

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371-373

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО ПЛОСКОГО РАСКРЫВА

© 2024 г. В. Е. Осташев

Объединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., 13, стр. 2, Москва, 125412 Российская Федерация

E-mail: ostashev@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 07.08.2023 г.

После доработки 14.02.2024 г.

Принята к публикации 20.04.2024 г.

Описана модель расчета параметров излучения плоского апертурного раскрыва в дальней зоне свободного пространства. Электромагнитное поле на апертуре задано полем первичной поляризованной волны, исходящей из точки возбуждения. Излучающая система представлена элементами Гюйгенса. Верификация достоверности результата расчетов проведена на уровне согласования с фундаментальными физическими принципами, с аналитическими расчетами, а также с результатами эксперимента. При возбуждении антенны произвольным электрическим импульсом время расчета параметров излучения во временной, пространственной и в частотной области составляет единицы минут. Расчетная модель снабжена интерфейсом в стиле MS Windows.

Ключевые слова: расчетная модель, апертурная антенна, однонаправленный плоский раскрыв, элементы Гюйгенса, сверхкороткие видеоимпульсы

DOI: 10.31857/S0033849424120017, **EDN:** HNGIKG

ВВЕДЕНИЕ

Распространенным типом антенн направленного излучения являются апертурные антенны. Интерес к ним в последние 20 лет активизировался в связи с потребностью излучения сверхкоротких видеоимпульсов.

В рамках классической апертурной теории расчет параметров поля антенны в произвольной точке наблюдения выполняется по заданному распределению электрического либо магнитного токов по поверхности излучающей системы (апертуры раскрыва) при учете различия расстояний от точек на поверхности апертуры до точки наблюдения [1].

Аналитические расчеты параметров излучения в дальней зоне и во временной области представлены в [2–4].

В [2] вычислена временная зависимость поля излучения в любой точке переднего полупространства апертуры с использованием ее импульсной переходной характеристики. Использована аппроксимация апертурной теории, в которой каждая точка апертуры излучает импульс вида дельта-функции. В [3] описан метод аналитического расчета поля излучения плоской круглой апертуры с различным начальным распределением поля по ее поверхности. Показано, что напряженность импульсного поля излучения во многих случаях

может быть выражена в тригонометрических функциях во всем полупространстве перед апертурой. На основе полученных решений представлены характерные особенности импульсов излучения в разных точках наблюдения. В [4] представлена аналитическая формула для расчета диаграммы направленности (ДН) элементарной антенны. Формула построена на описании излучения плоской металлической поверхности любой формы с бесконечной проводимостью, которая возбуждается падающей плоской электромагнитной волной с фиксированной поляризацией. Полученные результаты верифицированы на результатах численного моделирования.

Детализация процессов формирования и приема излучения проводится с использованием программ электродинамического 3D-моделирования [5, 6].

Широко распространенные программы CST Microwave Studio [5] и Altair FEKO [6] решают краевую задачу в частотной области методом конечных элементов и методом моментов соответственно. Характерная продолжительность непрерывного процесса последовательных вычислений составляет десятки часов на современных ПК с объемом оперативной памяти 32...64 Гб. Поэтому при использовании таких программ необходимо контролировать погрешность выполняемых вычислений,

анализировать непротиворечивость получаемых физических результатов.

Цель данной работы состояла в создании инструмента для быстрых вычислений (единицы минут) параметров излучения плоской апертурной антенны (прямоугольной, круглой), возбуждаемой произвольным электрическим импульсом неодно-одно и не синхронно.

Расчетная модель формирования излучения в дальней зоне свободного изотропного пространства построена в оптическом приближении и во временной области. В ней плоская излучающая система (ИС) представлена элементами Гюйгенса [1, 7], которые возбуждаются не синхронно и не равноамплитудно. Практическая потребность в создании такой модели состояла в том, чтобы оперативно, на уровне первого приближения, отвечать на вопросы, связанные с проектированием параметров излучателя как средства доставки электромагнитной энергии определенного качества в заданную область физического и частотного пространства. Модель верифицирована на соответствие результатов вычислений фундаментальным физическим принципам, аналитическим и экспериментальным данным [1]. Модель использована при проведении исследований, результаты которых опубликованы в [8, 9].

1. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Блок-схема функциональных подсистем излучателя с указанием энергии в отдельных точках тракта ее преобразования представлена на рис. 1.

Схема включает генератор (Г), фидер (Ф), антенну (А), поверхность ИС, которая представляет собой область пространства, заполненную токами, возбуждающими электромагнитные волны [1]. Введены следующие обозначения: Q_{Γ} и Q_a – энергия электрического импульса генератора и электромагнитного импульса на апертуре антенны, $Q_{изл}$ – полная энергия излучения, $Q_{изл}(\varphi)$ – энергия излучения внутри телесного угла с раскрытием

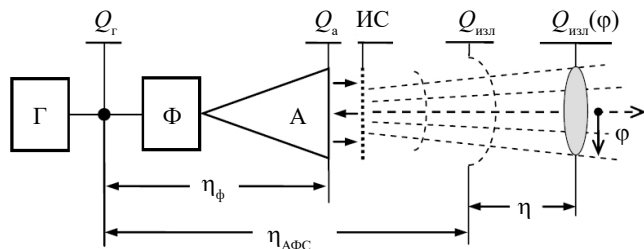


Рис. 1. Блок-схема преобразования энергии электрического импульса в излучение: Г – генератор, Ф – фидер, А – антенна.

$\pm\varphi$ и осью, совпадающей с главной осью излучения антенны, $\eta = Q_{изл}(\varphi)/Q_{изл}$ – доля энергии излучения, $\eta_{\phi} = Q_a/Q_{\Gamma}$ и $\eta_{АФС} = Q_{изл}/Q_{\Gamma}$ – энергетическая эффективность фидера и антенно-фидерной системы излучателя.

Рассмотрим схему возбуждения плоской апертуры и формирования излучения (рис. 2). Поместим аперттуру в плоскости YZ декартовой системы координат. Ограничим аперттуру прямоугольной формы симметричными границами $\pm A_y/2$ и $\pm A_z/2$ по осям Y и Z соответственно. На схеме представлены: $A(-R_{воз}, 0, 0)$ – точка, из которой осуществляется возбуждение апертуры, $B(0, y, z)$ – точка на ее поверхности, α и β – направление наблюдения точки $B(0, y, z)$ из точки A , γ – угол между направлением векторов $\vec{r}_{воз}$ и \vec{r} , $T(R, \varphi)$ – точка наблюдения параметров излучения в плоскости $y=0$.

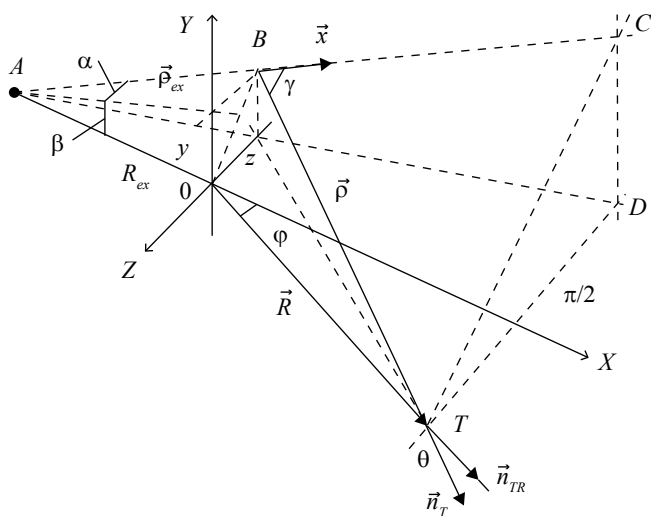


Рис. 2. Геометрия области формирования излучения.

Пусть пространственное распределение плотности потока энергии (ППЭ) возбуждения апертуры симметрично относительно оси X , тогда и пространственное распределение ППЭ излучения в его дальней зоне также симметрично. В этом случае при вычислении параметров излучения в точке T достаточно рассмотреть половину апертуры (например, при $y \geq 0$) и ограничить область изменения угла φ пределами $[0, \pi]$.

Пусть из точки A к апертуре распространяется поперечная электромагнитная (ЭМ) волна, поляризованная в плоскости, ортогональной поверхности $y = 0$. Пусть эта волна ограничена пределами пирамиды, основанием которой является аперттура антенны, а поверхности двух граней пирамиды, которые симметричны относительно поверхности $y = 0$, электропроводны. Такая схема представляет собой модель регулярного

ТЕМ-рупора с волновым импедансом $Z_a = \text{const}$. Значение Z_a может быть вычислено в микрополосковом приближении или принято в соответствии с [10], где также показано, что значение импеданса устанавливается на квазистационарном уровне при длине $R_{\text{воз}}$ более 5λ .

Представим плоскую апертуру непересекающимся множеством элементов Гюйгенса (ЭГ) [1, 7]. В соответствии с определением, ЭГ – гипотетический излучатель, соответствующий бесконечно малому элементу поверхности сферического фронта волны с линейной поляризацией. Главная ось ДН излучения каждого ЭГ, \vec{x} ($|\vec{x}| = 1$), совпадает с направлением вектора $\vec{\rho}_{\text{воз}}$.

Пусть $n_B(t, \rho)$ – ППЭ излучения ЭГ_B на расстоянии ρ по оси \vec{x} . ППЭ излучения ЭГ_B в точке T равна

$$\vec{n}_T(t, \rho, \gamma) = \left(\frac{\vec{\rho}}{\rho} \right) n_B(t, \rho) \left(\frac{1 + \cos \gamma}{2} \right)^2, \quad (1)$$

а в направлении вектора \vec{R} –

$$n_{TR} = \left(\vec{n}_T(t, \rho, \gamma) \cdot \frac{\vec{R}}{R} \right) = n_B(t, \rho) \left(\frac{1 + \cos \gamma}{2} \right)^2 \cos \theta. \quad (2)$$

В соответствии с принятым направлением поляризации первичной ЭМ-волны вектор напряженности электрического поля \vec{E}_{TR} , соответствующий ППЭ n_{TR} в дальней зоне излучения, ортогонален поверхности $y = 0$. Поле излучения от двух ЭГ, расположенных на апертуре зеркально по отношению к плоскости $y = 0$, удваивается, поэтому напряженность этого поля равна

$$E_{TR}(t, \rho) = \sqrt{n_{TR} Z_0} = (1 + \cos \gamma) E_B(t, \rho) \sqrt{\cos \theta}. \quad (3)$$

Здесь $Z_0 = 120\pi$, Ом – волновой импеданс свободного пространства, $E_B(t, \rho)$ – напряженность поля излучения ЭГ_B на расстоянии ρ по оси \vec{x} .

Пусть $(\Delta\alpha\Delta\beta)_B$ – телесный угол, в пределах которого ЭГ_B наблюдается из точки A вдоль вектора $\vec{\rho}_{\text{воз}}$, $S_B = \rho_{\text{воз}}^2 (\Delta\alpha\Delta\beta)_B$ – площадь поверхности ЭГ_B, ортогональная вектору $\vec{\rho}_{\text{воз}}$, $I_B(t)$ – электрический ток возбуждения ЭГ_B, протекающий вдоль его поверхности в плоскости поляризации, $U_B = I_B Z_0$ – соответствующее напряжение возбуждения ЭГ_B. Тогда

$$\begin{aligned} E_B(t - \rho / c, \rho) &= \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\sqrt{S_B}}{\rho} \frac{dI_B(t)}{dt} = \\ &= \frac{1}{2\pi c} \frac{\rho_{\text{воз}}}{\rho} \sqrt{(\Delta\alpha\Delta\beta)_B} \frac{dU_B(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (4)$$

Пусть P_Γ – мощность источника энергии возбуждения антенны, исходящей из точки A , $\Omega = \sum_i (\Delta\alpha\Delta\beta)_i$ – телесный угол, в границах которого апертура антенны видна из этой точки. Поскольку ППЭ ЭМ-волны, исходящей из точки A ,

не зависит от направления вектора $\vec{\rho}_{\text{воз}}$, то энергия с мощностью $P_B = P_\Gamma (\Delta\alpha\Delta\beta)_B / \Omega$ направлена к ЭГ_B.

Апертура антенны есть граница раздела двух волновых сред с импедансом Z_a и Z_0 . Будем полагать, что коэффициент прохождения ЭМ-энергии через эту границу не зависит от положения точки B и в пределах рабочей полосы частот антенны равен $4Z_0 Z_a / (Z_0 + Z_a)^2$. Тогда мощность возбуждения ЭГ_B в ограниченном частотном диапазоне, в котором антенна является частотно-независимой системой, равна

$$P_B = P_\Gamma \frac{(\Delta\alpha\Delta\beta)_B}{\Omega} \frac{4Z_a Z_0}{(Z_a + Z_0)^2}. \quad (5)$$

Мощность возбуждения антенны равна $P_\Gamma = U_\Gamma^2 / Z_a$, а $\text{ЭГ}_B - P_B = U_B^2 / Z_0$. Откуда следует, что в пределах частотной полосы пропускания антенны напряжение U_Γ связано с U_B зависимостью

$$U_B = U_\Gamma \frac{2Z_0}{Z_a + Z_0} \sqrt{\frac{(\Delta\alpha\Delta\beta)_B}{\Omega}}. \quad (6)$$

Если допустить, что $U_\Gamma(t)$ имеет форму импульса включения, то поле излучения ЭГ_B, вычисленное в соответствии с (4), будет иметь форму униполярного импульса, что противоречит фундаментальному условию $E_B(\omega = 0) = 0$. В [11] на примере регулярного *ТЕМ*-рупора показано, что напряжение возбуждения ИС есть результат высокочастотной (ВЧ) фильтрации первого порядка напряжения U_B . Обозначим это напряжение $U_B^{\text{ВЧ}}(t)$. Оно определяется из уравнения

$$\frac{dU_B^{\text{ВЧ}}}{dt} + \frac{U_B^{\text{ВЧ}}}{\tau_{\text{ВЧ}}} = \frac{dU_B}{dt}, \quad (7)$$

где $\tau_{\text{ВЧ}}$ – электрическая длина рупора. Из формул (3), (4), (6), (7) следует, что напряженность поля излучения в плоскости $y = 0$ от двух ЭГ_B, симметричных по отношению к этой плоскости, равна

$$\begin{aligned} E_{TR}(t - \rho / c, \rho) &= \frac{(1 + \cos \gamma) \sqrt{\cos \theta}}{\pi c} \times \\ &\times \frac{\rho_{\text{воз}}}{\rho} \frac{(\Delta\alpha\Delta\beta)_B}{\sqrt{\Omega}} \frac{Z_0}{(Z_a + Z_0)} \frac{dU_B^{\text{ВЧ}}(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (8)$$

Вектор \vec{E}_{TR} ортогонален плоскости $y = 0$. ВЧ-фильтр исключает постоянную составляющую сигнала $E_{TR}(t)$, поэтому $E_{TR}(\omega = 0) = 0$.

Определим параметры, входящие в (8). Разместим плоскую апертуру равномерной прямоугольной сеткой с ячейкой $(\Delta A_y, \Delta A_z)$. Центр ЭГ_B наблюдается из точки A под углами

$$\begin{aligned} \alpha &= \arctg \left(z / \sqrt{R_{\text{воз}}^2 + y^2} \right) \text{ и} \\ \beta &= \arctg \left(y / \sqrt{R_{\text{воз}}^2 + z^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Угол α расположен в плоскости, ортогональной плоскости $z = 0$, β – в плоскости, ортогональной

плоскости $y = 0$, $R_{\text{вoз}}$ – расстояние от точки возбуждения до центра апертуры (см. рис. 2). При перемещении конца вектора $\vec{\rho}_{\text{вoз}}$ к соседнему ЭГ изменение углов α и β выражается значениями

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \frac{\Delta A_z}{\rho_{\text{вoз}}} \sqrt{1 - (z / \rho_{\text{вoз}})^2}, \\ \Delta\beta &= \frac{\Delta A_y}{\rho_{\text{вoз}}} \sqrt{1 - (y / \rho_{\text{вoз}})^2}.\end{aligned}\quad (10)$$

Значения $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ инвариантны при замене y на $-y$ и z на $-z$, что является следствием симметрии поверхности апертуры относительно ортогональных плоскостей $z = 0$ и $y = 0$.

Возбуждение плоской апертуры не является однородным (равноамплитудным), поскольку мощность возбуждения ЭГ уменьшается от центра апертуры к ее границам вследствие уменьшения как ППЭ ($\sim \rho_{\text{вoз}}^{-2}$), так и телесного угла обзора ЭГ ($\Delta\alpha\Delta\beta \sim \rho_{\text{вoз}}^{-2}$).

Максимальная разница времени от начала возбуждения центра апертуры до возбуждения ее границы равна

$$\Delta\tau = R_{\text{вoз}} \left(\sqrt{1 + (A_y / 2R_{\text{вoз}})^2 + (A_z / 2R_{\text{вoз}})^2} - 1 \right) / c,$$

а характерное время изменения напряжения возбуждения равно

$$\tau_x = (\Delta U_r)_{\text{max}} / (\dot{U}_r)_{\text{max}}$$

(\dot{U}_r вычисляется на интервале ΔU_r). Значение $\Delta\tau / \tau_x$ характеризует относительную погрешность синхронизации возбуждения поверхности апертуры. Исходя из допустимого значения $\Delta\tau / \tau_x$ выбирается

соотношение размеров антенны ($R_{\text{вoз}}$, A_y , A_z) с учетом того, что отношение A_z / A_y определяет значение волнового импеданса Z_a .

Из прямоугольных треугольников $A0B$ и zBT определим

$$\rho_{\text{вoз}} = \sqrt{R_{\text{вoз}}^2 + y^2 + z^2} \text{ и}$$

$$\rho = \sqrt{y^2 + z^2 + R^2 - 2Rz \sin \varphi}.$$

При любом $\varphi \in [0, \pi]$ из треугольников $B0T$ и ABT по теореме косинусов находим

$$\cos \theta = \frac{\rho^2 + R^2 - (y^2 + z^2)}{2\rho R} = \frac{R - z \sin \varphi}{\rho} \quad (11)$$

и

$$\cos \gamma = \frac{R_{\text{вoз}}}{\rho_{\text{вoз}}} \frac{R}{\rho} \left[\cos \varphi - \frac{1}{R_{\text{вoз}}} \left(\frac{y^2 + z^2}{R} - z \sin \varphi \right) \right]. \quad (12)$$

Таким образом, задача определения параметров, входящих в (8), решена полностью.

Важнейшей частью решения задачи является суммирование импульсов излучения ЭГ с учетом времени прихода этих импульсов к точке наблюдения T . В качестве начала отсчета времени прием точку A . По траектории ABT сигнал проходит за время $(\rho_{\text{вoз}} + \rho)/c$. Первым в точке T будет сигнал, путь которого от A до T самый короткий (обозначим его ρ_{min}). Поэтому отсчет времени процесса формирования излучения в точке T будем вести от момента времени ρ_{min}/c .

Минимальная длина пути ABT равна

$$\rho_{\text{min}} = \begin{cases} \sqrt{R^2 + R_{\text{вoз}}^2 + 2RR_{\text{вoз}} |\cos \varphi|}, & \text{если } R \sin \varphi \leq \frac{A_z}{2} \left(1 + \frac{R}{R_{\text{вoз}}} |\cos \varphi| \right) \\ \sqrt{R_{\text{вoз}}^2 + A_z^2 / 4 +} \\ + \sqrt{R^2 + A_z^2 / 4 - RA_z \sin \varphi}, & \text{если } R \sin \varphi > \frac{A_z}{2} \left(1 + \frac{R}{R_{\text{вoз}}} |\cos \varphi| \right) \end{cases} \quad (13)$$

(в первом случае от A до T по прямой линии, а во втором, по ломаной – от точки A до точки $(0, A_z/2, 0)$ и от нее до T). Выражение для ρ_{min} справедливо как для прямоугольной, так и для круглой апертуры.

Если ρ_{max} – максимальная длина пути ABT , то длительность импульса излучения будет больше длительности импульса возбуждения на время $(\rho_{\text{max}} - \rho_{\text{min}})/c$. Для прямоугольной апертуры

$$\begin{aligned}\rho_{\text{max}} &= \sqrt{R_{\text{вoз}}^2 + (A_y^2 + A_z^2) / 4 +} \\ &+ \sqrt{R^2 + (A_y^2 + A_z^2) / 4 + RA_z \sin \varphi},\end{aligned}\quad (14)$$

а для круглой –

$$\rho_{\text{max}} = \sqrt{R_{\text{вoз}}^2 + A_z^2 / 4 + \sqrt{R^2 + A_z^2 / 4 + RA_z \sin \varphi}}. \quad (15)$$

Время $(\rho_{\text{max}} - \rho_{\text{min}})/c$ минимально при $\varphi = 0$ и π , а максимально при $\varphi = \pi/2$.

Представленные соотношения позволяют вычислить напряженность поля излучения плоской апертуры в дальней зоне излучения при углах отклонения от оси X в интервале $[0, \pi]$. Вклад эффектов дифракции на краях апертуры антенны в модели не учитывался.

Входными параметрами расчета являются: форма и размер апертуры, телесный угол обзора апертуры из точки ее возбуждения A , длительность фронта переходной характеристики антенны и ее электрическая длина, координата точки наблюдения $T(R, \varphi)$, импульс возбуждения антенны $U_r(t)$ произвольной амплитудно-временной формы.

Алгоритм вычисления $E(t, \varphi, R)$ следующий. В цикле расчета по поверхности апертуры определяется длительность распространения сигнала между точками $(A, B(y, z), T)$, напряженность поля излучения соответствующего ЭГ_В во временной области и суммарное поле всех ЭГ в точке наблюдения.

Выходными данными расчета являются:

- мощность электрического импульса возбуждения антенны (пиковая P_r , импульсная) и энергия этого импульса Q_r ;
- энергия импульса возбуждения ИС $Q_{ИС}$;
- напряженность поля импульса излучения $E(t, R, \varphi)$ в дальней зоне;
- распределение плотности частотного спектра импульса $E(t, R, \varphi)$ и его энергетический спектр;
- изотропно-излучаемая (эффективная) мощность импульса и его энергия соответственно

$$P_{эф}(t, \varphi) = (ER)^2/30 \text{ (Вт)}; Q_{эф}(\varphi) = \int P_{эф}(t, \varphi) dt;$$

- коэффициенты усиления антенны по пиковой мощности излучения и по энергии

$$G_m = [P_{эф}(\varphi=0)]_{\max}/P_r; G_e = Q_{эф}(\varphi=0)/Q_r;$$

- нормированные ДН антенны по мощности и по энергии

$$\text{МДН}(\varphi) = [P_{эф}(\varphi)]_{\max}/[P_{эф}(0)]_{\max};$$

$$\text{ЭДН}(\varphi) = Q_{эф}(\varphi)/Q_{эф}(0);$$

- угловые параметры направленности излучения $(\Delta\varphi_m, \Delta\varphi_s)$, определяемые из условия

$$\text{МДН}(\pm\Delta\varphi_m) = \text{ЭДН}(\pm\Delta\varphi_s) = 0.5.$$

В случае игольчатой ДН антенны вычисляются:

- полная энергия излучения $Q_{изл}$;
- эффективность антенно-фидерной системы $\eta_{АФС} = Q_{изл}/Q_r$;
- энергетический коэффициент направленного действия (ЭКНД) антенны $D_e = Q_{эф}(\varphi=0)/Q_{изл}$;
- доля энергии излучения $\eta(\varphi) = Q_{изл}(\varphi)/Q_{изл}$ внутри конического телесного угла с раскрытием $\pm\varphi$ и осью, совпадающей с осью ДН антенны;
- энергетическая эффективность главных лепестков МДН ($\eta(\pm\Delta\varphi_m)$) и ЭДН ($\eta(\pm\Delta\varphi_s)$), а также угол раскрытия телесного угла $\pm\Delta\varphi_\eta$, внутри

которого локализована половина энергии излучения, $\eta(\pm\Delta\varphi_\eta) = 0.5$.

2. ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ РАСЧЕТА

Верификация достоверности расчетной модели и ее вычислительного алгоритма проведена по следующим критериям.

А. Фундаментальные:

- результат расчета $E(t, R, \varphi)$ инвариантен по отношению к перестановке $R_{\text{воз}} \Leftrightarrow R$ при любом импульсе возбуждения $U_r(t)$ и значении угла $\varphi \in [0, \pi]$, т.е. выполняется теорема взаимности;
- при однородном и синхронном возбуждении апертуры четность функции $E(t, \varphi)$ противоположна четности функции $U_r(t)$ при любом значении φ ;
- амплитуда поля $E(t)$ по оси ДН антенны не зависит от формы апертуры (прямоугольник, квадрат, круг), если ее площадь фиксирована, а возбуждение синхронно и однородно;
- в любых режимах расчета $Q_r \geq Q_a > Q_{ИС} > Q_{изл}$.

Б. На качественном уровне:

- при отклонении от оси ДН антенны и при синхронном возбуждении апертуры длительность импульса $E(t, \varphi)$ больше, чем импульса $U_r(t)$, на интервал времени между приходом импульса излучения к точке наблюдения от самой близкой и от самой удаленной точки на апертуре;

- при уменьшении длины антенны $R_{\text{воз}}$ и фиксированном размере апертуры форма импульса $E(t)$ изменяется, а его длительность увеличивается вследствие возрастающей несинхронности возбуждения апертуры;

- при не синхронном и неоднородном возбуждении апертуры, квадратной и круглой той же площади, угловая расходимость излучения круглой апертуры меньше;

- вычисляемое значение ЭКНД антенны всегда меньше, чем предельное значение $D_0 = (8R_{\text{воз}}/d)^2$ для круглой апертуры с диаметром d [12];

- нет обратного излучения в дальней зоне по оси ДН антенны.

В. На количественном уровне:

- при синхронном и однородном возбуждении апертуры импульсом любой формы результат вычисления $E(t)$ по оси ДН антенны в дальней зоне соответствует аналитическому расчету;

- вычисляемые коэффициенты направленности излучения антенны находятся в согласии с каноническим соотношением $G_e = \eta_{АФС} D_e$;

- при синхронном и однородном возбуждении круглой апертуры сигналом вида $\sin(2\pi ct/\lambda)$ вычисляемое значение КНД в точности равно $4\pi S/\lambda^2$, где S – площадь апертуры;

– при возбуждении апертуры синусоидальным сигналом диаграммы МДН(φ) и ЭДН(φ) совпадают, а энергетическая направленность излучения антенны соответствует условию

$$\eta(\pm\Delta\varphi_m) = \eta(\pm\Delta\varphi_\varphi) = \eta(\pm\Delta\varphi_\eta) = 0.5;$$

– значение полного коэффициента использования поверхности оптимальной апертуры не зависит от длины антенны $R_{\text{воз}}$ [1] (апертура оптимальна, если при фиксированной $R_{\text{воз}}$ длине антенны достигнут максимум $Q_{\text{эф}}$);

– при синхронном и однородном возбуждении апертуры, квадратной ($A_y = A_z$) или круглой, вписанной в квадрат ($d = A_y$), расчетные значения ширины луча излучения, определенные по уровню -3 дБм, соотносятся как 51/59, причем для импульса возбуждения любой формы. В соответствии с [1] угловая ширина луча при квадратной апертуре равна $51^\circ\lambda/A$, а при круглой $59^\circ\lambda/d$.

В дополнение представим сравнение результатов расчета по представленной модели и эксперимента, проведенного с использованием макета излучателя сверхширокополосных (СШП) импульсов.

Антенна макета излучателя создана на основе пассивной синхронной антенной решетки из четырех экранированных регулярных *ТЕМ*-рупоров [13]. Волновой импеданс каждого рупора ≈ 200 Ом, угол раскрытия электродов 28° (рис. 3). Рупоры присоединены к генератору электрических импульсов возбуждения гибкими отрезками волновых линий равной длины с импедансом ≈ 200 Ом, поэтому входной импеданс антенны равен 50 Ом. Все элементы антенны, приведенные на рис. 3, электропроводны. Форма импульса возбуждения на электрической нагрузке 50 Ом приведена на рис. 4.

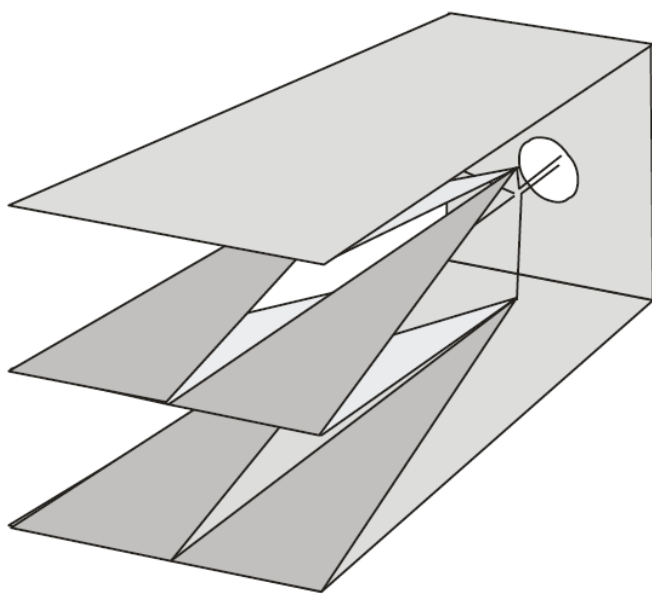


Рис. 3. Схема макета апертурной антенны.

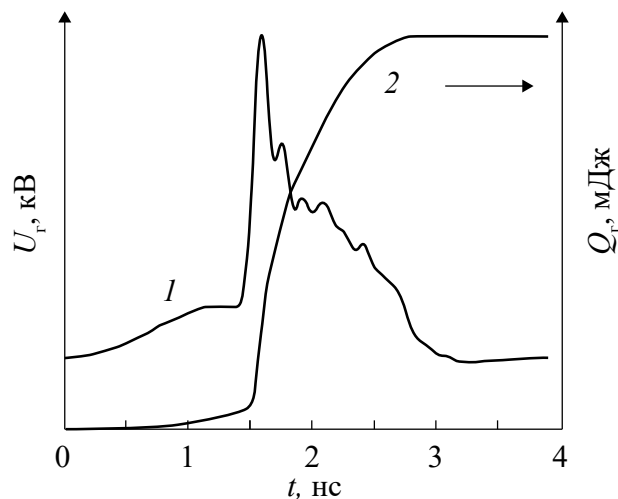


Рис. 4. Импульс возбуждения антенны (1) и энергия импульса (2).

На рис. 5 представлены расчетные и экспериментальные зависимости $E(t, \varphi)$ в H -плоскости антенны. Измерения проведены при условии $R = \text{const}$ в дальней зоне излучения, где произведение $E(R)R = \text{const}$. Расчетные ДН(φ) макета антенны в H -плоскости также находятся в удовлетворительном согласии с результатом обработки данных прямых измерений $E(t, \varphi)$ (рис. 6).

Представленные данные по верификации расчетной модели излучения антенны с плоской апертурой показывают, что результаты расчетов не противоречат базовым физическим принципам и вполне достоверны при моделировании излучения при углах отклонения от оси ДН до $30...40^\circ$.

3. СВОЙСТВА МОДЕЛИ РАСЧЕТА

Рассмотрим некоторые свойства модели расчета при возбуждении плоской апертуры как синусоидальным, так и СШП-сигналами. Сравним полученные результаты с известными данными.

А. В общем случае критерием дальней зоны излучения в свободном пространстве является условие $E(R)R = \text{const}$. Для плоской круглой синхронной апертуры, возбуждаемой радиоимпульсом, граница дальней зоны излучения находится на расстоянии $R^* = 2d^2/\lambda$ от излучателя [2]. Например, при $\lambda = 0.1$ м, $d = 0.5$ м ($2\pi d/\lambda \approx 30$) расстояние $R^* = 5$ м.

Пусть апертура антенны наблюдается из точки ее возбуждения в пределах угла раскрытия β . Вычислим значения зависимости $\xi(\beta) = E(R^*)R^*/(E(R)R)$, где $R \gg R^*$. Результат расчета показывает, что правило $R^* = 2d^2/\lambda$ не является универсальным (табл. 1).

Б. При синхронном возбуждении круглой апертуры радиоимпульсом (несущая частота $F_\lambda = 3$ ГГц) расчет показывает (рис. 7), что диаграммы МДН(φ)

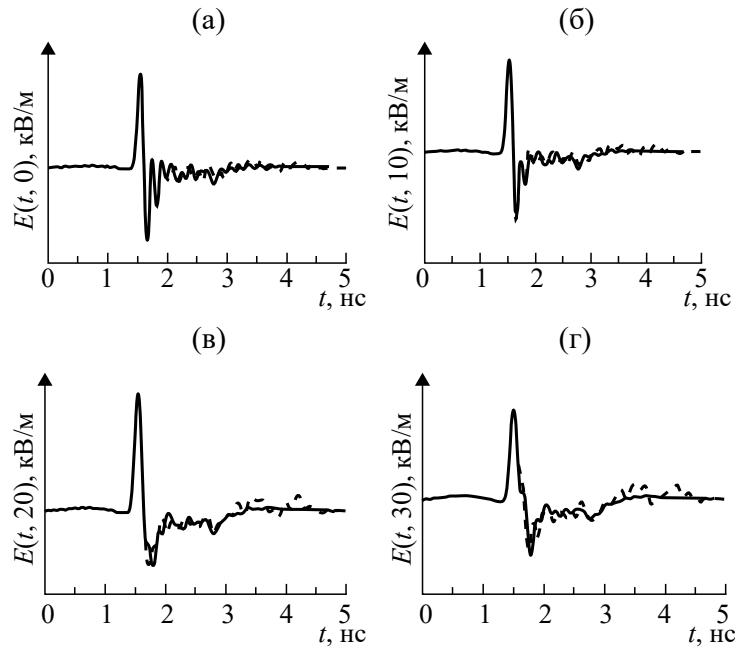


Рис. 5. Напряженность электрического поля импульса излучения в H -плоскости раскрыва при углах отклонения от оси ДН антенны 0 (а), 10 (б), 20 (в) и 30 град (г): сплошная линия – расчет, штриховая – эксперимент.

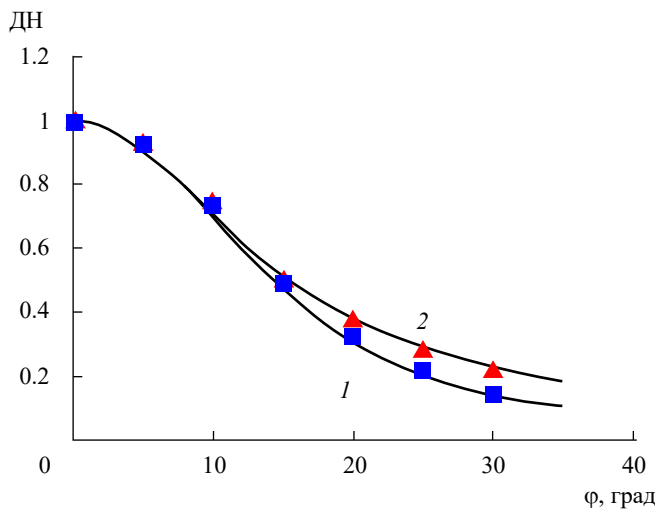


Рис. 6. Нормированные ДН макета антенны: 1 – МДН; 2 – ЭДН (сплошная линия – расчет, маркеры – эксперимент).

Таблица 1. К определению границы дальней зоны излучения апертурной антенны

β , град	$E(R)R$, отн. ед.	$E(R^*)R^*$, отн. ед.	ξ
0 (синхронная)	573	568	≈ 0.99
20	523	493	≈ 0.94
40	386	341	≈ 0.88

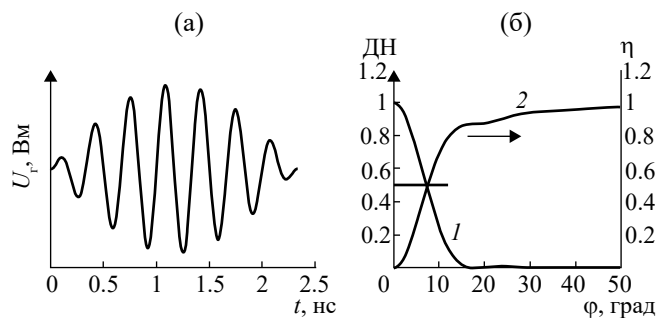


Рис. 7. Импульс возбуждения (а), ДН круглой синхронной апертуры (б, кривая 1), доля энергии излучения $\eta(\varphi)$ внутри конуса с углом раскрыва $\pm\varphi$ (б, кривая 2).

и ЭДН(φ) совпадают, а угловая и энергетическая направленности плоской апертуры соответствуют условиям

$$\text{МДН}(\pm\Delta\varphi_m) = \text{ЭДН}(\pm\Delta\varphi_s) = \eta(\pm\Delta\varphi_h) = 0.5$$

и

$$\eta(\pm\Delta\varphi_m) = \eta(\pm\Delta\varphi_s) = 0.5.$$

Полученный результат находится в согласии с каноническим представлением о направленности излучения плоской апертуры, возбуждаемой синусоидальным сигналом синхронно и однородно.

В. Пусть та же апертура наблюдается из точки возбуждения A в пределах угла $\beta = 30^\circ$, т.е. ее возбуждение радиоимпульсом не синхронно и неоднородно. Результат вычисления параметров направленности антенны представлен на рис. 8.

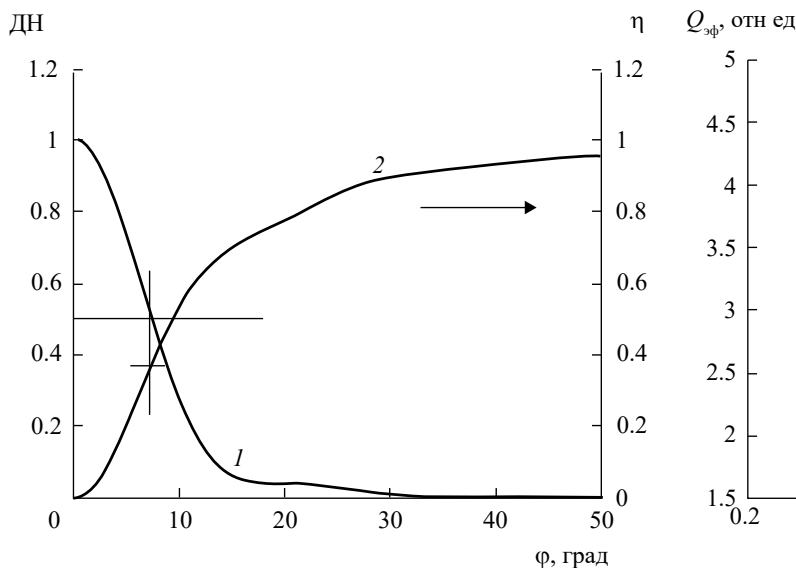


Рис. 8. Диаграмма направленности антенны (1) и доля энергии излучения $\eta(\varphi)$ внутри конуса с углом раскрытия $\pm\varphi$ (2).

Расчет показывает, что в этом случае угловые параметры направленности излучения изменяются следующим образом: диаграммы МДН и ЭДН по-прежнему совпадают, но теперь энергетическая эффективность главного лепестка ДН $\eta(\pm\Delta\varphi_3)$ составляет $\approx 37\%$, а половина энергии излучения находится внутри телесного угла $\pm\Delta\varphi_\eta$, который шире, чем главный лепесток ДН ($\Delta\varphi_\eta > \Delta\varphi_3$). Таким образом, при несинхронном возбуждении плоской апертуры синусоидальным сигналом нарушается согласование угловых и энергетических параметров направленности, увеличивается уровень бокового излучения.

Г. Фиксируем длину $R_{\text{воз}}$ базы возбуждения апертуры. Вычислим зависимость эффективной энергии излучения $Q_{\text{эф}}$ от размера апертуры при ее возбуждении радиоимпульсом ($F_\lambda = 3$ ГГц) (рис. 9).

Апертура, при которой достигается максимум $Q_{\text{эф}}$ при условии, что $R_{\text{воз}} = \text{const}$, называется оптимальной. Увеличение $Q_{\text{эф}}$ обусловлено возрастанием площади апертуры, а спад — возрастающей несинхронностью возбуждения ее поверхности. Результат расчета находится в согласии с тем, что коэффициент использования поверхности (КИП) оптимальной апертуры не зависит от $R_{\text{воз}}$, а площадь ее поверхности пропорциональна $R_{\text{воз}}$ [2].

Отметим, что вычисленное по обсуждаемой модели значение КИП оптимальной квадратной апертуры при ее возбуждении радиоимпульсом равно ≈ 0.58 , а КИП оптимального квадратного пирамидального СВЧ-рупора в [2, с. 422] «...грубо оценивается значением 0.52». Различие этих значений связано с тем, что ТЕМ- и СВЧ-рупоры по-разному формируют параметры возбуждения

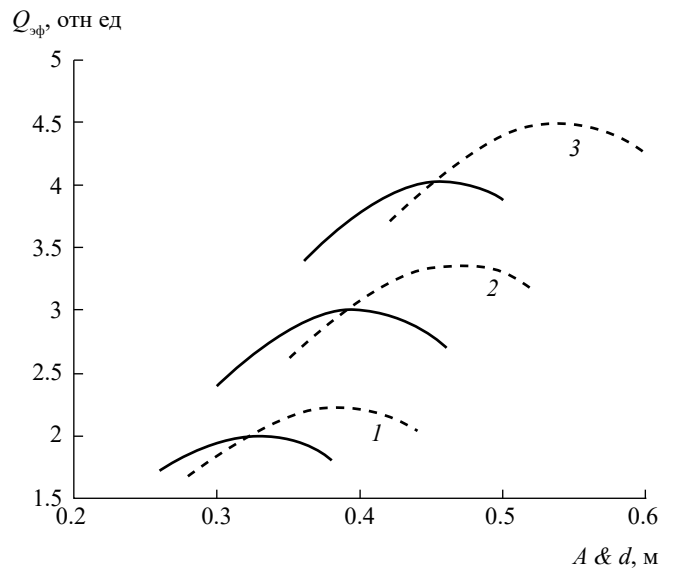


Рис. 9. Нормированная зависимость энергии $Q_{\text{эф}}$ от размера апертуры при $R_{\text{воз}} = 0.5$ (1), 0.75 (2) и 1 м (3): сплошная линия — апертура квадратная, пунктир — круглая.

апертуры, а также с тем, что модель расчета не учитывает затекание токов на внешнюю поверхность реальных электродов.

При $R_{\text{воз}} = 0.75$ м и заданном импульсе возбуждения вычисленный диаметр оптимальной круглой апертуры равен $d_{\text{опт}} \approx 0.47$ м. Запоздывание времени начала возбуждения между центром апертуры и ее границей составляет $\approx d_{\text{опт}}^2 / (8cR_{\text{воз}}) \approx 122$ пс, тогда как половина периода колебания импульса $U_r(t)$ равна 166 пс. Отношение этих времен равно ≈ 0.74 , что соответствует значению отношения фазовой ошибки на краю оптимальной апертуры (135°) к половине ширины синусоидального импульса возбуждения ($135^\circ/180^\circ = 0.75$) [2].

Д. Сравним излучение плоской апертуры при возбуждении антенны радиоимпульсом ($F_\lambda = 3$ ГГц) и СШП-импульсами моноцикла и Гаусса (рис. 10). Параметры импульсов $U_r(t)$ нормированы так, что равны максимальные скорости изменения напряжения и длительности полного перепада напряжения.

Результат расчета эффективной энергии излучения $Q_{\text{эф}}(d)$ круглой апертуры, возбуждаемой с расстояния $R_{\text{воз}} = 0.75$ м, представлен на рис. 11. Нормированные зависимости $Q_{\text{эф}}(d)$ качественно подобны. При биполярном возбуждении максимум $Q_{\text{эф}}(d)$ достигается при меньшем значении d , чем при униполярном. Слабое отличие зависимостей, представленных кривыми 1 и 2, объясняется тем, что радиоимпульс является последовательностью импульсов моноцикла, следующих непосредственно друг за другом.

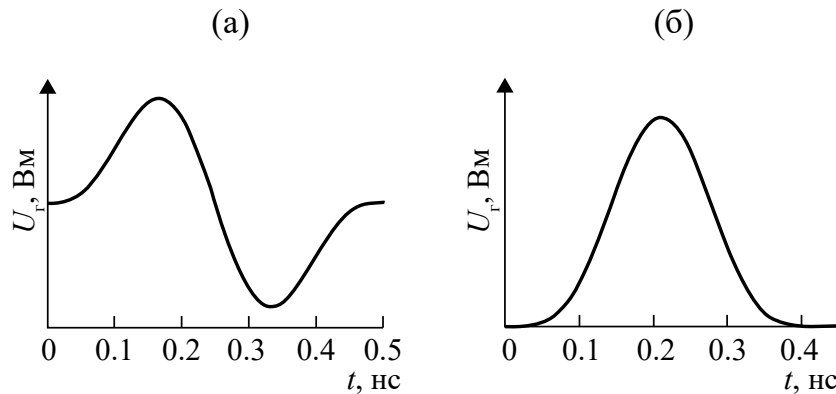


Рис. 10. Импульс возбуждения антенны в форме моноцикла (а) и Гаусса (б).

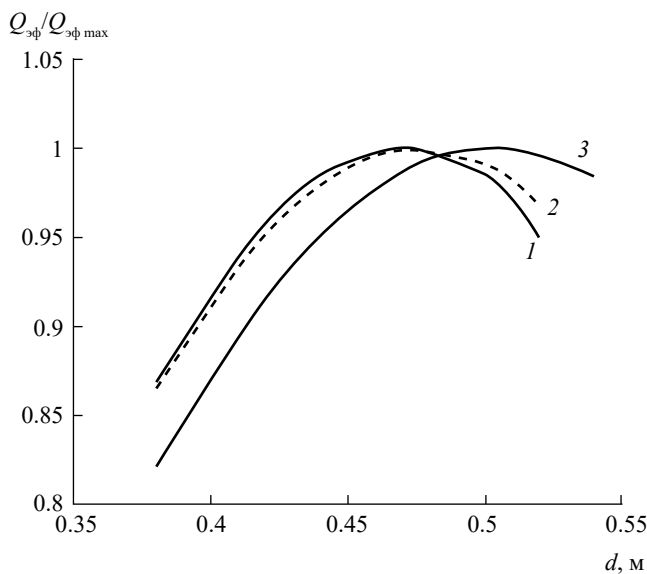


Рис. 11. Нормированная зависимость энергии $Q_{эф}$ для круглой апертуры, возбуждаемой с расстояния $R_{ex} = 0.75$ м радиоимпульсом (1), импульсом моноцикла (2) и Гаусса (3).

Е. Рассмотрим особенность направленного излучения плоской апертуры при ее возбуждении СШП-импульсом. На рис. 12 и в табл. 2 представлены расчетные параметры направленности излучения круглой апертуры ($d = 0.5$ м), возбуждаемой синхронно и однородно импульсом Гаусса, и оптимальной апертуры того же диаметра. В обоих примерах диаграммы МДН и ЭДН не совпадают, в первом – ЭДН шире, чем МДН, во втором – наоборот. Угловая ширина лепестков МДН(ф) и ЭДН(ф), $\pm\Delta\varphi_m$ и $\pm\Delta\varphi_3$, значительно меньше, чем угол $\pm\Delta\varphi_n$, внутри которого сосредоточено 50% энергии излучения. Как результат, энергетическая эффективность главных лепестков МДН и ЭДН примерно в 1.7 и 2.5 раза меньше их предельного значения (50%).

Таблица 2. Параметры направленности излучения плоской апертуры

Параметры	Раскрыв	
	(а)	(б)
D_3	107	61
$\pm\Delta\varphi_m$, град	5.51	9.82
$\pm\Delta\varphi_3$, град	6.44	8.22
$\pm\Delta\varphi_n$, град	12.63	16.76
$\eta(\pm\Delta\varphi_m)$, %	19	27.8
$\eta(\pm\Delta\varphi_3)$, %	23.9	21.8

Примечание: D_3 – энергетический коэффициент направленного действия.

Ж. Рассмотрим, какая часть энергии возбуждения ИС излучается. Эта часть зависит от того, в каком соотношении находятся размер апертуры и длина моноцикла импульса ее возбуждения $L_{имп}$. На рис. 13 представлен результат расчета зависимости $Q_{изл}/Q_{ИС}$ от $d/L_{имп}$, полученный для круглой апертуры, которая возбуждалась радиоимпульсом ($L_{имп} = \lambda = 0.1$ м), импульсом моноцикла ($L_{имп} = 0.15$ м) и Гаусса ($L_{имп} = 0.126$ м). Импульсы были нормированы по критерию $(dU_{ИС}/dt)_{max} = const$, при этом длительность полного перепада напряжения для всех импульсов была одинакова (≈ 100 пс).

Из расчета следует, что для биполярных импульсов зависимости $Q_{изл}/Q_{ИС}$ различаются слабо. Более 92% энергии синхронного возбуждения апертуры излучается уже при $d/L_{имп} > 2$, более 97% – при $d/L_{имп} > 4$. Энергия унipoлярного импульса возбуждения не может быть излучена полностью при любом d . При возбуждении той же апертуры, но в пределах угла ее наблюдения из точки А, равного 30° , доля излучаемой энергии уменьшается во всех случаях (маркеры на рис. 13).

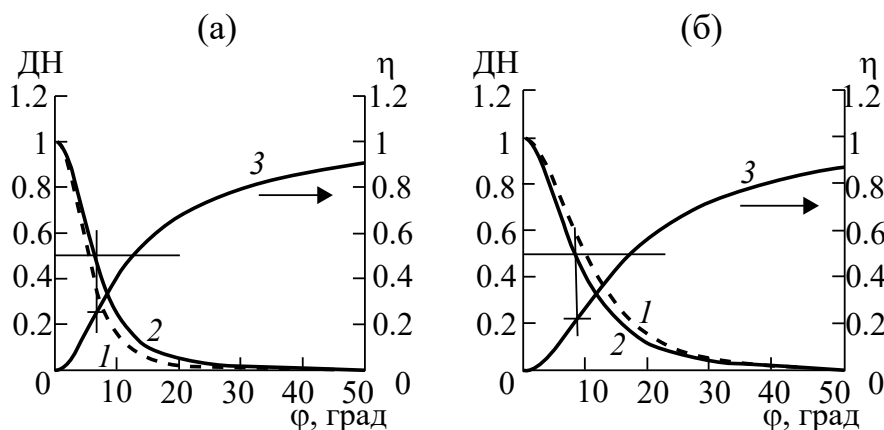


Рис. 12. Параметры направленности излучения синхронной (а) и оптимальной апертуры (б) одного диаметра: 1 и 2 – нормированные диаграммы МДН и ЭДН; 3 – доля энергии излучения внутри телесного угла с раскрытием $\pm\varphi$.

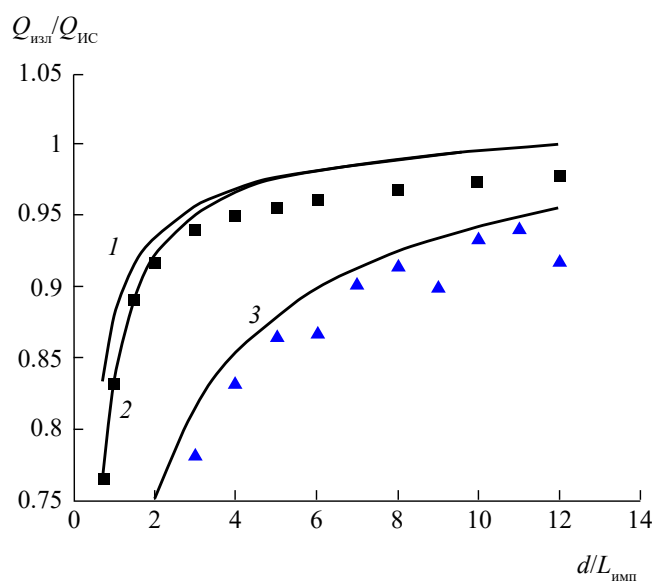


Рис. 13. Доля энергии возбуждения ИС, излучаемая в пространство: 1 – возбуждение апертуры радиоимпульсом, 2 – импульсом моноцикла, 3 – импульсом Гаусса; сплошные линии – возбуждение синхронное; маркеры – возбуждение апертуры импульсами вида 2 и 3 несинхронное и неоднородное (из точки А в пределах угла наблюдения апертуры 30°).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена простая модель расчета параметров излучения плоской апертуры, возбуждаемой сигналом произвольной формы не синхронно и неоднородно. Расчет параметров излучения проводится во временной, частотной и в пространственной области.

Результаты расчетов находятся в согласии с базовыми законами сохранения, с аналитическими расчетами при синусоидальном возбуждении, с основными свойствами излучения плоской апертуры,

а также с результатами эксперимента на макете апертурной антенны.

С использованием модели расчета проведено сравнение параметров угловой $\Delta\varphi$ и энергетической направленности излучения антенны $\eta(\Delta\varphi)$ при ее возбуждении синусоидальным и сверхширокополосным сигналами. Показано, что излучение, инициированное широкополосным импульсом возбуждения, не может быть эффективно локализовано в физическом пространстве: угловая ширина главных лепестков диаграмм МДН(φ) и ЭДН(φ) меньше раскрытия телесного угла $\pm\varphi_\eta$, внутри которого сосредоточено 50% энергии излучения.

В программу вычисления параметров излучения встроен блок учета сигнала отражения от плоской «зеркальной» поверхности диэлектрического полупространства [14], а также блок оценки дальности функционального поражения электронных устройств, стойкость которых к широкополосному излучению приведена в стандарте [15].

Расчетная модель снабжена интерфейсом в стиле MS Windows. Время одного варианта расчета на персональном компьютере составляет единицы минут.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит коллегу В. М. Федорова за полезные советы в процессе подготовки статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2020-790).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. М.: Энергия, 1975.
2. Skulkin S. P., Turchin V. I. // IEEE Trans. 1999. V. AP-47. № 5. P. 929.
3. Skulkin S. P., Lysenko N. A., Uskov G. K., Kascheev N. I. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2019. V. 18. № 5. P. 1036.
<http://doi.org/10.1109/LAWP.2019.2908455>
4. Skulkin S. P., Lysenko N. A., Uskov G. K., Bobreshov A. M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2020. V. 19. № 9. P. 1516.
<http://doi.org/10.1109/LAWP.2020.3008116>
5. Курушин А. А., Пластиков А. Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio. М.: МЭИ, 2011.
6. Банков С. Е., Курушин А. А. Расчет излучаемых структур с помощью FEKO. М.: НПП «Родник», 2008.
7. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1988.
8. Остаев В. Е., Ульянов А. В., Федоров В. М. // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 234.
9. Остаев В. Е., Ульянов А. В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1.
10. Lee R. T., Smith G. S. // IEEE Antennas and Propagation Magazin. 2004. V. 46. № 1. P. 86.
11. Остаев В. Е., Ульянов А. В. // РЭ. 2023. Т. 68. № 12. С. 1149.
12. Авдеев В. Б. // Радиотехника. 1999. № 6. С. 96.
13. Fedorov V. M., Efano M. V., Ostashev V. Ye. et al. // Electronics. 2021. V.10. № 9. Article No. 1009101. <https://doi.org/10.3390/electronics10091011>
14. Введенский Б. А., Аренберг А. Г. Распространение ультракоротких радиоволн. М.: Сов. радио, 1938.
15. MIL-STD-464C «Electromagnetic Environmental Effects Requirements for Systems». Wright-Patterson: AFB, 2010. 165 p. http://everyspec.com/MIL-STD/MIL-STD-0300-0499/MIL-STD-464C_28312.

SIMPLE MODEL FOR CALCULATION OF RADIATION PARAMETERS OF A UNIDIRECTIONAL FLAT OPENINGV

V. E. Ostashev

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences,
Izhorskaya str., 13, Bild. 2, Moscow, 125412 Russian Federation
E-mail: ostashev@ihed.ras.ru

Received August 07, 2023, revised February, 14, 2024, accepted April 20, 2024

A model for calculating the radiation parameters of a flat aperture in the far zone of free space is described. The electromagnetic field on the aperture is specified by the field of the primary polarized wave emanating from the excitation point. The radiating system is represented by Huygens elements. Verification of the reliability of the calculation result is carried out at the level of agreement with fundamental physical principles, with analytical calculations, and with the experimental results. When the antenna is excited by an arbitrary electric pulse, the calculation time of the radiation parameters in the time, space, and frequency domains is a few minutes. The calculation model is equipped with an interface in the style of MS Windows.

Keywords: calculation model, aperture antenna, unidirectional flat aperture, Huygens elements, ultrashort video pulses