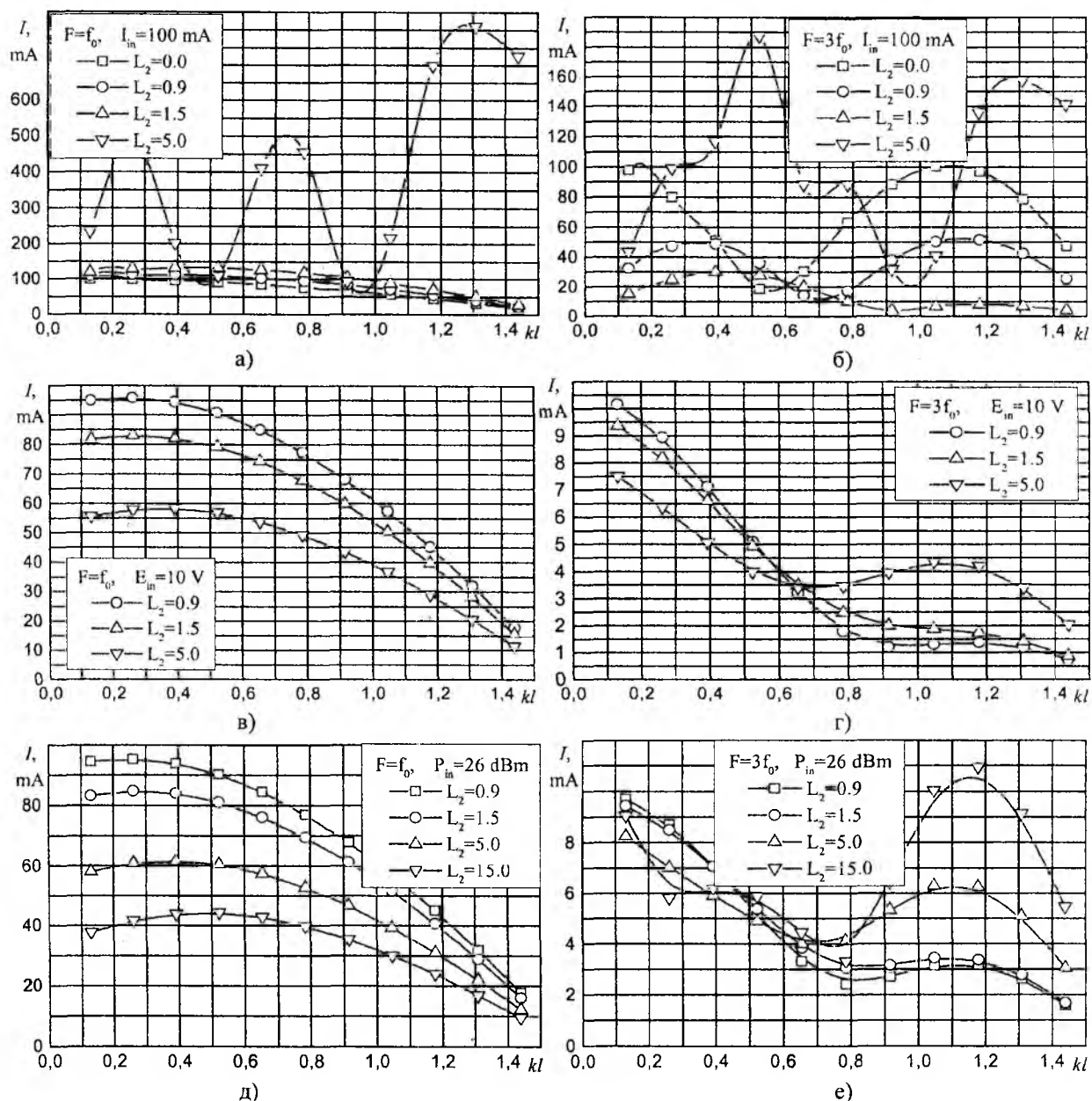


Рис. 2

На рис. 3б показаны зависимости модуля распределения тока на частоте первой и высших гармоник в зависимости от степени нелинейности поверхностного импеданса при различных токах возбуждения. При этом с изменением амплитуды тока возбуждения изменялся и коэффициент L_2 . Видно, что с точки зрения проявления нелинейных эффектов возбуждение током большей амплитуды при меньшей нелинейности поверхностного импеданса и возбуждение током меньшей амплитуды при большей нелинейности поверхностного импеданса дают практически одинаковый результат. Эта закономерность прослеживается и при возбуждении излучателя идеальным источником ЭДС.

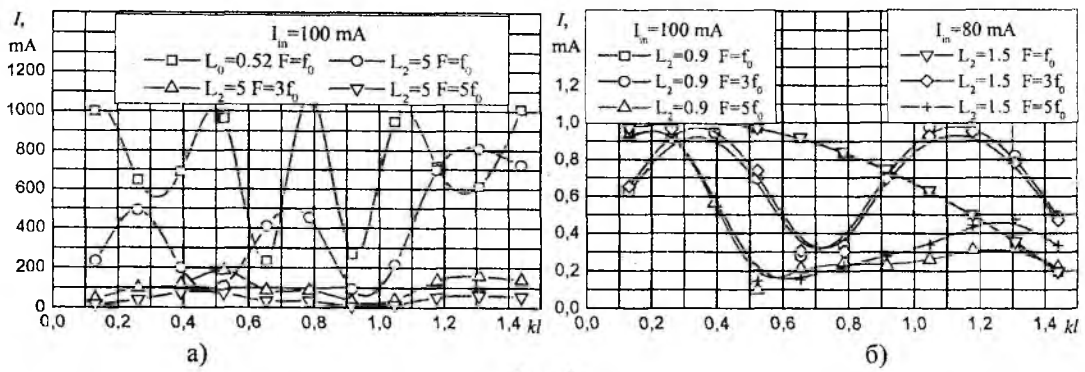


Рис. 3

Были рассчитаны и аналогичные предыдущим зависимости при больших значениях коэффициентов L_0 и L_2 (рис. 4а). На частоте первой гармоники для вибратора с ЛПИ ($L_0=1$ мкГн) при возбуждении как источником тока, так и источником ЭДС наблюдается так называемая отсечка тока, амплитуда которого, начиная с некоторого расстояния от точки возбуждения, практически равна нулю. Расчеты также показали, что для вибратора с НПИ и возбуждении его такими же сторонними источниками, амплитуда тока отлична от нуля, и наблюдается интенсивная генерация токов высших гармоник, амплитуда которых в некоторых сечениях вибратора превышает амплитуду тока первой гармоники. Особенно это сильно выражено при больших значениях L_2 и возбуждении вибратора источником ЭДС (рис. 4а), когда амплитуда пятой гармоники превышает как амплитуду первой, так и амплитуду третьей гармоник.

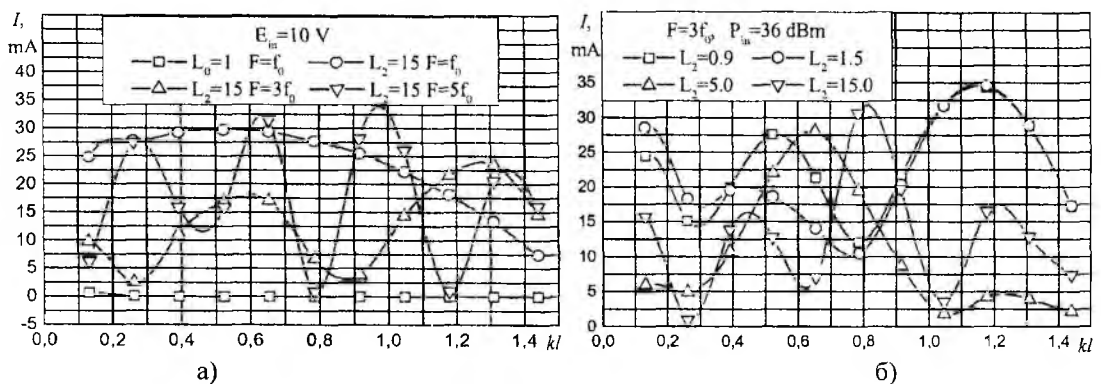


Рис. 4

При возбуждении вибратора источником мощности распределение тока аналогично распределению тока при возбуждении источником ЭДС (рис. 2д,е). Однако это справедливо для низкого уровня возбуждаемой мощности и небольших значений коэффициента $L_2 \leq 1$ мкГн/мА². При повышении мощности поведение распределения тока высших гармоник существенно изменяется. Наблюдается интенсивное возбуждение высших гармоник не только при большом значении L_2 , но и при относительно слабой нелинейности поверхностного импеданса (рис. 4б). Вид распределения тока для первой гармоники для небольших значений L_2 существенно не изменяется. При увеличении нелинейности и мощности стороннего источника максимум распределения тока первой гармоники смещается ближе к середине вибратора.

Кроме распределения тока были исследованы ДН излучателя. Для разных значений коэффициента нелинейности при возбуждении источником тока некоторые из них приведены на рис. 5. Из рис. 5а видно, что на основной частоте ДН относительно слабо зависит от степени нелинейности поверхностного импеданса. Значительно сильнее различие ДН на частотах высших гармоник (рис. 5б), особенно при сильной нелинейности.

Изменение способа возбуждения практически не приводит к изменению ДН на основной частоте, что видно из рис. 5в, на котором приведены ДН вибратора при возбуждении его раз-

личными типами источников. При возбуждении излучателя источником ЭДС и различной степени нелинейности на частоте третьей гармоники ДН сходны и слабо зависят от коэффициента L_2 , так же как и при возбуждении источником мощности (рис. 5г: кривые с $E_{in}=10\text{ V}$ $L_2=0,9$ и $1,5\text{ мкГн/мА}^2$, и кривые с $P_{in}=36\text{ dBm}$ $L_2=0,9$ и $1,5\text{ мкГн/мА}^2$). В отличие от этого при возбуждении источником тока ДН существенно зависит от величины нелинейности, что обусловлено различным распределением тока (рис. 2) для различных типов источников.

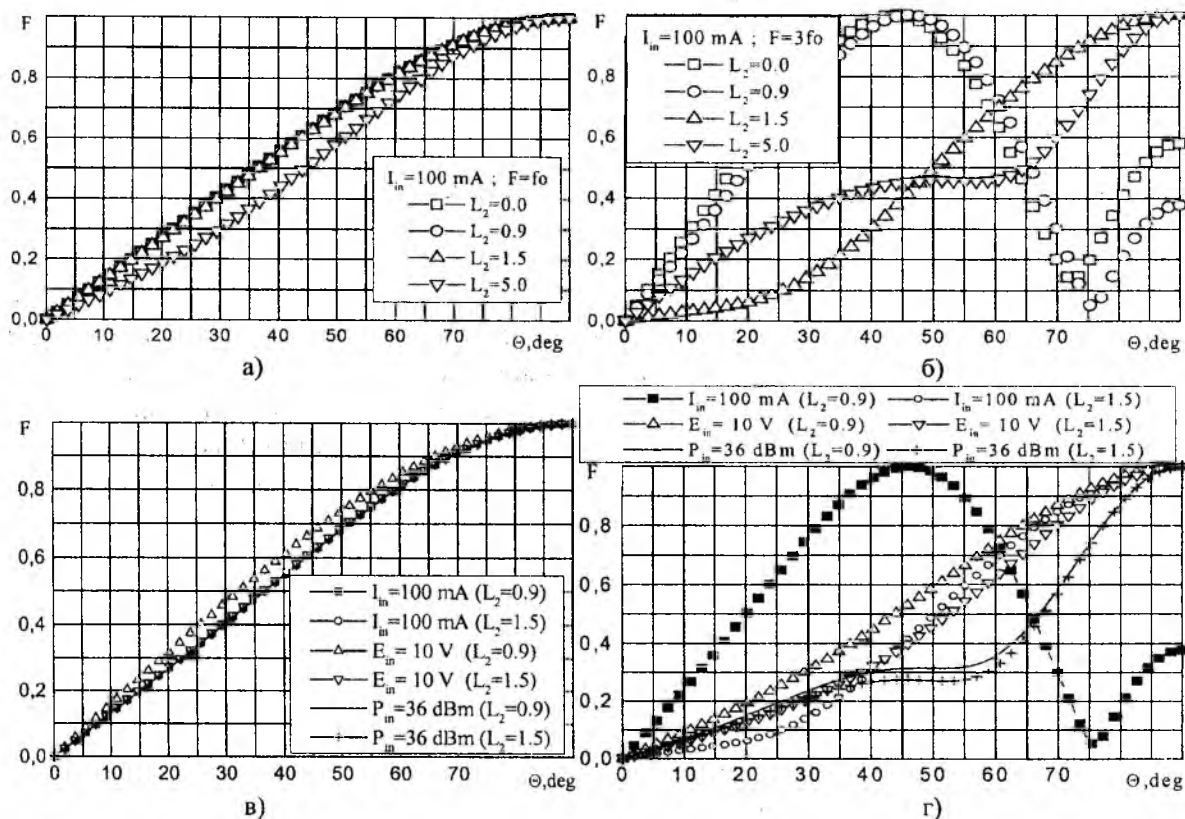


Рис. 5

Заключение

Проведенные исследования характеристик проволочного излучателя возбуждаемого различными источниками показали, что величина нелинейности в большей степени сказывается на распределении тока, чем на форме ДН. Распределение тока при возбуждении излучателя источниками ЭДС и мощности коренным образом отличается от случая возбуждения источником тока, что определяет значительные отличия формы ДН вибратора на частотах гармоник для этих типов источников. Показано также, что возможны такие значения поверхностного импеданса, при которых наблюдается интенсивная генерация высших гармоник тока, на основе чего возможна реализация некоторых функциональных устройств (например, антенн – умножителей частоты).

Список литературы: 1. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Омаров М.А. Анализ антенн с распределенной нелинейностью // Антенны. Сб. статей. М.: ИПРЖР. 2000. Вып. 1(44). С. 70 – 83. 2. Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли // Под общ. ред. Б.Л. Кашеева, Е.Г. Прошкина, М.Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 3. Выбор базисных и весовых функций в задаче анализа антенн с нелинейным поверхностным импедансом методом моментов / А.И. Лучанинов, М.А. Омаров, Д.С. Гавва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 213 – 218. 4. D.S. Gavva. Characteristics of arbitrarily configured thin wire antennas with the nonlinear surface impedance // Materials IV-th International Conference on Antenna Theory and Techniques, Sevastopol. Ukraine. 9 – 12 September 2003. P. 852 – 855.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21. 08. 2003