

Розглянуті особливості використання принципу еквівалентності для аналізу антен, котрі володіють нелінійними властивостями поверхневого імпедансу. Виявлено, що при розділі загальної задачі на дві еквівалентні (внутрішню та зовнішню) властивості поверхні розподілу можливо обрати різним чином, що приводить до різних систем нелінійних інтегральних рівнянь відносно розподілу щільності поверхневого струму

Ключові слова: принцип еквівалентності, нелінійні інтегральні рівняння, граничні умови

Рассмотрены особенности использования принципа эквивалентности для анализа антен, обладающих нелинейными свойствами поверхностного импеданса. Показано, что при разделении общей задачи на две эквивалентные (внутреннюю и внешнюю) свойства поверхности раздела можно выбрать различным образом, что приводит к разным системам нелинейных интегральных уравнений относительно распределения плотности поверхностного тока

Ключевые слова: принцип эквивалентности, нелинейные интегральные уравнения, граничные условия

Characteristics of equivalence principle usage for non-linear impedance antenna analysis are investigated. It is shown that with common task division into two equivalent (internal and external) ones surface characteristics can be chosen in different ways which results in different non-linear integral sets of equations according to current density distribution

Key words: of equivalence principle, non-linear integral of equations, boundary condition

АНАЛИЗ АНТЕН С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ НЕЛИНЕЙНЫМИ СВОЙСТВАМИ. ЧАСТЬ 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

А.И. Лучанинов

Доктор физико-математических наук, профессор*

Контактный тел.: (057) 702-14-30

E-mail: luchan@kharkov.ua

М.А. Омаров

Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой*

Кафедра естественных наук

Контактный тел.: (057) 702-14-17

E-mail: pffs@kture.kharkov.ua

Д.С. Гавва

Кандидат технических наук, доцент*

Контактный тел.: (057) 702-14-30

E-mail: GavvaDS@gmail.com

Е.В. Крикун

Ассистент*

Контактный тел.: (057) 702-14-30

E-mail: elena-krikyn@rambler.ru

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники

пр. Ленина 14, г. Харьков, Украина, 61166

Введение

Принцип эквивалентности является одним из фундаментальных принципов, которые используются при решении задач электромагнитного возбуждения различных электродинамических объектов методом ин-

тегральных уравнений. Его применение во многих случаях позволяет существенно упростить исходную постановку задачи за счет разделения исходной задачи на две, а именно на задачи возбуждения двух областей по каждую сторону от апертуры в предположении, что апертура заменена идеальным проводником [1-3].

Благодаря этому появляется возможность отдельно решить несколько канонических задач, например таких, как излучение различных типов излучателей, излучение апертуры в проводящих экранах, волноводах и полостях, а затем, комбинируя их в различных сочетаниях, получать решения широкого круга электродинамических задач. Как результат - можно разработать гибкие универсальные алгоритмы и программы расчета сложных СВЧ устройств.

Вопросы обоснования применения принципа эквивалентности для анализа антенн, поверхность которых обладает линейным поверхностным импедансом, обсуждались в целом ряде работ, например [4-6]. Так в [5] для щели в бесконечной плоскости с импедансными граничными условиями аналитически показано, что разделение исходной задачи на две эквивалентные возможно, если апертуру щели закрыть листом, имеющим те же самые свойства, что и сама бесконечная плоскость, и, затем, разместить источник эквивалентного магнитного тока на месте щели. Значение этого тока может быть определено по известному полю в щели. В работе [6] аналогичное утверждение доказано в отношении поверхностей произвольной формы и поверхностей с анизотропным поверхностным импедансом. Однако, исследование особенностей применения принципа эквивалентности для анализа электродинамических устройств, поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами до сих пор не проведено.

Целью настоящей работы является обсуждение особенностей применения принципа эквивалентности при анализе антенн, поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами.

Постановка задачи

В электродинамической постановке общая задача анализа излучателей с нелинейным поверхностным импедансом формулируется следующим образом. В однородном изотропном пространстве с параметрами (ϵ_0, μ_0) расположено тело (рис. 1), на поверхности S_R которого выполняются локальные нелинейные граничные условия, т.е. мгновенные значения тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и магнитного $\vec{H}(\vec{r}, t)$ полей связаны соотношением

$$\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{Z}[\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r}, t)]. \quad (1)$$

Здесь: $\vec{n}(\vec{r})$ - внешняя нормаль к поверхности тела в точке \vec{r} ; $\hat{Z}[\cdot]$ - нелинейный оператор, описывающий свойства поверхностного импеданса излучателя. В частности, если на его поверхности выполняются граничные условия Щукина-Леонтовича, то $\hat{Z}[\cdot] = Z_s \{ \vec{n}(\vec{r}) \times [\cdot] \}$.

Поверхность предполагается гладкой. В объемах V_{CTi} ($i = 1, \dots, n$) заключены сторонние источники $\vec{J}^{э.СТ}$ и (или) $\vec{J}^{м.СТ}$, создающие в точке \vec{r} на поверхности S_R напряженности полей $\vec{E}^{CT}(\vec{r})$, $\vec{H}^{CT}(\vec{r})$. Источники могут располагаться как в области V_2 (вне S_R), так и в области V_1 , находящейся внутри S_R . В объеме V_1 предполагается наличие ограниченной поверхностью S_L области V_L , которая учитывает существование нагрузки в системе. Требуется

определить распределение поля в областях V_1 , V_2 и на поверхности S_L , ограничивающей область нагрузки. Поверхность S_1 предполагается идеально проводящей.

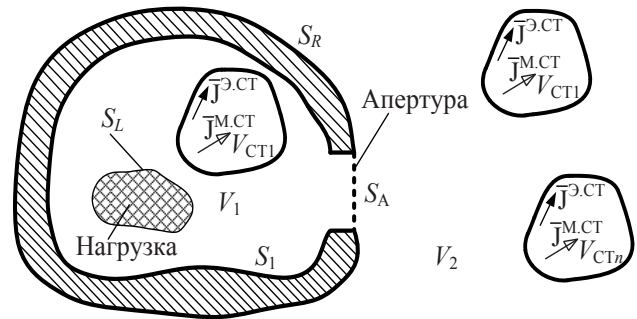


Рис. 1. К постановке общей задачи анализа

Такая постановка задачи имеет место для широкого класса приемных и передающих антенн, рассеивателей с нелинейными свойствами поверхностного импеданса, элементов и устройств СВЧ тракта, в состав которых входят элементы с нелинейными свойствами поверхностного импеданса, то есть в общем случае все их можно рассматривать как задачи о возбуждении двух (или более) областей с электромагнитной связью через апертуру (апертуры).

Заметим, что данная постановка задачи является, по сути, единственно корректной при исследовании электродинамических устройств с нелинейными характеристиками. Электромагнитные колебания в таких устройствах имеют, как правило, довольно широкий частотный спектр из-за генерации колебаний на высших гармониках и комбинационных составляющих основных частот возбуждения. Частоты этих колебаний могут быть гораздо выше основных частот и электрические размеры области связи (апертуры) на гармониках могут быть соизмеримыми с длиной волны, вследствие чего распределение поля на апертуре приобретает более сложный вид, чем на основных частотах и его необходимо учитывать при расчетах параметров исследуемого устройства. Это можно видеть на примере задачи об одночастотном возбуждении вибратора кольцевой щелью (рис. 2).

Если на поверхности вибратора S_R выполняются нелинейные граничные условия и ширина щели на частоте основной гармоники f_0 мала по сравнению с длиной волны $(\Delta/\lambda_0 \ll 1)$, то, по аналогии с линейной задачей [3], можно предположить, что на частоте f_0 (частоте возбуждения) электрическое поле в щели постоянно и оно является источником токов на поверхности вибратора, т.е. является сторонним полем. На частотах высших гармоник вибратор возбуждается токами, протекающими на поверхности S_R , так как источником токов высших гармоник являются нелинейные свойства данной поверхности. Учитывая, что на этих гармониках Δ может быть сравнимо с λ_n (λ_n - длина волны колебания n -й гармоники), то на частотах высших гармоник данную задачу можно трактовать как задачу возбуждения вибратора и апертуры, размеры которой соизмеримы с длиной волны, источниками на S_R , то есть сторонними токами, расположенными в V_2 .

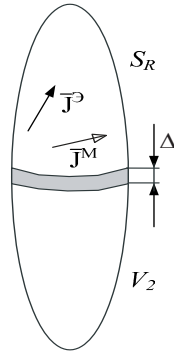


Рис. 2. К задаче об одночастотном возбуждении вибратора кольцевой щелью

Применение принципа эквивалентности

Для упрощения дальнейших выкладок без ограничения общности рассмотрим задачу об анализе передающих антенн, то есть предположим, что сторонние токи существуют только в области V_1 (рис. 1), а нагрузка отсутствует.

Согласно принципу эквивалентности [2] для нахождения полей в областях V_1 и V_2 апертуру можно заменить идеально проводящей поверхностью S_A , по которой со стороны области V_1 протекает ток $-\bar{J}_A^M = \bar{E}_A \times \bar{n}$, а со стороны области V_2 – ток \bar{J}_A^M . Вследствие этого можно считать, что сторонними источниками в области V_1 являются источники $\bar{J}_1^{э.ст}$, $\bar{J}_1^{м.ст}$ и эквивалентный магнитный ток $-\bar{J}_A^M$, а в области V_2 – ток \bar{J}_A^M . Следовательно, исходная задача (рис. 1) разделилась на две эквивалентные: задачу об определении поля в области V_1 , возбуждаемого токами $\bar{J}_1^{э.ст}$, $\bar{J}_1^{м.ст}$ и $-\bar{J}_A^M$ и током $\bar{J}_1^э$, протекающим на поверхности S_1 (рис. 3а), и задачу о нахождении поля в области V_2 возбуждаемого током \bar{J}_A^M , существующим только на апертуре и токами $\bar{J}^э$ и $\bar{J}^м$ определенными на поверхности излучателя S_R (рис. 3б). Необходимо отметить, что полная эквивалентность этих задач будет лишь при условии, что на апертуре непрерывны тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей. В силу принятого приближения об идеальной проводимости поверхности излучателя $\bar{J}^м = 0$ на S_1 .

Непрерывность тангенциальной компоненты электрического поля обеспечивается тем, что в областях V_1 и V_2 эквивалентные магнитные токи имеют противоположные знаки.

Рассмотрим условие непрерывности тангенциальной компоненты магнитного поля при пересечении апертуры.

В области V_1 тангенциальная к поверхности апертуры компонента магнитного поля $\bar{H}_t^{(1)}$ представляет собой сумму компонент трех полей - поля сторонних источников (обозначим как $\bar{H}_t^{(1)}$), поля, созданного эквивалентными источниками на апертуре (обозначим как $\bar{H}_t^{(1)}(-\bar{J}_A^M)$), и поля $\bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_1^э)$, созданного током $\bar{J}_1^э$ т.е.

$$\begin{aligned} \bar{H}_t^{(1)} &= \bar{H}_t^{ст} + \bar{H}_t^{(1)}(-\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_1^э) = \\ &= \bar{H}_t^{ст} - \bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_1^э). \end{aligned} \tag{2}$$

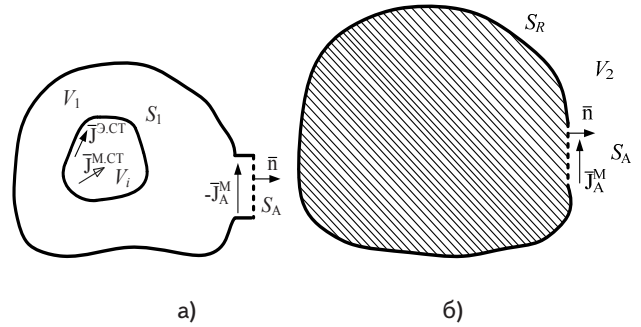


Рис. 3. Эквивалентное представление задачи анализа а) внутренняя область; б) внешняя область

В области V_2 тангенциальная компонента магнитного поля $\bar{H}_t^{(2)}$ является суммой тангенциальных компонент поля $\bar{H}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M)$, созданного эквивалентными источниками на апертуре и поля $\bar{H}_t(\bar{J}^э, \bar{J}^м)$, созданного токами $\bar{J}^э$ и $\bar{J}^м$:

$$\bar{H}_t^{(2)} = \bar{H}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t(\bar{J}^э, \bar{J}^м). \tag{3}$$

Таким образом, полная эквивалентность задач будет, если

$$\bar{H}_t^{ст} - \bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t(\bar{J}_1^э) = \bar{H}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t(\bar{J}^э, \bar{J}^м),$$

или

$$\bar{H}_t^{(1)}(\bar{J}_A^M) - \bar{H}_t(\bar{J}_1^э) + \bar{H}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M) + \bar{H}_t(\bar{J}^э, \bar{J}^м) = \bar{H}_t^{ст}. \tag{4}$$

Данное операторное уравнение является основным для определения плотности эквивалентного тока \bar{J}_A^M . Это нелинейное уравнение, так как $\bar{J}^э$ и $\bar{J}^м$, входящие в $\bar{H}_t(\bar{J}^э, \bar{J}^м)$, связаны между собой условием (1). Если для области V_1 известна функция Грина, то из (4) можно исключить $\bar{H}_t(\bar{J}_1^э)$. Однако, для определения \bar{J}_A^M только этого уравнения недостаточно, так как в него входят токи $\bar{J}^э$ и $\bar{J}^м$ на S_R , распределение которых также неизвестно. Поэтому (4) должно быть дополнено еще и уравнением относительно плотностей токов $\bar{J}^э$ и $\bar{J}^м$, которое можно получить, потребовав выполнения граничных условий на поверхности S_R . Учитывая, что на поверхности S_R поля \bar{E} и \bar{H} связаны нелинейными граничными условиями, можно в (4) выразить $\bar{J}^м$ через $\bar{J}^э$ посредством (1) и, найти затем только $\bar{J}^э$ из решения нелинейного операторного уравнения

$$\bar{E}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M) + \bar{E}_t(\bar{J}^э) = \begin{cases} -\bar{n} \times \hat{Z} [\bar{n} \times \bar{H}] & \text{на } S_R \\ \bar{n} \times \bar{J}_A^M & \text{на } S_A \end{cases}. \tag{5}$$

Здесь $\bar{E}_t^{(2)}(\bar{J}_A^M)$, $\bar{E}_t(\bar{J}^э)$ - тангенциальные компоненты электрического поля, созданные на поверхности $S_R \cup S_A$ токами \bar{J}_A^M и $\bar{J}^э$; $\bar{n} \times \bar{J}_A^M$ - значение тангенциальной компоненты электрического поля на апертуре. Такая трактовка задачи соответствует случаю, когда апертура затягивается идеально проводящей поверхностью. Нелинейные свойства S_R отражаются в нелинейной зависимости между $\bar{J}^э$ и \bar{J}_A^M , определяемой соотношениями (4) и (5).

Альтернативную модель для расчета полей в области V_2 можно получить, если закрыть апертуру S_A растяжением поверхности с нелинейным импедансом S_R и в качестве источника возбуждения рассматривать поверхностный магнитный ток \bar{J}_A^M , который существует только снаружи S_A , то есть вне $S_R \cup S_A$. Значение этого тока должно быть таким, чтобы касательная к апер-

туре составляющая электрического поля в области V_1 апертуры была равна \bar{E}_A , как определено ранее. Отличие данной постановки задачи от предыдущей заключается в том, что сейчас рассматривается возбуждение тела, на всей поверхности которого $S_R \cup S_A$ выполняются нелинейные граничные условия (1), сторонним источником \tilde{J}_A^M , расположенным вне $S_R \cup S_A$. Следовательно, операторное уравнение для нахождения \tilde{J}^{∂} в этом случае имеет вид:

$$\bar{E}_t(\tilde{J}^{\partial}) + \bar{E}_t^{(2)}(\tilde{J}_A^M) = 0, \text{ на } S_R \cup S_A. \quad (6)$$

Остается определить значение \tilde{J}_A^M . Это можно сделать, если учесть, что токи \tilde{J}^{∂} и $\tilde{J}^M = -\hat{Z}[\tilde{J}^{\partial}]$ существуют на всей поверхности $S_R \cup S_A$ и, следовательно, на ее участке, соответствующему апертуре, то есть суммарный магнитный ток на SA равен $\tilde{J}_A^M + \tilde{J}^M$. Для того, чтобы токи $\tilde{J}_A^M + \tilde{J}^M$ и \tilde{J}^{∂} создавали в области V_2 напряженности полей, равные \bar{E} и \bar{H} , необходимо выполнение равенства

$$\tilde{J}_A^M + \tilde{J}^M = \tilde{J}_A^M, \quad (7)$$

откуда следует

$$\begin{aligned} \tilde{J}^M &= \tilde{J}_A^M - \tilde{J}^M = \bar{E}_A \times \bar{n} + \hat{Z}[\tilde{J}^{\partial}] = \\ &= \bar{E}_A \times \bar{n} + \hat{Z}[\tilde{J}_A^M] = \bar{E}_A \times \bar{n} + \hat{Z}[\bar{n} \times \bar{H}_A] \end{aligned} \quad (8)$$

Из полученного соотношения видно, что эквивалентный ток \tilde{J}_A^M , который, по-сути, является источником поля в V_2 , может быть найден при условии, если известны напряженности электрического и магнитного полей в апертуре \bar{E}_A и \bar{H}_A . Отметим, что при выводе соотношения на вид оператора поверхностного импеданса $\hat{Z}[\]$ не накладывалось никаких ограничений и (8) записано для общего вида нелинейного поверхностного импеданса. Любые изменения при выборе вида $\hat{Z}[\]$ компенсируются изменением возбуждающего магнитного тока \tilde{J}_A^M исходя из (8), таким образом, что поле в объеме V_2 остается неизменным.

В частном случае, если поверхностный импеданс имеет линейные характеристики, то есть граничные условия (1) являются условиями Леонтовича, то соотношение (8) полностью совпадает с приведенным в [6] для этого случая. Когда импеданс $\hat{Z}[\]$ является постоянной величиной, то есть $\hat{Z}[\] = Z_S$, то апертура может быть представлена в виде поверхности с тем же самым импедансом, и выражение (8) для магнитного тока \tilde{J}_A^M можно привести к виду

$$\tilde{J}_A^M = \bar{E}_A \times \bar{n} + \hat{Z}[\bar{n} \times \bar{H}_A] = (\bar{E}_A - Z_S \bar{n} \cdot \bar{H}_A) \cdot \bar{n}, \quad (9)$$

полностью совпадающим с представленным в [5].

Таким образом, проведенный выше анализ показывает, что возможны различные формулировки задачи моделирования электродинамических устройств с распределенными нелинейными характеристиками, которые приводят к различным видам уравнений относительно распределения тока на их поверхности. Выбор какой-либо из них зависит от конкретного типа устройства. Например, как показали исследования, при исследовании тонкопроволочных излучателей и микрополосковых устройств с узкими проводниками, поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами, использование уравнений (4) и (5) позволяет разработать более эффективные и универсальные алгоритмы, чем использование уравнений (6). Если же, например, рассматриваются задачи возбуждения тел вращения, радиус которых соизмерим с длиной волны стороннего источника, то наоборот, предпочтительнее использовать уравнения (4) и (6).

Литература

1. Гапонов А.В. Об интегральном уравнении для токов в теории металлических антенн / А.В. Гапонов, М.А. Миллер // Журнал технической физики.- 1956.- Т. 26, — С. 2766-2770.
2. Wang T., Harrington R.F., and Mautz J.R. Electromagnetic scattering from and transmission through arbitrary apertures in conducting bodies// IEEE Trans.- 1990.- Vol AP-38.- N 11. — P. 1805-1814.
3. Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. — М.: Радио и связь, 1987. — 272 с.
4. Stalzer H.J., Fathy A., Hessel A., Shmoys J. Effect of lossy ground on performance of planar and cylindrical arrays// Radio Sci. -1990.- Vol. 25. N 3-4. — P. 133-147.
5. Yoshitomi K. Equivalent currents for an aperture in an impedance surface// IEEE Trans.- 1994.- Vol. AP-42.- N 11. — P. 1554-1556.
6. Glisson A.W. Equivalent Current Excitation for an Aperture Antenna Embedded in an Arbitrarily Shaped Impedance Surface// IEEE Trans.- 2002.- Vol AP-50.- N 7.- P. 966-969.