

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.373.32

СВЕРХКОРОТКОИМПУЛЬСНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ НА ОСНОВЕ ДЛИННОЙ ЛИНИИ

© 2020 г. К. В. Горбачев^а, Ю. И. Исаенков^а, А. В. Ключник^а, В. И. Мижирицкий^а,
В. М. Михайлов^а, Е. В. Нестеров^{а, *}, В. А. Строганов^а

^аОбъединенный институт высоких температур Российской академии наук,
ул. Ижорская, 13, стр. 2, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: nst@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 26.11.2018 г.

После доработки 04.03.2019 г.

Принята к публикации 10.03.2019 г.

Представлены результаты расчетно-теоретических и экспериментальных исследований сверхкороткоимпульсных излучателей с излучающими элементами на основе вибратора и дискоконусной антенны, источником возбуждения которых являются колебания токов в длинной линии, коммутируемой ключом с малым временем коммутации τ . Определены временные характеристики поля излучения и его спектр. Показано, что в зависимости от параметра $l/(\sigma\tau)$ (l – длина плеча вибратора) реализуются различные режимы излучения, отличающиеся частотными характеристиками и формой диаграммы направленности. Приведено качественное объяснение основных закономерностей излучения на основе расчета спектра собственных колебаний (в спектральной области) и на основе суммирования вкладов от элементарных токов, текущих по поверхности излучателя (во временной области).

DOI: 10.31857/S0033849420020084

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое распространение получили излучающие системы, формирующие сверхкороткие и сверхширокополосные импульсы излучения (далее – СКИ-излучатели и СШП-излучатели). Они используются для локации и для исследований электромагнитной совместимости радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Подробный обзор СШП-излучателей и их применений представлен в [1]. Под сверхкороткими в данной работе будем понимать импульсы наносекундной и субнаносекундной длительности, что соответствует нескольким полупериодам колебаний электрического поля.

Классификация типов излучателей основана на их спектре, который в свою очередь определяется формой импульсов, формируемых источником напряжения. В “классических” СШП-излучателях источник питания формирует короткие однополярные видеоимпульсы, спектр излучения которых начинается от нуля, а граничная частота спектра определяется временем переключения используемых ключевых устройств (разрядников, полупроводниковых ключей, обострителей). Для формирования биполярных импульсов используются отрезки длинных линий и несколько ключей [1, 2]. В схемах с радиальной формирующей линией возможно формирование как однополярных, так и биполярных импульсов напряжения на нагрузке [3].

В данной работе рассмотрен другой тип импульсных источников, основанных на коммутации длинной линии [4, 5], спектр излучения которых имеет несколько выраженных резонансов, гармоник основной частоты. Такие излучатели имеют ряд характерных особенностей, которые ранее детально не рассматривались.

Интерес к подобным источникам излучения определяется их технической простотой и высоким КПД преобразования энергии источника в излучение. Рабочий диапазон частот позволяет использовать традиционные, хорошо зарекомендовавшие себя антенны, такие как цилиндрический или биконический вибратор, зеркальные антенны, дискоконусная антенна, спираль и т.д. При этом можно получить высокую степень пространственной концентрации излучения даже в одном излучающем элементе. Высокая электрическая прочность основных элементов таких излучателей позволяет формировать импульсы значительной амплитуды.

1. ПРИНЦИП РАБОТЫ И СХЕМА СКИ-ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Излучатели на основе коммутируемой формирующей линии впервые подробно были рассмотрены в работах [6, 7]. В качестве источника энергии в таких излучателях используется заряженная до напряжения U_0 емкость отрезка длинной линии, или емкость системы колебательных контуров. Нагрузкой является излучающий элемент,

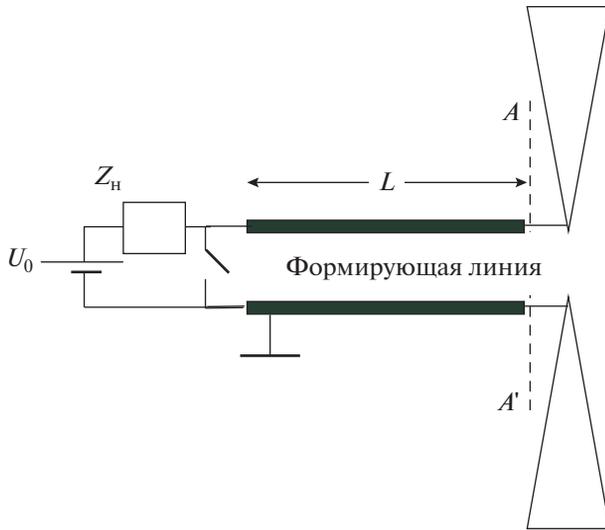


Рис. 1. Принципиальная схема СКИ-излучателя.

например вибратор. Таким образом, СКИ-излучатель — это устройство, в состав которого входит как источник сверхкоротких высоковольтных импульсов, так и излучающий элемент (антенна). Особенностью рассматриваемых излучателей является то, что их нельзя разделить на независимые части — генератор и антенну — и конструкция антенны существенным образом влияет на параметры формируемых импульсов.

Принципиальная схема СКИ-излучателя с питанием от длинной линии представлена на рис. 1. Отрезок длинной линии (формирующая линия) длиной L имеет волновое сопротивление W , излучатель имеет входной импеданс Z , а ключ имеет небольшое активное сопротивление r . Зарядное напряжение подается через нагрузку, импеданс которой значительно больше волнового сопротивления линии: $Z_n \gg W$.

Работа СКИ-излучателя аналогична работе формирующей линии в рассогласованном режиме. После срабатывания ключа по линии бежит волна, которая преломляется и отражается в сечении AA' . Преломленная волна уходит на вибратор, формируя на нем распределение токов и поле излучения в пространстве. Отраженная в сечении AA' волна напряжения, распространяясь обратно по линии, отражается со сменой полярности от ключа с небольшим сопротивлением, и далее процесс повторяется. Таким образом, в длинной линии и на вибраторе возникают затухающие колебания, при этом часть мощности рассеивается на активных сопротивлениях линии и ключа, а часть расходуется на излучение (рассеянием мощности на импеданс Z_L будем пренебрегать). В пространстве формируется “цуг” излучения, имеющий вид затухающих по амплитуде пиков (полуволн) различной полярности. Форма цуга определяется процессами отражений волны то-

ков и напряжений в линии и в общем случае имеет достаточно сложный вид. При определенных условиях цуг может иметь регулярную форму, близкую к затухающей синусоиде.

Определяющую роль в генерации излучения играют параметры ключа, а именно его коммутационная характеристика, задающая длительность фронта тока первого импульса и производную от тока dI/dt , и его резистивная характеристика в замкнутом состоянии, влияющая на эффективность излучателя и длительность “цуга”.

В конкретном конструктивном исполнении в сечении AA' находится узел связи линии с излучающим элементом (антенной). При проведении аналитических расчетов реактивные составляющие узла связи учитываться не будут, а при проведении численного моделирования узел связи рассматривается наряду с остальными элементами системы.

2. СПЕКТР СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Исследование физических процессов в СКИ-излучателе начнем с анализа коэффициента передачи и спектра собственных колебаний.

Можно показать, что возникающие при коммутации ключа процессы определяются переходной характеристикой цепи (реакции цепи на ступеньку напряжения на входе системы). Мы определим коэффициент передачи $K(\omega)$ из которого могут быть получены переходная и импульсная характеристики. Частотная зависимость коэффициента передачи определяется в первую очередь спектром собственных колебаний, соответствующих полюсам $K(\omega)$.

Для исследования спектра собственных колебаний ограничимся случаем, когда нагрузкой длинной линии является симметричный вибратор (СВ). Будем считать, что после срабатывания ключ имеет небольшое, чисто активное сопротивление r . Входной импеданс вибратора с хорошей точностью может быть представлен импедансом эквивалентной длинной линии: $Z(\omega) = R_2(\omega) + iX(\omega)$ [5]. Полуволновому резонансу соответствует частота $\omega_v = 2\pi f_v$. Вблизи полуволнового резонанса мнимая часть импеданса обращается в ноль. Из граничных условий для токов и напряжений в длинной линии несложно найти систему уравнений для определения падающей и отраженной волн, а условие равенства нулю детерминанта этой системы дает частоты собственных колебаний системы:

$$\det = \left(1 + \frac{r}{W}\right) \left(1 + \frac{Z}{W}\right) \exp(ikL) - \left(1 - \frac{r}{W}\right) \left(1 - \frac{Z}{W}\right) \exp(-ikL) = 0. \quad (1)$$

Если на одном конце линии имеем режим, близкий к короткому замыканию, а на другом — к

холостому ходу, уравнение (1) можно решить разложением по малым параметрам $r_0/W \ll 1$ и $W/|Z| \ll 1$. Решение уравнения (1) ищем в виде

$$f = f_n + \delta f_n, \quad f_n = f_0(2n + 1)/4, \quad (2)$$

$$f_0 = c/L, \quad n = 0, 1, \dots$$

Подставляя (2) в (1) и разлагая по малым параметрам до членов второго порядка по δf_n , получаем из (1) квадратное уравнение вида

$$Ax^2 + x + iB = 0, \quad (3)$$

где $x = \delta\omega/f_0$, $A = Z'(f_n)f_0/Z(f_n)$, $B = W/Z(f_n) + r/W$, $Z''(\omega) = \partial Z(\omega)/\partial\omega$. Два корня этого уравнения дают поправки δf_n к собственным частотам.

Положение корней уравнения (3) зависит от взаимного расположения резонансных частот длинной линии f_n и резонансов вибратора, в первую очередь полуволнового резонанса f_v . Если частоты этих резонансов отличаются значительно, то (3) имеет лишь один корень, находящийся рядом с действительной осью. Этот корень имеет вид

$$\delta f_n \approx -iB = \left(\frac{2}{\pi}\right) \times$$

$$\times f_0 \left\{ i \left(\frac{r}{W} + \frac{WR_\Sigma(\omega_n)}{|Z(\omega_n)|^2} \right) + \frac{WX(\omega_n)}{|Z(\omega_n)|^2} \right\}. \quad (4)$$

Квадратичный член в (2) имеет смысл удерживать лишь при условии, что коэффициент $A \gg 1$. Это может иметь место вблизи полуволнового резонанса, и именно в этой области частот второй корень уравнения (3) также оказывается вблизи действительной оси, что соответствует появлению второго выраженного резонанса. При $A \gg 1$ два корня уравнения (3) имеют вид

$$\delta f_{n1} \approx -iB, \quad \delta f_{n2} \approx -f_0/(2\pi A). \quad (5)$$

Полученные поправки к частоте дают затухание собственных колебаний (мнимая часть δf_n) и сдвиг резонансной частоты относительно своего невозмущенного значения (действительная часть δf_n).

Проанализируем сначала собственные волны, соответствующие первой моде δf_{n1} . Как следует из (4), затухание этой моды колебаний складывается из двух частей – диссипативного затухания на сопротивлении ключа и потерь на излучение. Потери на излучение сравниваются с потерями на ключе при

$$W = Wc = (r/R_\Sigma)^{1/2} |Z|. \quad (6)$$

Оценим порядок величины Wc вблизи полуволнового резонанса при сопротивлении ключа 0.3 Ом: $Wc \sim (0.3 \times 70)^{1/2} = 4.5$ Ом. При $W > Wc$ преобладают потери на излучение, а при $W < Wc$ – потери на ключе.

На низких частотах (по сравнению с полуволновым резонансом), при $\omega \rightarrow 0$, имеем $R_\Sigma \rightarrow 0$, $|Z| \rightarrow \infty$ (импеданс вибратора близок к импедансу емкости). В результате $Wc \rightarrow \infty$ и потери на излу-

чение оказываются меньше потерь на сопротивлении ключа. Практически вся энергия в этом случае рассеивается на ключе.

Энергетическая эффективность рассматриваемой системы определяется отношением потерь на излучение к омическим потерям. При волновом сопротивлении линии, значительно меньшем сопротивления вибратора, эффективность растет пропорционально W^2 . При увеличении волнового сопротивления линии КПД преобразования запасенной в системе энергии в энергию излучения стремится к единице, а абсолютная величина излучаемой мощности имеет максимум вблизи Wc .

Смещение резонанса относительно f_n минимально на частотах, где реактивная составляющая импеданса вибратора равна нулю. При этом даже на частотах, где $X(\omega_n) = 0$, смещение резонанса отлично от нуля и определяется поправками более высокого порядка.

При приближении резонанса линии к полуволновому резонансу вибратора возникает вторая мода колебаний и спектральное распределение принимает характерный “двухпиковый” вид. Как следует из (5), добротность второй моды пропорциональна $(R_\Sigma X' - XR'_\Sigma)/|Z|^2$. Характерной особенностью данной моды является возможность резкого увеличения добротности при изменении частоты. Сдвиг частоты пропорционален $-(R_\Sigma R'_\Sigma + XX')/|Z|^2$. В окрестности полуволнового резонанса производные импеданса вибратора положительны, поэтому частота будет сдвигаться в область более низких частот по сравнению с резонансом длинной линии.

Коэффициент передачи для рассматриваемой системы находили из S-матрицы четырехполюсника, состоящего из трех последовательно соединенных четырехполюсников – ключа, линии и вибратора. Численные расчеты частотной зависимости коэффициента передачи полностью соответствуют полученным выше выражениям в соответствующих предельных случаях. Как будет показано ниже, эффективность СКИ-излучателей зависит от взаимного положения резонансов длинной линии и резонансов излучателя. Мы не будем приводить детальный анализ $K(\omega)$, так как ниже будут использоваться точные численные решения для токов и напряжений. В качестве примера на рис. 2 приведен результат численного расчета спектра тока в центре длинной линии с волновым сопротивлением $W = 30$ Ом длиной 15 см, подключенной к симметричному цилиндрическому вибратору с длиной плеча 16 см и диаметром 3 см. В расчете линия заряжалась до единичного напряжения 1 В и коммутировалась через резистор $r = 0.3$ Ом. Продолжительность (время) коммутации ключа τ (изменение импеданса от бесконечности до r) выбирали равной 0.15 нс. Далее модель вибратора и длинной линии с такими параметрами назовем СВ1.

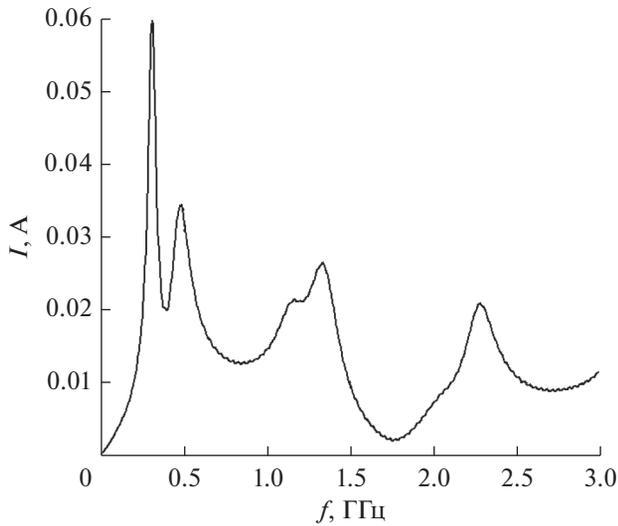


Рис. 2. Зависимость модуля спектральной плотности тока в центре длинной линии от частоты.

В спектре импульса тока видны резонансы длинной линии на частотах 480, 1370 и 2330 МГц. При этом расчетное значение $f_0 \approx 500$ МГц, поэтому низкочастотный резонанс имеет два пика, причем частота низкочастотного пика сдвинута относительно f_0 примерно на 180 МГц в область низких частот. Низкочастотная часть спектра тока определяется длительностью цуга излучения T . Заметная доля энергии содержится на частотах вплоть до $f \sim 1/T$.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СКИ-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Прежде чем переходить к анализу полей, определим основные, наиболее часто используемые характеристики при описании работы СШП- и СКИ-излучателей [1, 4].

Анализ полей будем выполнять в дальней зоне. Для гармонических сигналов граница дальней зоны определяется условиями $R > 2D^2/\lambda$ при $D > \lambda$ или $R > (2...3)\lambda$ при $D < \lambda$. Для СКИ-сигналов, которые содержат в спектре как низкие, так и высокие частоты, определение границы дальней зоны требует уточнения. Граница дальней зоны СКИ-излучателя определяется по критерию неизменности формы импульса излучения в фиксированном направлении или по критерию синфазности E - и H -компонент поля. Оба эти критерия эквивалентны. Для инженерной оценки границ дальней зоны можно использовать условия $R \geq 2D^2/\lambda$ и $R > 4D$, где D – размер излучателя, а в качестве λ используется верхняя частота спектра, при этом погрешности, связанные с пренебрежением высшими члена разложения на границе дальней зоны, составят не более 10% (подробнее см. в [1]).

В дальней зоне векторный потенциал $\vec{A}(R, t)$ равен интегралу от плотности тока на вибраторе $\vec{J}(r, t)$:

$$\vec{A} = \mu_0 / (4\pi R) \int \vec{J}(r, t - R/c - (\vec{n}\vec{r})/c) dr,$$

а напряженность магнитного и электрического полей

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{R}, t) &= \text{rot} \vec{A} / \mu_0 = [\vec{A}, \vec{n}] / c \mu_0, \\ \vec{E}(\vec{R}, t) &= [\vec{n} [\vec{A}, \vec{n}]]. \end{aligned}$$

Здесь $\vec{n} = \vec{R}/R$, \vec{R} – радиус-вектор направленный в точку наблюдения, $\vec{A}_t = \partial \vec{A} / \partial t$. Форма импульса поля в дальней зоне зависит от направления \vec{n} и не зависит от расстояния R , которое входит в виде комбинации $t^* = t - R/c$ и дает только сдвиг начала отсчета времени. Электрическое и магнитное поля в дальней зоне поперечны и синфазны.

Построим в дальней зоне сферу радиусом R с центром в СКИ-излучателе, \vec{n} – единичный вектор направленный из центра сферы в точку наблюдения. Электрическое поле в каждой точке на сфере в направлении \vec{n} можно представить в виде

$$\vec{E}(\vec{n}, t) = \vec{e}_\theta E_\theta(\vec{n}) u_\theta(\vec{n}, t^*) + \vec{e}_\phi E_\phi(\vec{n}) u_\phi(\vec{n}, t^*). \quad (7)$$

Здесь $u_i(\vec{n}, t)$ – скалярные функции единичной амплитуды, описывающие временную зависимость поля, а $E_j(\vec{n})$ – пиковые значения компонент поля в направлении \vec{n} , θ и ϕ углы сферической системы координат. Как следует из (7), пространственное распределение излучения (в том числе поляризация) изменяется во времени. В каждый фиксированный момент времени, нормируя каждую компоненту в (7) на ее максимальное значение, можно построить пространственную диаграмму направленности (ДН). Наибольший интерес представляет распределение поля в моменты времени t_1, t_2, \dots , соответствующие максимумам излучения. В общем случае эти моменты времени в разных направлениях разные. Однако для рассматриваемых СКИ-излучателей разброс времен достижения максимумов в разных направлениях значительно меньше длительности полуволны (см. ниже), поэтому для анализа направленных свойств им можно пренебречь. Для анализа пространственного распределения излучения во временной области будем использовать нормированные ДН в моменты времени, соответствующие максимумам излучения:

$$F_\theta(\vec{n}, t_1) = E_\theta(\vec{n}, t_1) / E_\theta(\vec{n}_1, t_1),$$

$$F_\theta(\vec{n}, t_2) = E_\theta(\vec{n}, t_2) / E_\theta(\vec{n}_2, t_2), \dots,$$

где \vec{n}_1, \vec{n}_2 – направления максимального излучения. Аналогичным образом могут быть получены ДН для ϕ -компоненты поля и для полного поля.

Введенные таким образом ДН можно связать с традиционными ДН для гармонических сигналов $\vec{F}(\omega, \vec{n})$. Фурье-компонента электрического поля на частоте ω имеет вид

$$\vec{E}(\omega, \vec{n}) = c(\omega) \exp(-ikR) / R \cdot \vec{F}(\omega, \vec{n}),$$

где $c(\omega) = E_{\max}(\omega)R$, $E_{\max}(\omega)$ – величина поля в направлении максимума диаграммы на частоте ω . Для θ -компоненты поля получаем

$$F_{\theta}(\vec{n}, t_1) = \int [E_{\theta\max}(\omega) / E_{\theta}(\vec{n}, t_1)] F_{\theta}(\omega, \vec{n}) \exp(i\omega t_1) d\omega. \quad (8)$$

Таким образом, ДН во временной области $F_{\theta}(\vec{n}, t_1)$ есть сумма диаграмм направленности на разных частотах, взятых с соответствующим весом. Из (8) следует, что если излучатель имеет частотно независимую диаграмму направленности во всем значимом частотном диапазоне СКИ-излучения, то все его диаграммы направленности во временной области по модулю совпадают с этой диаграммой направленности и отличаются только фазовыми множителями.

Излучаемая в направлении \vec{n} энергия импульса имеет вид

$$W_{\text{изл}}(\vec{n}) = (\tau_{\theta} E_{\theta}(\vec{n})^2 + \tau_{\phi} E_{\phi}(\vec{n})^2) / Z_0, \\ \tau_{\theta} = \tau_{\phi}(\vec{n}) = \int u_{\theta}(\vec{n}, t)^2 dt,$$

где $Z_0 = 120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства. Нормируя эту величину на максимальное значение, получаем вполне однозначную диаграмму направленности по энергии $F^2(\vec{n})$.

Кроме ДН для анализа СКИ-излучателей используют эффективный потенциал (ЭП) и энергетический КПД (эффективность СКИ-излучателя). Эффективный потенциал – произведение максимального пикового значения напряженности поля в дальней зоне на расстояние R :

$$\text{ЭП} = E_{\max} R. \quad (9)$$

В дальней зоне эта величина не зависит от расстояния. Иногда используют также значения эффективного потенциала в разных направлениях. Так как эффективный потенциал прямо пропорционален зарядному напряжению U_0 , то удобно использовать безразмерный нормированный эффективный потенциал:

$$E_{\max} R / U_0. \quad (10)$$

Энергетический КПД равен отношению излученной энергии к энергии, запасенной перед началом коммутации.

СКИ-излучатели оптимизируются по указанным выше характеристикам за счет выбора параметров длинной линии и параметров излучателя.

Для описания формы цуга излучения во временной области используются такие параметры как длительность цуга, длительность фронта первой полуволны и длительность первой полуволны под разными углами к оси излучателя. В спектральной области определяется ширина спектра излучения по заданному уровню, нижняя граница спектра и положения основных резонансов.

4. АНАЛИЗ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для расчета полей излучения основной характеристикой является распределение тока по излучающему элементу. “Источником” в данном случае является волна токов, возникающая при коммутации заряженной длинной линии.

Для симметричного вибратора задача отыскания тока сводится к решению нестационарного уравнения Поклингтона. В приближении точечного ядра это уравнение приводится к уравнению длинной линии с источником.

Для вибраторов, которые практически могут быть использованы в СКИ-излучателях, распределение тока может быть получено только численными методами. В представленных ниже результатах численных расчетов длинная линия заряжалась до напряжения 1 В, а затем срабатывал ключ, формировался переходной колебательный процесс и система разряжалась.

На рис. 3а представлены осциллограммы токов в длинной линии и на поверхности конуса в сечении aa' для излучающего элемента в виде дискоконусной антенны с параметрами: длина $b = 30$ см, диаметр $a = 23$ см, длина линии $L = 20$ см, $W = 30$ Ом, $r = 0.3$ Ом, время коммутации $\tau = 0.15$ нс, зарядное напряжение – $U_0 = 1$ В (далее – модель ДК1). Коммутация ключа осуществляется в момент времени $t = 0$. Сечение дискоконусной антенны вертикальной плоскостью и обозначения размеров показаны на рисунке 3б. Внутренний проводник коаксиальной линии соединен в верхней части с диском. Коммутация внутреннего проводника заряженной коаксиальной линии на внешний проводник (конус) осуществляется ключом К, расположенным в нижней части линии (ключ показан условно).

На рис. 4а показаны сечения симметричного цилиндрического вибратора, в которых рассчитывались токи, представленные на рис. 4б. На рис. 4в в растянутом масштабе представлен первый полупериод токов. Сечения 1 и 11, а также 2 и 22 расположены симметрично относительно центра вибратора. Для расчетов использовалась модель СВ1 (см. разд. 2).

В осциллограммах тока можно выделить два временных интервала – область “вынужденных” колебаний (две первые полуволны) и область свободных колебаний (начиная с третьей полуволны). В области вынужденных колебаний токи в разных

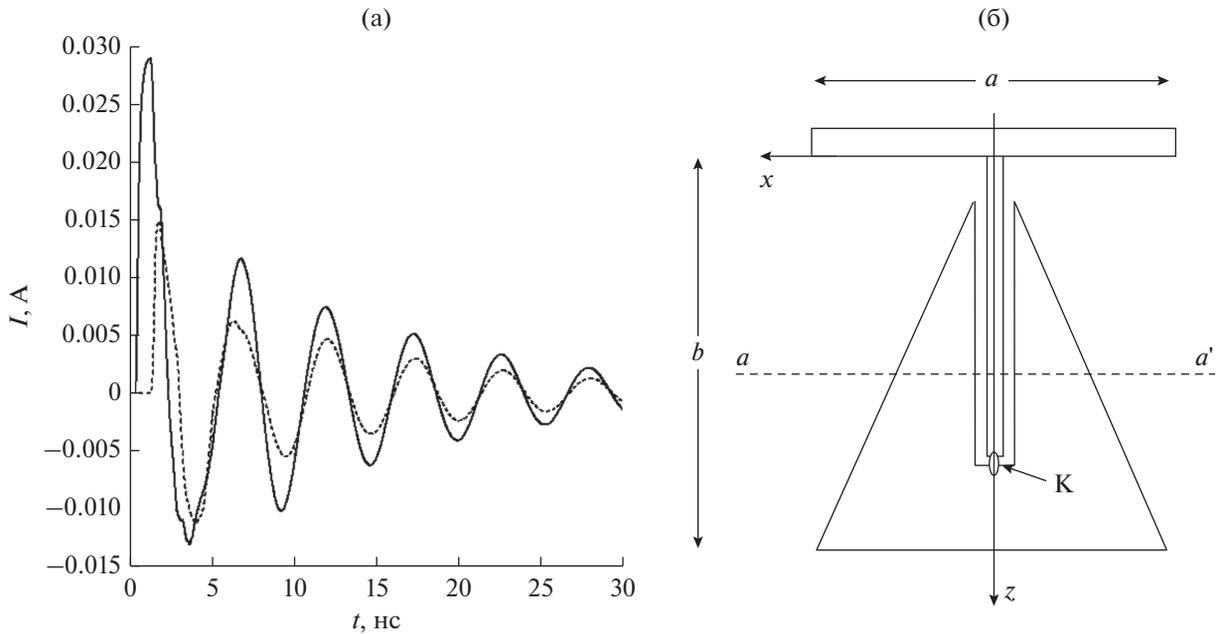


Рис. 3. Токи (а) в линии (сплошная кривая) и на поверхности конуса (штриховая) дискоконусной антенны в сечении aa' ; дискоконусная антенна, К — ключ (б).

сечениях вибратора расфазированы, а первая полуволна тока имеет короткий фронт, примерно равный времени коммутации ключа τ . Сдвиги токов первой полуволны в разных сечениях определяются временем распространения импульса тока по вибратору от одного сечения до другого со скоростью примерно равной скорости света. Начиная с третьей полуволны расфазировка токов по вибратору незначительна.

Наличие первого максимума с крутым фронтом является характерной особенностью рассматриваемых СКИ-излучателей. Так как поле излучения пропорционально производной от тока, то наиболее крутой части фронта импульса тока будет соответствовать первый максимум поля излучения. Второй максимум излучения (он может даже превосходить первый) обусловлен значительным перепадом между первой и второй полуволнами тока.

Амплитуда тока убывает к краю вибратора, так как на краю вибратора всегда есть точка, где ток обращается в ноль, при этом в каждом сечении вибратора форма импульса тока оказывается разной. Однако уже после третьего полупериода колебания тока в разных сечениях практически синфазны, а их форма не меняется. Токи на верхнем и нижнем плечах вибратора в симметричных сечениях почти совпадают.

Спектры токов на поверхности вибратора и тока в линии (см. рис. 3) имеют максимумы на частотах, соответствующих собственным колебаниям в линии. Первый (низкочастотный) резонанс оказывается сдвинут в область низких частот по

сравнению с первым резонансом длинной линии, что уже отмечалось в разд. 2.

Указанные выше особенности распределения тока по излучателю приводят к зависимости формы импульса от направления излучения. Зависимость формы импульса излучения от направления была исследована для СШП-импульсов (см., например, [1]). В спектральной области этот эффект можно объяснить зависимостью формы ДН вибратора от частоты [8]. В частности, при $l/\lambda < 0.5$ ДН вибратора дипольного типа, а на более высоких частотах возникают боковые лепестки и максимумы “прижимаются” к оси вибратора.

В данной работе рассмотрен эффект зависимости формы импульса от направления распространения применительно к СКИ-излучателям и приведена его простая физическая интерпретация во временной области.

Для анализа поля излучения во временной области разобьем вибратор на элементы, в пределах которых ток (“элементарный” ток) можно считать не зависящим от координаты (рис. 5). В качестве шага разбиения возьмем длину $\Delta z < \sigma$.

Векторный потенциал равен сумме вкладов от элементарных токов:

$$\vec{A} = \mu_0 / (4\pi R) \sum_{m=1, 2, \dots, l/\Delta z} \vec{J}_m(t - R/c - (\vec{n}\vec{r}_m)/c), \quad (11)$$

Как следует из численных расчетов, в пределах первой полуволны форма тока в разных сечениях для основной части вибратора меняется слабо, убывая по амплитуде к его краям. При этом вре-

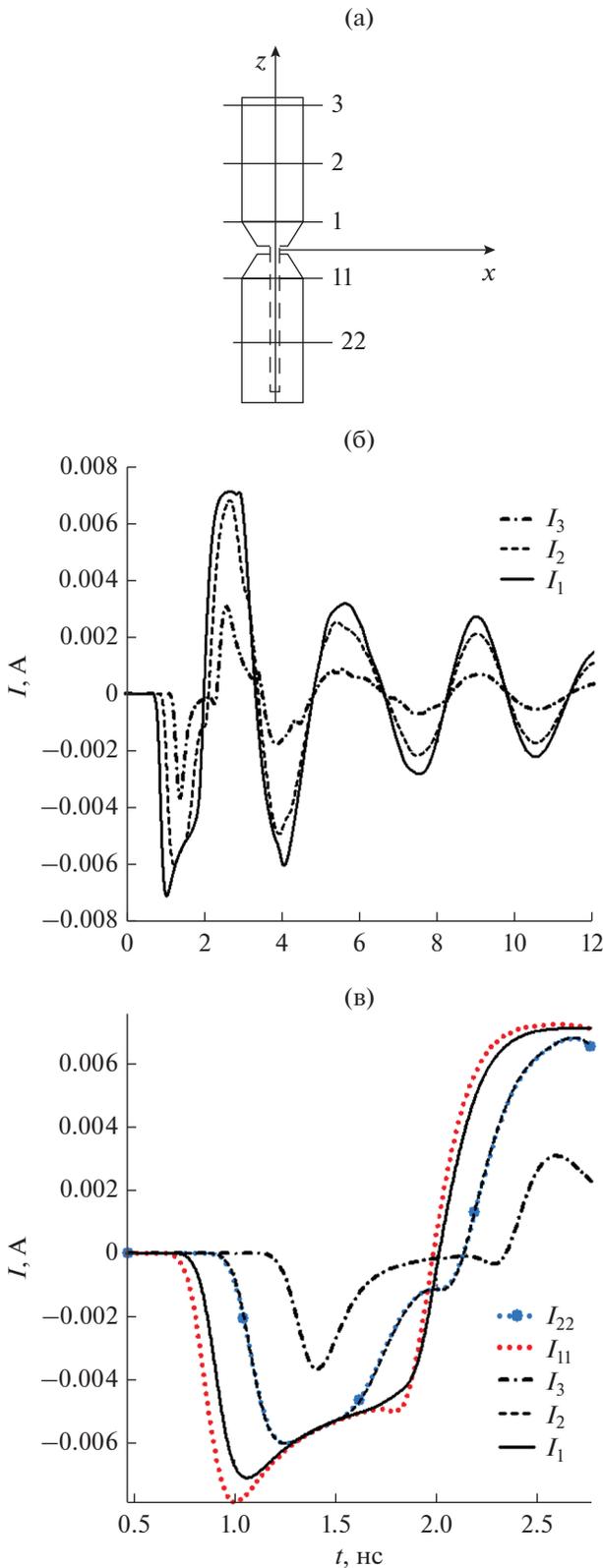


Рис. 4. Сечения вибратора, выбранные для расчета токов (а), токи в сечениях 1, 2 и 3 (б), первая полуволна токов в сечениях 1, 2, 3, 11, 22 (в).

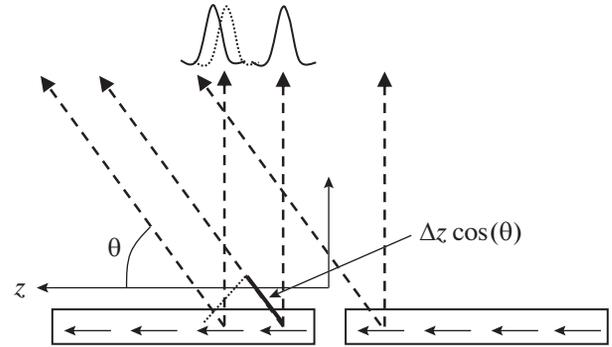


Рис. 5. Суммирование вкладов элементарных токов в полное излучение под разными углами к оси вибратора.

менная задержка между соседними элементарными токами примерно равна времени распространения сигнала $\Delta z/c$. В этом приближении для оценки суммы можно произвести замену

$$J_m(t^* - (\vec{n}\vec{r}_m)) \rightarrow C_m \vec{J}(t^* + m\Delta z/c - m\Delta z \cos(\theta)/c),$$

а в качестве $\vec{J}(t)$ использовать ток в центральном сечении плеча вибратора. Вклад в поле излучения от элементарного тока вычисляется по формуле

$$\delta \vec{E}_m = \vec{e}_\theta \sin(\theta)/(4\pi R) \times C_m J_r(t^* + m\Delta z/c(1 - \cos(\theta))). \quad (12)$$

Производная от тока $J_r(t)$ локализована на фронте и спаде первой полуволны. На фронте она имеет вид пика амплитудой $\sim U_0/(W\tau)$ и длительностью $\sim \tau$ (см. рис. 5).

Полное поле излучения является сумой вкладов элементарных токов, причем результирующее поле определяется временными задержками на распространение вида $m\Delta z \cos(\theta)/c$ и временными задержками в распределении тока по вибратору $\sim m\Delta z/c$.

Если выполнить суммирование полей излучения элементарных токов $\delta \vec{E}_m$, то в зависимости от параметра $l/(c\tau)$ получим совершенно разные пространственные распределения поля.

При $l/(c\tau) \ll 1$ максимум излучения будет находиться в плоскости (xy) центрального сечения вибратора, где пространственные задержки обращаются в ноль.

При $l/(c\tau) \gg 1$, максимум излучения смещается к оси на угол $\theta \sim 30^\circ \dots 50^\circ$. Чем меньше τ , тем ближе первый максимум прижимается к оси вибратора. Длительность импульса от первой полуволны в плоскости центрального сечения оказывается порядка l/c , а длительность импульса под небольшим углом к оси оказывается меньше, и для очень малых времен переключения она будет стремиться к τ . Такое распределение поля объясняется зависимостью задержек от направления распространения. Действительно, основной вклад в поле в плоско-

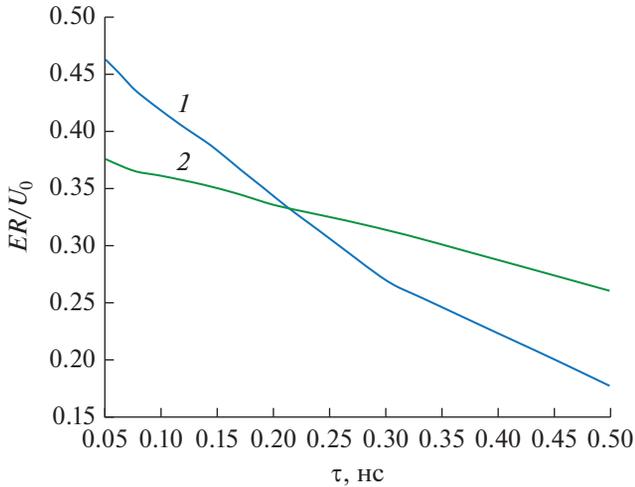


Рис. 6. Зависимость нормированного эффективного потенциала (первая полуволна) от времени коммутации τ под углами $\theta = 45^\circ$ (1) и 90° (2).

сти центрального сечения (плоскость xu , перпендикулярная оси вибратора и проходящая через его центр) от первой полуволны тока вносит центральная часть вибратора от $+c\tau$ до $-c\tau$ (область “синхронности” элементарных токов). Поля от других частей вибратора приходят с временной задержкой, большей длительности импульса элементарного тока и не увеличивают амплитуду, а формируют “плоскую” часть импульса излучения. При $l/(c\tau) \gg 1$ размеры области “синхронности” элементарных токов оказываются меньше длины плеча вибратора. Поэтому при увеличении длины плеча вибратора амплитуда максимума поля изменяться не будет.

При уменьшении угла θ временные задержки на распространение импульса от соседних элементарных токов компенсируют в определенной степени задержки токов на поверхности вибратора. При этом размеры области синхронности элементарных токов возрастают и могут приблизиться к длине плеча вибратора. Так как элементарные токи вдоль оси не излучают ($\delta \vec{E}_m \sim \sin(\theta)$), то максимум поля будет расположен под некоторым углом к оси вибратора. Положение максимума будет смещаться ближе к оси вибратора при уменьшении τ , а величина этого максимума будет расти пропорционально длине плеча вибратора. Так как распределения токов на разных плечах вибратора почти совпадают (см. рис. 4в), то будут формироваться симметричные максимумы в противоположных направлениях.

Амплитуда поля в центральном сечении (xu), которая пропорциональна размеру области синхронности элементарных токов ($\sim \tau$) и производной от элементарного тока ($\sim 1/\tau$), практически не будет зависеть от длительности фронта. Амплитуда поля под углом к центральному сечению будет

расти с уменьшением длительности фронта, так как амплитуда элементарного тока пропорциональна $1/\tau$, а размеры области синхронности от длительности фронта почти не зависят. При некотором значении времени коммутации $\tau = \tau_c$ амплитуды максимумов в разных направлениях сравниваются. Величина τ_c зависит от конструкции антенны.

Указанные качественные соображения не учитывают ограниченную полосу рабочих частот цилиндрического вибратора, которая начинает скапливаться при небольших временах коммутации τ . Для более широкополосных излучателей увеличение амплитуды с уменьшением τ будет более значительным (см. ниже).

На рис. 6 представлены результаты численных расчетов зависимости эффективного нормированного потенциала ER/U_0 от продолжительности коммутации τ в плоскости центрального сечения (2) и под углом 45° к оси симметричного вибратора.

Результаты расчетов подтверждают представленные выше качественные соображения: зависимость амплитуды максимума при $\theta = 90^\circ$ оказывается значительно более плавной, чем при $\theta = 45^\circ$.

В “позднвременной” области цуга колебания токов на всей поверхности вибратора практически синфазны. Временные задержки обращаются в ноль в центральном сечении вибратора. Поэтому ДН для рассмотренных на рис. 3 и 4 вибраторов для этой части цуга излучения будет дипольного типа с максимумом в плоскости центрального сечения.

Для иллюстрации представленных выше качественных соображений на рис. 7 и 8 представлены результаты численных расчетов полей излучения в центральном сечении вибратора и под углом 45° к его оси, а также угловые распределения абсолютной величины электрического поля $E(\theta)$ (θ — угол от оси вибратора) на расстоянии 1 м в моменты времени, соответствующие первым двум максимумам излучения. Моделирование проводилось для модели СВ1.

Из рисунков видно, что длительность первой полуволны под углом 45° к оси меньше, чем в плоскости центрального сечения. Спектр излучения под углом 45° смещен в сторону высоких частот. Абсолютная величина первого максимума поля под углом 45° на 10% больше соответствующего значения в плоскости центрального сечения. Длительность первой полуволны (по 3 дБ) в плоскости центрального сечения составила 0.5 нс, а под углом 45° — 0.17 нс, при этом длительность импульса в плоскости центрального сечения примерно соответствует времени распространения волны по плечу вибратора l/c . Расчеты показали также, что пространственное распределение поля в позднвременной области — области свободных

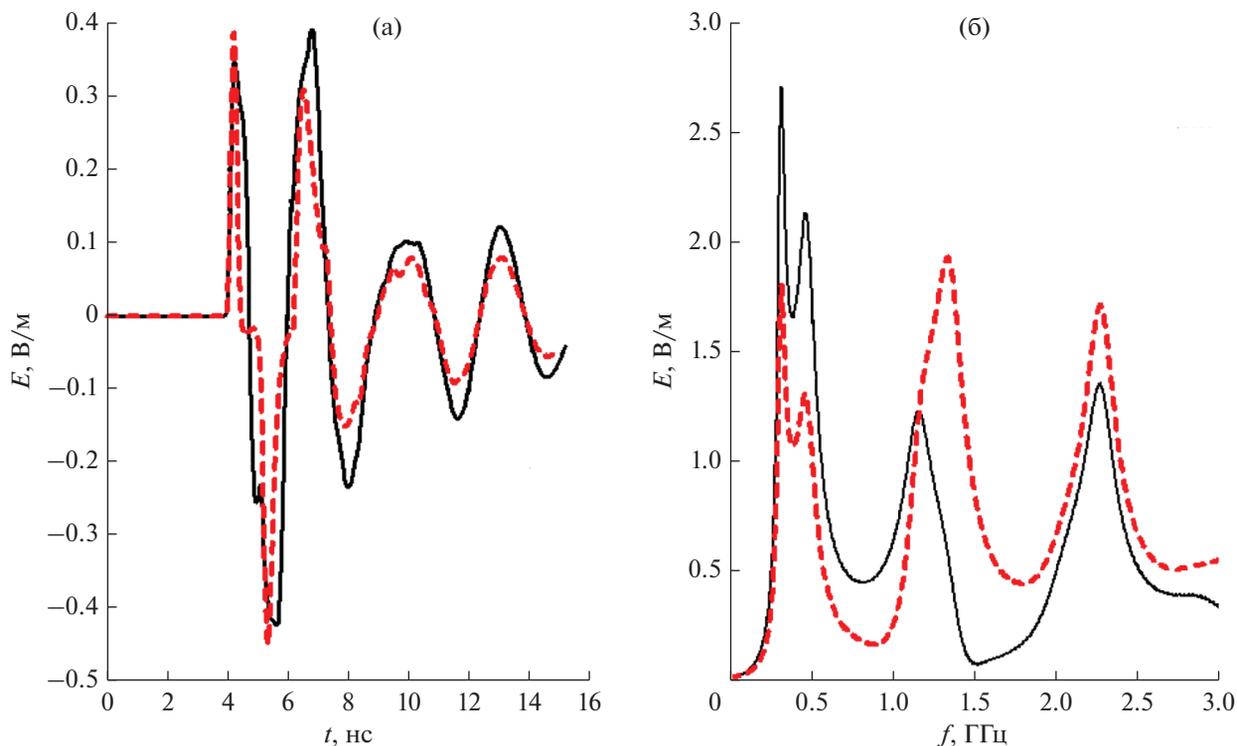


Рис. 7. Поперечная компонента электрического поля излучения (а) и модуль спектральной плотности электрического поля (б) под углами $\theta = 90^\circ$ (сплошная) и $\theta = 45^\circ$ (штриховая) к оси вибратора.

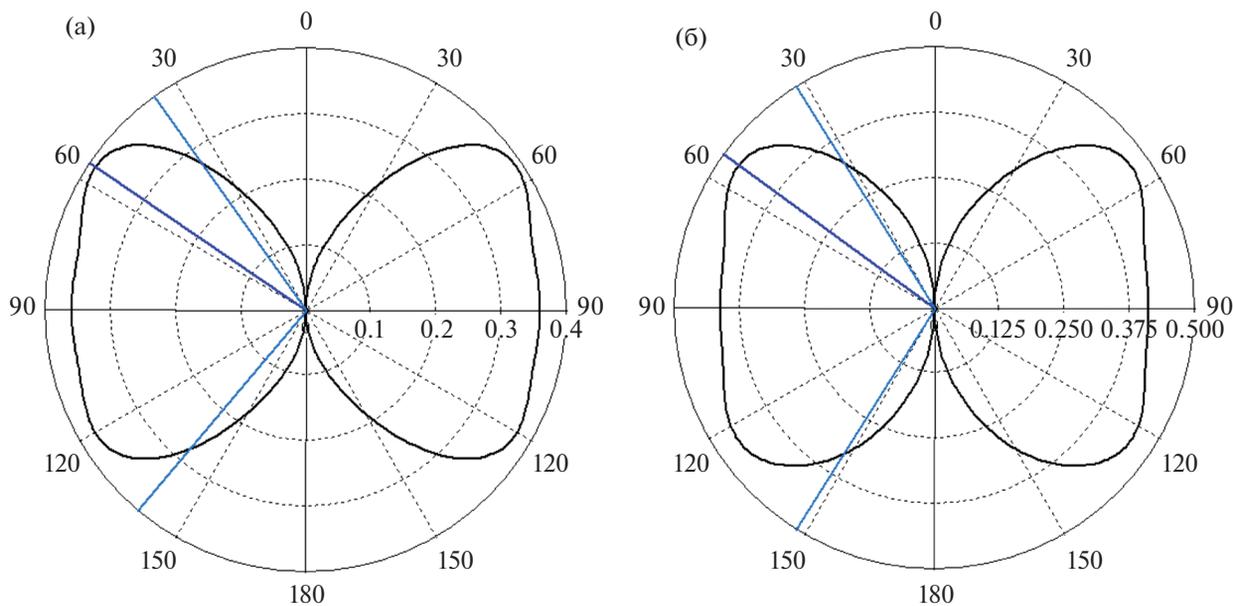


Рис. 8. Распределение абсолютной величины электрического поля $E(\theta)$ в плоскости (zy) : а – первый максимум излучения ($t_1 = 0.9$ нс, $E_{\max} = 0.39$ В/м, $\theta_{\max} = 56^\circ$), б – второй максимум излучения ($t_2 = 2.0$ нс, $E_{\max} = 0.46$ В/м, $\theta_{\max} = 54^\circ$).

колебаний – близко к распределению дипольного типа.

Распределение поля по углу θ демонстрирует формирование максимумов излучения под углом к оси вибратора.

Для дисконусной антенны эффект изменения формы импульса от направления может быть

выражен значительно более сильно. Как уже отмечалось ранее, для симметричного цилиндрического вибратора смещение максимума к оси “подавлено” множителем $\sin(\theta)$ в элементарном токе. Для конического излучателя фактор $\sin(\theta)$, подавляющий излучение вдоль оси, в данном случае не работает, так как элементарные токи направлены

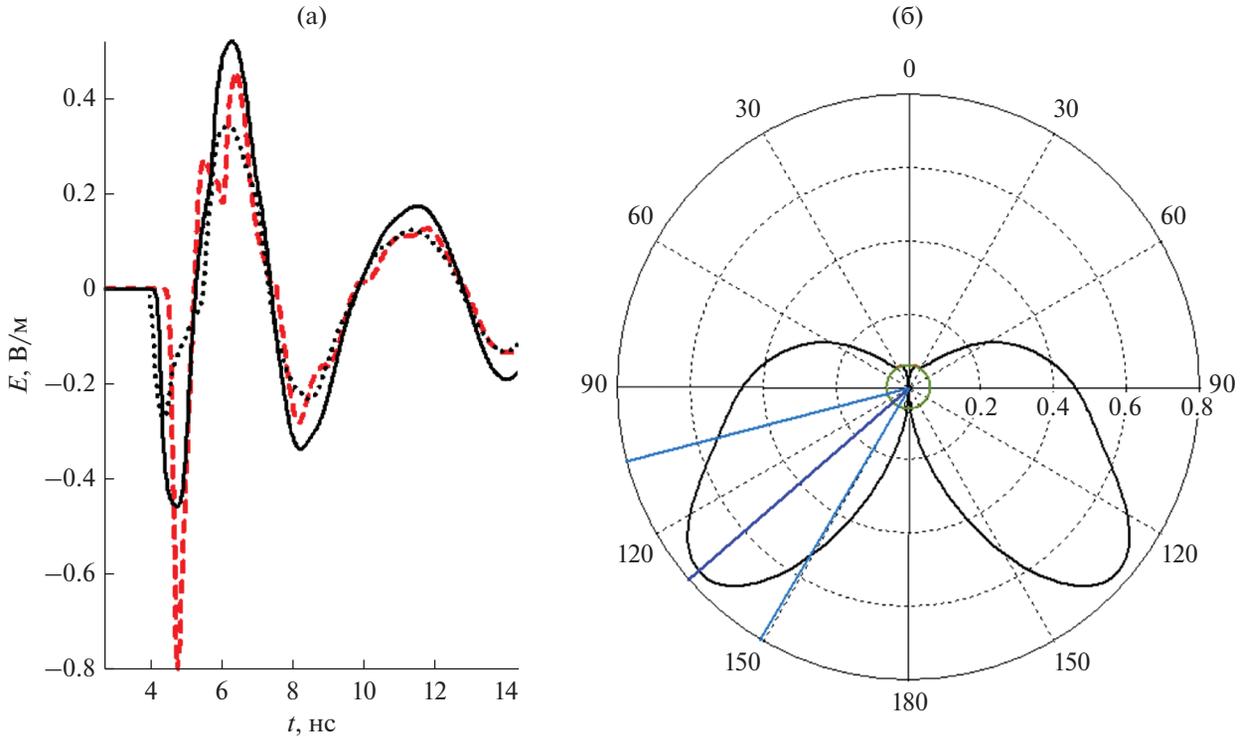


Рис. 9. Поперечная компонента электрического поля под углами $\theta = 90^\circ$ (сплошная кривая), $\theta = -45^\circ$ (штриховая) и $\theta = +45^\circ$ (пунктирная) к оси конуса (а) и пространственное распределение поля $E(\theta)$ в момент первого максимума $t_1 = 1.5$ нс, $E_{\max} = 0.76$ В/м, $\theta_{\max} = 131^\circ$ для дисконусной антенны (б).

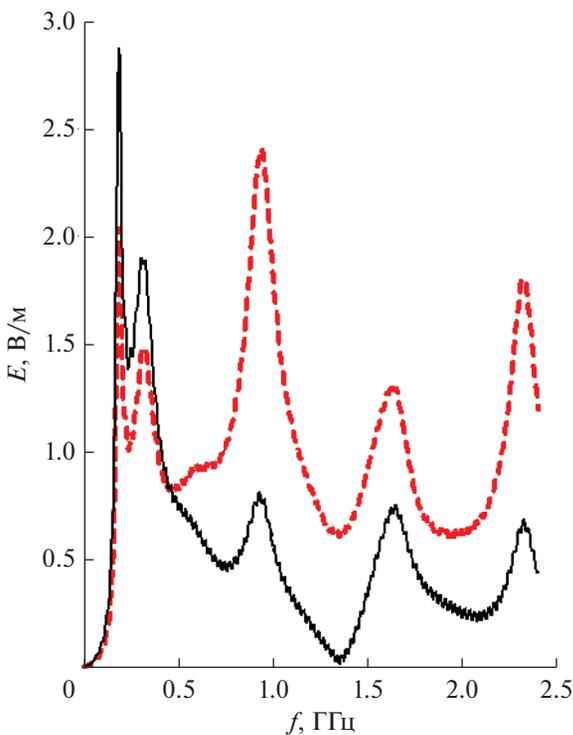


Рис. 10. Зависимость модулей спектральной плотности электрического поля от частоты под углами 45° (штриховая кривая) и 90° (сплошная) к оси дисконусной антенны.

под разными углами к оси. В результате амплитуда первого максимума под небольшим углом к оси будет значительно превышать амплитуду излучения под углом 90° .

В качестве примера на рис. 9 представлены осциллограммы поперечной компоненты электрического поля на расстоянии 1 м и зависимость абсолютной величины поля $E(\theta)$ в момент времени, соответствующий первому максимуму для модели ДК1 (см. рис. 3). На рис. 10 представлены соответствующие этим осциллограммам спектры.

Видно, что высокие частоты высвечиваются в основном под небольшим углом к оси, а низкие частоты сосредоточены в плоскости (xz). Низкочастотный резонанс соответствует собственным колебаниям системы.

Интересной особенностью СКИ-излучателя является перемещение максимума излучения по угловым координатам в процессе излучения. Этот эффект виден на рис. 5 и 8. В частности, для дисконусной антенны (см. рис. 8) максимум излучения сначала находится под углом $\theta = 90^\circ$, а затем перемещается на угол $\theta = -45^\circ$. В моменты времени, соответствующие второму и последующим максимумам, максимум расположен под углом $\theta = 90^\circ$.

Перемещение максимума можно объяснить изменениями временных задержек элементарных токов по вибратору. Эти задержки на фронте импульса (первого полупериода) равны $\Delta z/c$, а в зоне

свободных колебаний (после третьего полупериода) они практически равны нулю.

СКИ-излучатель в общем случае не имеет фазового центра. В частности, существуют интервалы времени, когда поля излучения на сферической поверхности в разных направлениях противофазны (см. рис. 9а). Отсюда, в частности, следует, что использование СКИ-излучателя в качестве облучателя требует специального расчета зеркала.

5. ОПТИМИЗАЦИЯ СКИ-ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Оптимизация в первую очередь состоит в выборе именно такой конструкции излучателя, которая наиболее полно подходит для решения конкретной задачи.

В локационных приложениях необходимо получить максимальную амплитуду первого пика при максимально крутых фронтах и минимальной длительности. Уменьшение длительности фронта и первой полуволны, направленной под углом $30^\circ \dots 45^\circ$ к оси, может быть достигнуто снижением времени срабатывания ключа.

В ряде приложений требуется получить максимальный эффективный потенциал. Увеличить эффективный потенциал можно как за счет уменьшения ширины диаграммы направленности, так и за счет перераспределения основной доли (80% и более) энергии цуга в две первые полуволны. Такое перераспределение обеспечивается выбором соответствующих параметров излучателя.

Энергетический КПД в первую очередь определяется потерями энергии на ключе, поэтому активное сопротивление ключа в открытом состоянии должно составлять не более нескольких процентов от волнового сопротивления линии. Вместе с тем волновое сопротивление линии целесообразно выбирать так, чтобы оно было меньше входного импеданса вибратора на основной частоте. Реактивные составляющие импеданса ключа также желательно минимизировать, так как они приводят к увеличению длительности переходного процесса при включении ключа.

Увеличение направленности одного СКИ-излучателя может быть получено за счет увеличения его размеров, как в продольном, так и в поперечном направлении. Отметим, что ширина ДН первого максимума оказывается заметно меньше, чем ширина ДН в плоскости поперечного сечения. Например, на рис. 8 ширина ДН по уровню 3 дБ составляет 44° для первого максимума под углом 45° к оси, в то время как в плоскости поперечного максимуме второго полупериода ширина ДН составляет 90° . Это объясняется тем, что более высокие частоты высвечиваются под небольшими углами к оси.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования проводились с двумя типами СКИ-излучателей:

– макет **1** (симметричный вибратор с длиной плеча 15 см, диаметром 6 см, длинная линия с волновым сопротивлением $W = 60$ Ом, длиной 13 см),

– макет **2** – вибратор над проводящим диском (диаметр вибратора 6 см, длина плеча 17.5 см, длина линии 15 см, волновое сопротивление $W = 60$ Ом).

Зарядное напряжение для исследуемых излучателей составляло от 100 до 300 кВ.

Оценки параметров ключа, используемого в экспериментах, показывают, что он может обеспечить длительность фронта первого импульса ~ 200 пс и имеет сопротивление в состоянии проводимости $\sim 100 \dots 300$ мОм.

Электрическое поле измерялось в дальней зоне (на расстоянии 2.5 м и более) с помощью преобразователей напряженности импульсного электрического поля – ИППЛ-Л и ИППЛ-Д (производство ВНИИОФИ) с временем нарастания переходной характеристики 50 и 200 пс и длительностью переходной характеристики 5.6 и 25 нс соответственно. Измерения проводились под разными углами к оси излучателя. На рис. 11–12 для макета **1** представлены осциллограммы поля и их спектры, измеренные в плоскости центрального сечения, под углом $\theta = 90^\circ$.

Низкочастотный резонанс в спектре излучения в плоскости поперечного сечения имеет характерную двухпиковую форму, так как длина линии примерно равна длине плеча вибратора. Первый пик имеет максимальную амплитуду, а его ширина меньше ширины второй полуволны. На рис. 12 представлены три первые полуволны цуга. Из рисунка видно, что длительность фронта примерно равна 0.2 нс, а длительность первой полуволны примерно равна l/c и в два раза меньше длительности второй полуволны.

На рис. 13 представлена осциллограмма поля и его спектр, измеренные под углом $\theta = 50^\circ$ к оси вибратора. Спектр излучения под углом 50° смещен в более высокочастотную область, длительность первой полуволны заметно меньше, а нормированный эффективный потенциал больше чем в плоскости центрального сечения.

На рис. 14 представлены измеренные зависимости нормированного эффективного потенциала ER/U_0 от угла θ для макетов **1** и **2**. Эти диаграммы построены по первому (основному) пику излучения. Максимум излучения для рассматриваемых макетов направлен под углами $30^\circ \dots 50^\circ$ к оси.

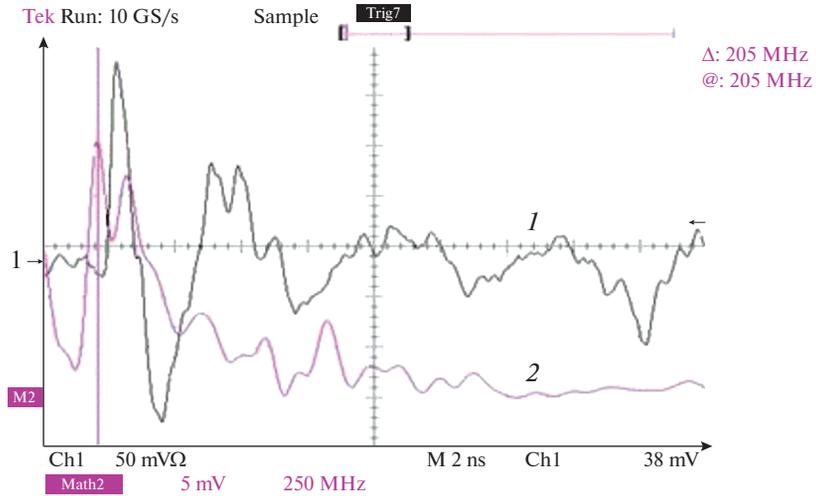


Рис. 11. Осциллограмма цуга (кривая 1) и его спектр (кривая 2) при $\theta = 90^\circ$.

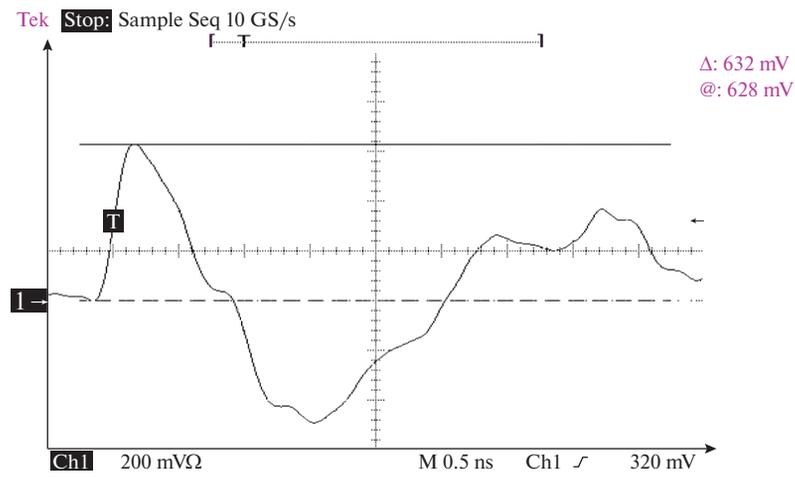


Рис. 12. Осциллограмма первых трех полувольт цуга при $\theta = 90^\circ$.

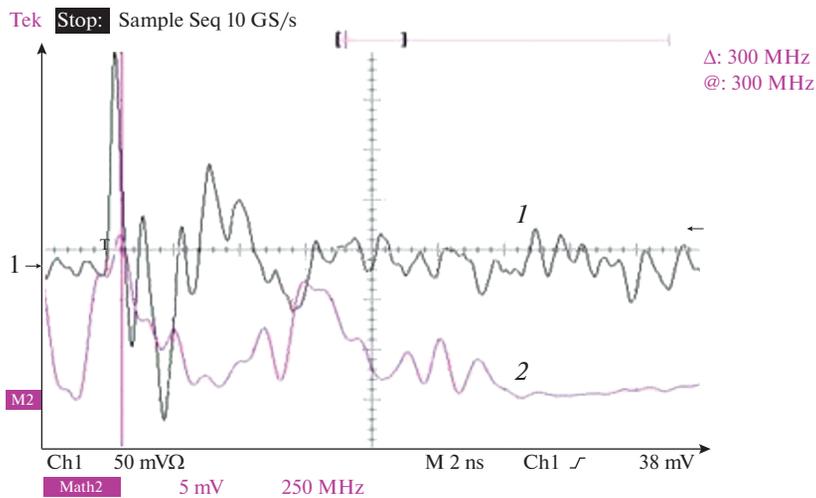


Рис. 13. Осциллограмма цуга (1) и его спектр (2) при $\theta = 50^\circ$.

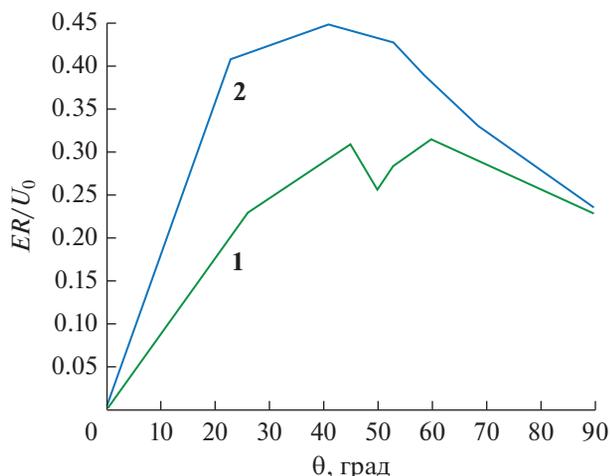


Рис. 14. Зависимость ER/U_0 от угла θ для макетов 1 и 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили определить эволюцию формы диаграмм направленности симметричного вибратора и дискоконусной антенны, источником возбуждения которых являются токи в длинной линии, коммутируемой ключом с малым временем коммутации τ .

В результате численного моделирования исследуемых систем получены характерные зависимости поля излучения от времени, которые имеют форму цуга, содержащего короткий первый импульс, определяемый продолжительностью коммутации ключа, и последующую поздневременную часть, соответствующую собственным колебаниям системы. Спектр излучения имеет максимумы на частотах, соответствующих резонансам длинной линии $f = c/4L, 3c/4L, \dots$ (L — длина линии). При этом низкочастотная часть спектра определяется длительностью цуга излучения.

Форма диаграммы направленности симметричного цилиндрического вибратора существенно зависит от параметра $l/(c\tau)$. При $l/(c\tau) \gg 1$ основной пик излучения имеет фронт длительностью τ и направлен под углом около $\theta \sim 30^\circ \dots 45^\circ$ к оси излучателя, с уменьшением τ его амплитуда растет, а угол θ уменьшается, максимум прижимается бли-

же к оси. При $l/(c\tau) \ll 1$ максимум излучения лежит в плоскости центрального сечения вибратора ($\theta = 90^\circ$), длительность первой полуволны порядка l/c . Более того, в разные моменты времени направление максимума излучения изменяется, происходит смещение максимума по угловым координатам. Схожий характер поведения демонстрирует форма ДН дискоконусной антенны. Качественный анализ результатов расчета спектра собственных колебаний (в спектральной области) и результатов суммирования вкладов от элементарных токов, текущих по поверхности излучателя (во временной области) позволяет объяснить основные закономерности излучения.

Экспериментальное исследование, проведенное на образцах СКИ-излучателей нескольких типов, работающих в метровом и дециметровом диапазоне длин волн, в целом подтверждает расчетное поведение характеристик излучения системы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы приносят благодарность Н.Ф. Ковалеву, В.А. Черепенину и В.Н. Корниенко за ценные замечания и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И.* Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. Новосибирск: Наука, 2015.
2. *Губанов В.П., Ефремов А.Н., Кошелев В.И. и др.* // ПТЭ. 2005. Т. 48. № 3. С. 46.
3. *Балдыгин В.А., Григорьев И.Н., Крученнов М.Б. и др.* // Изв. вузов. Физика. 2018. Т. 61. № 9/2. С. 86.
4. *Фортвов В.Е., Исаенков Ю.И., Михайлов В.М. и др.* // РЭ. 2013. Т. 58. № 11. С. 1102.
5. *Безруков М.Ю., Горбачев К.В., Исаенков Ю.И. и др.* // Труды 17-й Межд. Крымской конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, 10–14 сент., 2007. Севастополь: Вебер, 2007. Т. 2. С. 630.
6. *Baum C.E.* // Circuit and Electromagnetic System Design Notes. Note 45. September 10, 2000.
7. *Agee F.J., Baum C.E., Prather W.D. et al.* // IEEE Trans. 1998. V. PS-26. № 3. P. 860.
8. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988.