УДК 537.872

Быков А.Г., Лосев Д.В., Бардашов Д.С.
Национальный исследовательский Томский государственный университет

Электромагнитное поле элементарного излучателя в ближней зоне

Рассматривается задача об определении электромагнитного поля в ближней зоне излучателя в виде диполя при возбуждении его сигналом произвольной временной формы. Решение этой задачи позволяет выявить общие закономерности преобразования формы волны по мере удаления от источника. Предложенный подход, в отличие от классического, не приводит к неограниченному возрастанию амплитуды сигнала вблизи источника.

Ключевые слова: элементарный излучатель, ближняя зона.

Традиционно используемые соотношения теории излучающих устройств, в основном, ориентированы на описание электромагнитного поля в дальней зоне излучателя. Однако в течение ряда лет на кафедре радиофизики Томского государственного университета исследуется возможность создания сверхширокополосных комбинированных излучателей на основе анализа и управления потоками энергии в ближней зоне излучателя [1, 2]. Кроме того, в [3] показано, что для правильного описания преобразования волны при распространении ее в нелинейной среде нельзя ограничиться приближением дальней зоны, как в линейном случае, а необходимо последовательно учитывать взаимные изменения характеристик излучения и среды на всем пути распространения от источника до точки приема. Таким образом, для дальнейшего улучшения условий передачи, приема и распространения сверхширокополосного и высокомощного излучения необходимо, в частности, тщательное изучение физических процессов в ближней зоне излучателя. В то же время сложность проблемы адекватного описания характеристик электромагнитного поля вблизи источника определяется особенностью поля точечного источника (функции Грина) при $R \to 0$.

Значения напряженностей полей для диполя, расположенного в центре координат и характеризующегося постоянным распределением тока вдоль координаты z и произвольной временной формой $\varphi(t)$, имеет вид [4]

$$D_x(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\left[\frac{\Phi(t-R/v)}{4\pi R}\right], D_y(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\left[\frac{\Phi(t-R/v)}{4\pi R}\right],$$

$$D_z(\vec{r},t)=\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\frac{\Phi(t-R/v)}{4\pi R}\right]-\mu_a\varepsilon_a\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\varphi(t-R/v)}{4\pi R}\right], \qquad (1)$$

$$H_x(\vec{r},t)=\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\varphi(t-R/v)}{4\pi R}\right],\ H_y(\vec{r},t)=-\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\varphi(t-R/v)}{4\pi R}\right],\ H_z(\vec{r},t)=0,$$

где $\vec{D}, \vec{H}$ – векторы электрической индукции и напряженности магнитного поля, ε_a, μ_a – электрофизические характеристики среды, $v = 1/\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$ – скорость распространения волны в среде, $R = |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ – расстояние от центра диполя до точки наблюдения, $\Phi(t) = \int_0^t \varphi(\tau) d\tau$. Соответствующая плотность энергии в традиционно используемой сферической системе координат принимает вид

$$\frac{1}{2\varepsilon_a}\left(D_x^2 + D_y^2 + D_z^2\right) + \frac{\mu_a}{2}\left(H_x^2 + H_y^2 + H_z^2\right) = \frac{1}{2\varepsilon_a (4\pi R)^2}\left\{\sin^2\theta\left[\left(\frac{\varphi'}{v^2} + \frac{\varphi}{vR} + \frac{\Phi}{R^2}\right)^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \left(\frac{\varphi'}{v^2} + \frac{\varphi}{vR}\right)^2 + 4\cos^2\theta\left(\frac{\varphi}{vR} + \frac{\Phi}{R^2}\right)^2\right]\right\},$$

где у функции φ, ее производной и первообразной опущен аргумент $t - R/v$. Анализ этой формулы показывает, что в ближней зоне доминирует поле, направленное вдоль оси диполя и изменяющееся со временем как первообразная исходного распределения тока. В дальней зоне излучателя, наоборот, распространяется волна, пропорциональная производной исходного сигнала и имеющая максимум в направлении, перпендикулярном оси диполя. Однако, в непосредственной близости от излучателя значения полей неограниченно возрастают, эти формулы становятся неверными, и поэтому необходим более тонкий анализ величин этих полей. Это связано с тем, что в ближней зоне излучателя необходимо учитывать его размеры и форму.

Для решения этой задачи рассмотрим вместо диполя излучатель в виде малого цилиндра длиной h и радиусом поперечного сечения a, находящегося в центре координат. Тогда в формулах (1) под знак производных вместо множителя $1/R$ необходимо подставить величину

$$I = \int_0^a \rho' d\rho' \int_{-h/2}^{h/2} dz' \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi'}{\sqrt{\rho'^2 + \rho^2 - 2\rho'\rho\cos(\varphi' - \varphi) + (z' - z)^2}},$$

где (ρ, φ, z) – координаты точки приема в цилиндрической системе координат.

Внутренний интеграл можно вычислить точно [5]:

$$I = 2\int_0^a \sqrt{\frac{\rho'}{\rho}} d\rho' \int_{-h/2}^{h/2} dz' Q_{-1/2}\left(1 + \frac{(\rho' - \rho)^2 + (z' - z)^2}{2\rho'\rho}\right), \qquad (2)$$

где $Q_{-1/2}(x)$ – функция Лежандра второго рода. В случае, когда ее аргумент удовлетворяет условию $|x|>1$, ее можно вычислить с помощью гипергеометрического ряда [6]

$$Q_{-1/2}(x)=\frac{\pi}{\sqrt{2x}}F\left(\frac{3}{4},\frac{1}{4},1,\frac{1}{x^2}\right)=\frac{\pi}{\sqrt{2x}}\left(1+\frac{3}{16z^2}+\frac{105}{256z^4}+\ldots\right).$$

Подстановка в (2) при учете только первого члена дает

$$I=\int\limits_0^a \rho' d\rho' \int\limits_{-h/2}^{h/2} \frac{2\pi dz'}{\sqrt{\rho'^2+\rho^2+(z'-z)^2}} \approx \pi a^2 \ln\left|\frac{\sqrt{a^2+\rho^2+\left(\frac{h}{2}-z\right)^2}+\frac{h}{2}-z}{\sqrt{a^2+\rho^2+\left(\frac{h}{2}+z\right)^2}-\frac{h}{2}-z}\right|. \qquad (3)$$

В дальней зоне, когда малыми величинами h, a можно пренебречь, разложение логарифма по формуле Тейлора

$$\ln\left|\frac{\sqrt{a^2+\rho^2+\left(\frac{h}{2}-z\right)^2}+\frac{h}{2}-z}{\sqrt{a^2+\rho^2+\left(\frac{h}{2}+z\right)^2}-\frac{h}{2}-z}\right| \approx \frac{h}{\sqrt{\rho^2+z^2}}$$

дает привычное убывание $\sim 1/R$. С другой стороны, при $z=\rho=0$, выражение для I с точностью до размерного коэффициента совпадает с индуктивностью тонкого провода [7], что дает возможность в ближней зоне диполя воспользоваться методом эквивалентных схем [8].

Подчеркнем, что выражение (3), в отличие от классических формул (1), является ограниченным во всем пространстве, включая точки $z=\pm\frac{h}{2}$, $\rho=0$, где размещены «точечные заряды» диполя. Этот случай иллюстрирует рис. 1, построенный при значениях $h=0.01\text{м}$, $a=0.001\text{м}$.

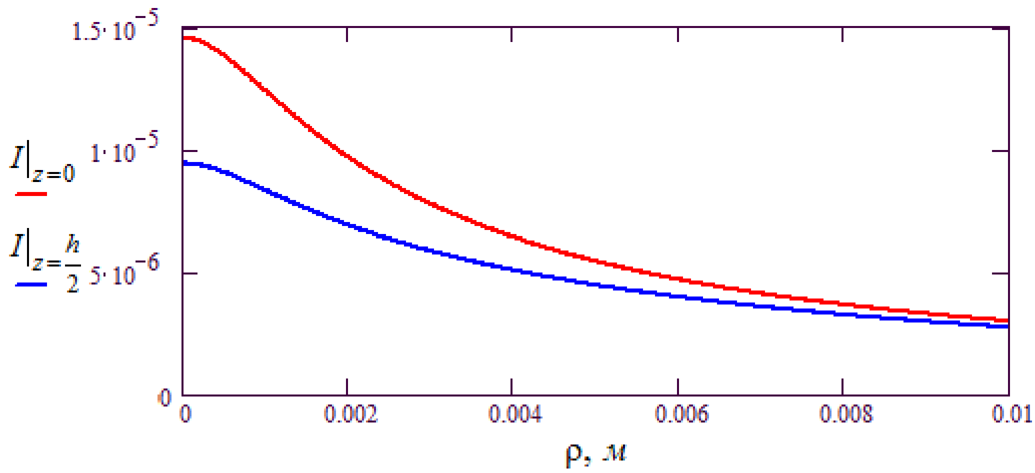

Рис. 1. Зависимость $I|_{z=0}$, $I|_{z=\frac{h}{2}}$ от ρ.

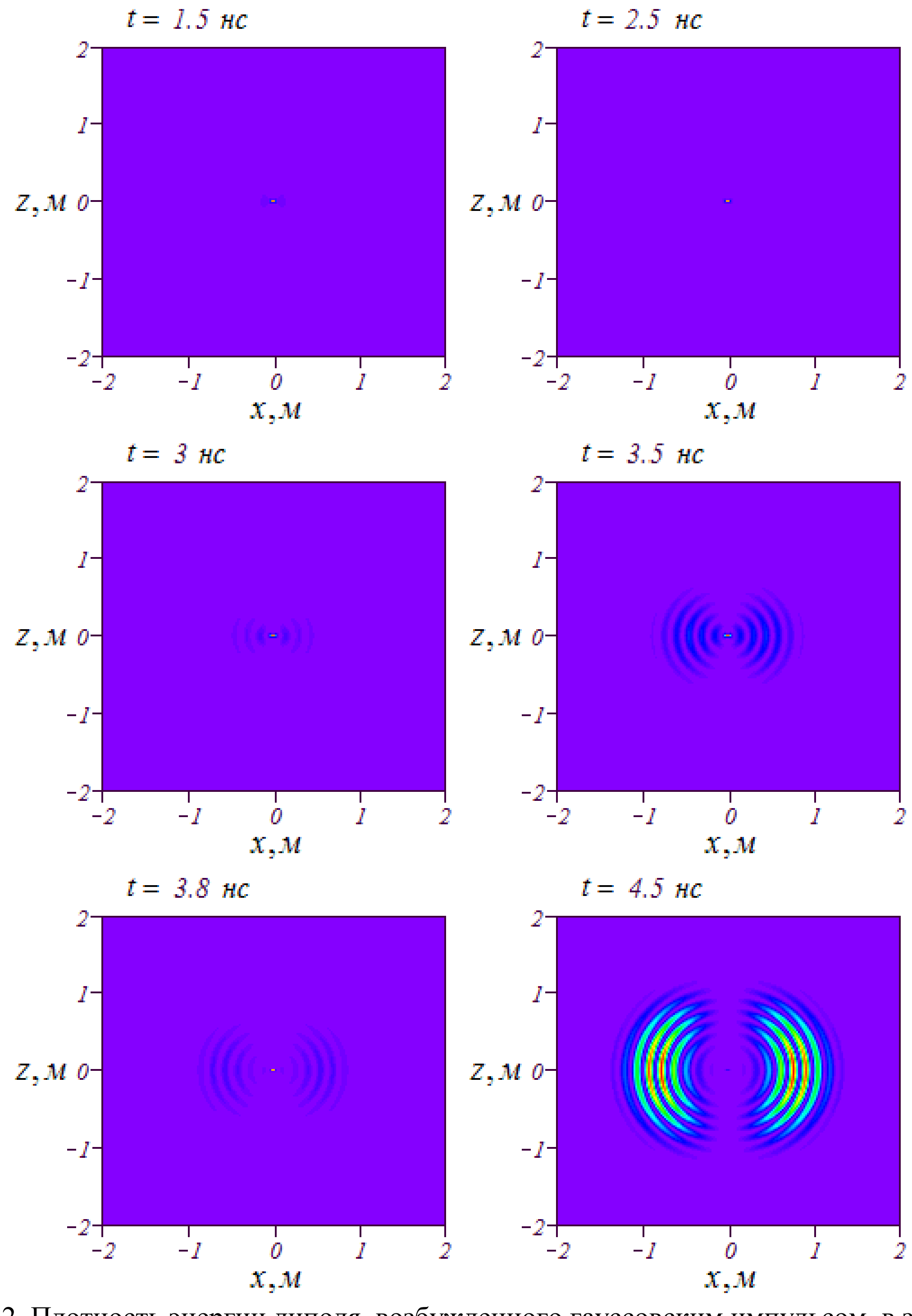

Рис. 2. Плотность энергии диполя, возбужденного гауссовским импульсом, в зависимости от координат в различные моменты времени.

Таким образом, в ближней зоне уточненные выражения для полей вычисляются по формулам (1), где вместо множителя $1/R$ необходимо подставить выражение (3). Приведем также выражение для плотности энергии, соответствующей формуле (3),

$$\frac{1}{2\varepsilon_a}\left(D_x^2+D_y^2+D_z^2\right)+\frac{\mu_a}{2}\left(H_x^2+H_y^2+H_z^2\right)=$$
$$=\frac{I^2\sin^2\theta}{2\varepsilon_a(4\pi)^2}\left\{\left[\left(\frac{\varphi'}{v^2}\right)^2+\left(\frac{\varphi'}{v^2}+\frac{\varphi}{vR}\right)^2\right]\right\},$$

где в качестве расстояния следует использовать величину $R=\sqrt{a^2+\rho^2+z^2}$.

Отметим, что в отличие от классического случая, в ближней зоне отсутствуют составляющие электрического и магнитного полей, убывающие быстрее, чем $1/R$, и сложная угловая зависимость. В то же время при $R\to\infty$ (дальняя зона) формула совпадает с классическим случаем, что является косвенным аргументом правильности предлагаемой зависимости.

Для наглядности плотность энергии в различные моменты времени изображена на рис. 2, в виде инверсных градаций яркости. При этом в качестве источника возбуждения был выбран гауссовский импульс

$$\varphi(t)=Ae^{-\beta(t-t_0)^2}\sin\omega(t-t_0),$$

где $A=50$, $\beta=0.6$ *ГГц*, $\omega=2\pi f$, $f=1$ *ГГц*, $t_0=10$ *нс*. Такая форма сигнала широко используется при моделировании сверхширокополосных импульсов [9]. Сначала наблюдается эффект обмена энергией между излучателем и близлежащим пространством, после чего происходит формирование сферической волны.

Библиографический список

1. Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И., Плиско В.В. О возможности расширения полосы пропускания малогабаритных излучателей // Радиотехника и электроника, 1999, Т. 44, № 2. – С. 178-184.
2. Буянов Ю.И. Электродинамика ближней зоны короткого диполя // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, 2014, № 4. – С. 31-33.
3. Лосев Д.В., Бардашов Д.С., Быков А.Г. Метод вариации параметров в задаче распространения волн в нелинейных средах // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), 2017, № 2.
4. Якубов В.П. Электродинамика. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 148 с.
5. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Марычев О.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1981. – 800 с.
6. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
7. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: справочная книга. - Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.
8. Быков А.Г., Лосев Д.В., Бардашов Д.С. Рассеяние волн нелинейным объектом // Известия высших учебных заведений. Физика, 2015, Т. 58, № 10-3. – С. 9-11.
9. Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. – Новосибирск: Наука, 2015. – 481 с.