

УДК 535.41

В. В. Сидоренков, В. В. Толмачев

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИПОЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Рассмотрена задача об интерференционном потоке электромагнитной энергии на элементарный дипольный излучатель, находящийся в произвольном внешнем электромагнитном поле. На основе полученных результатов исследовано интерференционное энергетическое взаимодействие двух произвольно ориентированных диполей, излучающих на одинаковой частоте и находящихся на заданном расстоянии друг от друга в однородной диэлектрической среде (вакууме). Изложены некоторые физические аспекты проблемы передачи и приема электромагнитных сигналов с помощью интерференционного энергетического потока.

Интерференцию полей электромагнитных (ЭМ) волн¹ с энергетической точки зрения можно рассматривать как интерференционное энергетическое взаимодействие излучателей этих волн. Указанное взаимодействие обусловлено тем, что энергия одного излучателя в присутствии ЭМ поля другого изменяется, и он излучает или поглощает дополнительную энергию. В пространстве, окружающем источники, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, существует суммарное ЭМ поле, обладающее сложной энергетической потоковой структурой, создаваемой локальными интерференционными потоками. В итоге образуются интегральные потоки энергии, дополнительно поступающие на излучатели или дополнительно испускаемые ими в пространство.

Характерные особенности интерференционного энергетического взаимодействия конкретных излучателей можно выявить, анализируя интерференцию излучаемых ими ЭМ волн, которые определяются геометрией и типом ЭМ излучателей, а также материальными параметрами среды, где распространяются волны. Такое взаимодействие рассматривалось в работах [1-3] для пассивного, т.е. не излучающего самостоятельно, элементарного (точечного) электрического диполя, находящегося в поле плоской ЭМ волны. Установлено, что энергия на излучатель от поля плоской ЭМ волны поступает в виде потока, возникающего при интерференции двух волн: плоской и сферической дипольной. Показано, что площадь эффективного сечения поглощения энергии дипольной антенны существенно превосходит площадь ее геометрического сечения и соответствует величине, близкой к квадрату длины волны принимаемого

¹ Принцип суперпозиции ЭМ полей, следующий из уравнений Максвелла, не означает, что суммарное поле обладает только свойствами исходных полей. Новое ЭМ поле может иметь дополнительные физические свойства, что подтверждается, в частности, явлением интерференции.

ЭМ излучения. Следовательно, дипольная антенна принимает энергию ЭМ сигналов от антенны передатчика вследствие интерференционного взаимодействия, проявляющего себя в виде интерференционной энергетической потоковой структуры между излучателями.

Указанная потоковая структура описана и исследована в работах [4-7] для эффекта туннельной ЭМ интерференции, т.е. интерференции полей встречных ЭМ волн в туннельной области, где волновые векторы чисто мнимые для среды с полным внутренним отражением и комплексные для среды с поглощением. Экспериментально установлено [4,5], что с помощью интерференционной энергетической потоковой структуры в поглощающих средах можно передавать ЭМ сигналы, уровень которых значительно меньше минимального предельного уровня сигналов при передаче обычным образом с помощью одной волны. Показано также [5,7], что туннельная ЭМ интерференция в средах с поглощением сопровождается своеобразной диссипацией энергии, существенно влияющей на эффективность взаимодействия среды с ЭМ полем.

Несомненно, в процессах излучения и поглощения энергии ЭМ излучателями энергетические аспекты явления интерференции играют существенную роль, которая должным образом еще не оценена. В частности, интерференционное энергетическое взаимодействие передающего и приемного излучателей при радиосвязи по существу не исследовано. Полностью отсутствует анализ указанного взаимодействия в важном как для теории, так и для практики случае двух активных (автономно излучающих) дипольных антенн.

Интерференционный поток электромагнитной энергии на элементарный дипольный излучатель. Рассмотрим элементарный дипольный излучатель, гармонически колеблющийся с угловой частотой ω . Он помещен в произвольное внешнее ЭМ поле с комплексными компонентами напряженностей в точке расположения диполя $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - \beta)} \hat{E}$ и $\vec{H} = H_0 e^{-i(\omega t - \beta)} \hat{H}$, гармонически осциллирующее с частотой, равной частоте колебаний диполя. Комплексные дипольные моменты запишем как $\vec{p} = p_0 e^{-i(\omega t - \alpha)} \hat{p}$ (электрический диполь) и $\vec{m} = m_0 e^{-i(\omega t - \alpha)} \hat{m}$ (магнитный диполь). Здесь \hat{p} , \hat{m} , \hat{E} , \hat{H} — действительные единичные направляющие векторы, а углы α и β определяют соответственно начальные фазы колебаний дипольного излучателя и ЭМ поля в точке расположения диполя.

Предположим, что электрический диполь помещен в начало декартовой системы координат $(0, 0, 0)$ таким образом, что вектор его дипольного момента ориентирован вдоль оси oz . Тогда $\hat{p} = \vec{e}_3$ (\vec{e}_3 — орт оси oz). Выражения для комплексных напряженностей электрического и магнитного полей, создаваемых указанным диполем в сферической системе координат, имеют вид [8]

$$\begin{aligned} \vec{E}^p &= \frac{p_0}{2\pi\epsilon_0} \cos\theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_r + \\ &+ \frac{p_0}{4\pi\epsilon_0} \sin\theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_\theta; \\ \vec{H}^p &= -\frac{p_0}{4\pi} i\omega \sin\theta \left(\frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_\varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ — орты координатной системы; ϵ_0 — электрическая постоянная; $k = \omega/c$ — волновое число; c — скорость распространения волны; индекс “ p ” обозначает поле электрического диполя.

В каждой точке пространства наряду с потоками энергии ЭМ поля, излучаемого диполем, и внешнего ЭМ поля возникает локальный интерференционный поток энергии, комплексный вектор Пойнтинга которого $\vec{S}_{\text{инт}}^p = \frac{1}{2}[\vec{E}^p, \vec{H}^*] + \frac{1}{2}[\vec{E}, \vec{H}^{p*}]$, где индекс “ $*$ ” означает комплексное сопряжение. Интегрируя радиальную компоненту этого вектора по поверхности σ_r сферы произвольного радиуса r с центром в начале координат, после усреднения по периоду колебаний получаем интегральный интерференционный поток ЭМ энергии $\mathcal{E}_{\text{инт}}^p = \text{Re}(\int_{\sigma_r} S_{r\text{инт}}^p d\sigma)$, излучаемый диполем. После несложных алгебраических преобразований приходим к формуле

$$\mathcal{E}_{\text{инт}}^p = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_{\sigma_r} ([\vec{n}, \vec{E}^p] \vec{H}^*) d\sigma \right\} + \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_{\sigma_r} ([\vec{H}^{p*}, \vec{n}] \vec{E}) d\sigma \right\}, \quad (2)$$

где $\vec{n} = \vec{e}_r$ — внешняя нормаль к поверхности σ_r , причем $d\sigma = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$. Подставим соотношения (1) в выражение (2). Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{инт}}^p = & \text{Re} \left\{ \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) p_0 e^{-i(\omega t - kr)} \left[\int_{\sigma_r} \sin \theta (\vec{e}_\varphi, \vec{H}^*) d\sigma \right] \right\} + \\ & + \text{Re} \left\{ \frac{i\omega}{8\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} \right) p_0^* e^{i(\omega t - kr)} \left[\int_{\sigma_r} \sin \theta (\vec{e}_\theta, \vec{E}) d\sigma \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрим первый интеграл в соотношении (3):

$$J_1 = \int_{\sigma_r} \sin \theta (\vec{e}_\varphi, \vec{H}^*) d\sigma.$$

Учитывая, что $(\vec{e}_\varphi, \vec{H}^*) = -\sin \varphi H_x^* + \cos \varphi H_y^*$, разложив функции H_x^* и H_y^* в ряды Тейлора по x, y, z в окрестности точки $(0, 0, 0)$ при малых r , получим

$$J_1 \simeq r^3 \frac{4\pi}{3} \left\{ -\frac{\partial H_x^*}{\partial y}(0) + \frac{\partial H_y^*}{\partial x}(0) \right\}. \quad (4)$$

(Аргумент (0) означает, что соответствующие производные берем в точке $(0, 0, 0)$). Выражение (4) можно преобразовать с помощью уравнения Максвелла $\text{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \epsilon_0 \vec{E}$. Тогда

$$J_1 \simeq -\frac{4\pi}{3} r^3 i\omega \epsilon_0 E_z^*(0). \quad (5)$$

Аналогично для второго интеграла из соотношения (3), учитывая, что $(\vec{e}_\theta, \vec{E}) = \cos \theta \cos \varphi E_x + \cos \theta \sin \varphi E_y - \sin \theta E_z$. Полагая $E_x \simeq E_x(0)$, $E_y \simeq E_y(0)$, $E_z \simeq E_z(0)$, получим

$$J_2 = \int_{\sigma_r} \sin \theta (\vec{e}_\theta, \vec{E}) d\sigma \simeq -\frac{8\pi}{3} r^2 E_z(0). \quad (6)$$

Подставив выражения (5) и (6) в формулу (3) с учетом $E_z(0) = E_{0z} \times e^{-i(\omega t - \beta)}$ и переходя к пределу при $r \rightarrow 0$, можно записать

$$\mathcal{E}_{\text{инт}}^p = -\frac{1}{2} \omega p_0 E_{0z} \sin(\alpha - \beta), \quad (7)$$

где E_{0z} — амплитуда действительной z -компоненты напряженности электрического поля внешней ЭМ волны в точке расположения диполя; p_0 — действительная амплитуда колебаний диполя.

В случае произвольно направленного \vec{p} обобщенная формула для усредненного по периоду колебаний интегрального интерференционного потока ЭМ энергии, испускаемой диполем в единицу времени, при наличии произвольного внешнего ЭМ поля имеет вид

$$\mathcal{E}_{\text{инт}}^p = -\frac{1}{2} \omega \text{Im} \{ (\vec{p}, \vec{E}^*) \}. \quad (8)$$

Аналогичные рассуждения можно провести и для элементарного магнитного дипольного излучателя, расположенного в начале координат (0,0,0) и создающего ЭМ поле с комплексными напряженностями [8]

$$\begin{aligned} \vec{E}^m &= \frac{m_0}{4\pi} i\omega\mu_0 \sin\theta \left(\frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_\varphi; \\ \vec{H}^m &= \frac{m_0}{2\pi} \cos\theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_r + \\ &+ \frac{m_0}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) e^{-i(\omega t - kr)} \vec{e}_\theta, \end{aligned} \quad (9)$$

где индекс "m" обозначает поле магнитного диполя; μ_0 — магнитная постоянная.

Тогда

$$\mathcal{E}_{\text{инт}}^m = -\frac{1}{2} \mu_0 \omega \text{Im} \{ (\vec{m}, \vec{H}^*) \}. \quad (10)$$

Интерференционное энергетическое взаимодействие дипольных электромагнитных излучателей. Выражения (8) и (10) можно применить к интерференционному энергетическому взаимодействию двух элементарных дипольных излучателей различного типа, колеблющихся с одинаковой частотой ω . Вместо напряженностей \vec{E} , \vec{H} произвольного поля в формулы (8), (10) подставим напряженности ЭМ поля, создаваемого вторым дипольным излучателем (соотношения (1) для электрического диполя или (9) для магнитного) в точке расположения первого излучателя. Считаем, что диполи находятся на расстоянии R друг от друга. Введем обозначения: β_1 и β_2 — углы между направлениями единичных векторов дипольных моментов и отрезком прямой, соединяющим диполи; γ — угол между направлениями дипольных моментов; ψ — пространственный двугранный угол между плоскостями, проведенными через векторы дипольных моментов и отрезок, соединяющий диполи.

Тогда усредненные по периоду колебаний интерференционный поток ЭМ энергии \mathcal{E}_{1p}^p , вытекающей из первого электрического диполя при наличии излучения второго электрического диполя, а также интерференционный поток ЭМ энергии \mathcal{E}_{1m}^m , вытекающий из магнитного диполя, при наличии поля второго определим как

$$\mathcal{E}_{1p}^p = F_{12} \sqrt{\mathcal{E}_{1p} \mathcal{E}_{2p}}; \quad \mathcal{E}_{1m}^m = F_{12} \sqrt{\mathcal{E}_{1m} \mathcal{E}_{2m}}, \quad (11)$$

где

$$F_{12} = \frac{3}{2} \left[\left(\frac{1}{kR} - \frac{3}{(kR)^3} \right) \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \left(\frac{1}{kR} - \frac{1}{(kR)^3} \right) \cos \gamma \right] \sin(\alpha_1 - \alpha_2 + kR) + kR + \frac{3}{2} \left[\frac{3}{(kR)^2} \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \frac{1}{(kR)^2} \cos \gamma \right] \cos(\alpha_1 - \alpha_2 + kR);$$

α_1, α_2 — начальные фазы колебаний дипольных моментов. Потоки энергии собственного (в отсутствие внешнего ЭМ поля) излучения электрического или магнитного диполя соответственно равны [8]

$$\mathcal{E}_p = \frac{\mu_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{12\pi} \omega^4 p_0^2; \quad \mathcal{E}_m = \frac{\epsilon_0 \mu_0^2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{12\pi} \omega^4 m_0^2. \quad (12)$$

Аналогично, усредненный по периоду колебаний интерференционный поток ЭМ энергии \mathcal{E}_{1p}^m , вытекающей из электрического диполя при наличии поля излучения магнитного диполя, а также интерференционный поток ЭМ энергии \mathcal{E}_{1m}^p , вытекающей из магнитного диполя, при наличии поля электрического диполя имеют вид

$$\mathcal{E}_{1p}^m = G_{12} \sqrt{\mathcal{E}_{1p} \mathcal{E}_{2m}}; \quad \mathcal{E}_{1m}^p = -G_{12} \sqrt{\mathcal{E}_{1m} \mathcal{E}_{2p}}, \quad (13)$$

где

$$G_{12} = \frac{3}{2} \eta \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \psi \left[\frac{1}{(kR)^2} \cos(\alpha_1 - \alpha_2 + kR) + \frac{1}{kR} \sin(\alpha_1 - \alpha_2 + kR) \right].$$

В выражении для G_{12} множитель $\eta = 1$, если векторы $\hat{p}_1, \hat{R}, \hat{m}_2$ или $\hat{m}_1, \hat{R}, \hat{p}_2$ образуют правую тройку, и $\eta = -1$, если левую. (Отметим, что выражения (11) и (13) описывают не полные потоки энергии, а только соответствующие интерференционные).

Входящие в формулы (11) и (13) величины F_{12} и G_{12} имеют простой физический смысл. Их следует считать коэффициентами интерференционной энергетической связи между излучателями, аналогичными коэффициентам взаимной емкости и взаимной индукции в электрических цепях. При этом коэффициенты F_{12} и G_{12} , определяющие эффективность интерференционного энергетического взаимодействия двух дипольных ЭМ излучателей, полностью аналогичны коэффициенту интерференционного прохождения $T = \mathcal{E}_{\text{инт}} / \sqrt{\mathcal{E}_{10} \mathcal{E}_{20}}$, введенному при описании явления туннельной ЭМ интерференции [4]. На рис. 1 представлены расчетные зависимости F_{12} и G_{12} от параметра kR для нескольких значений

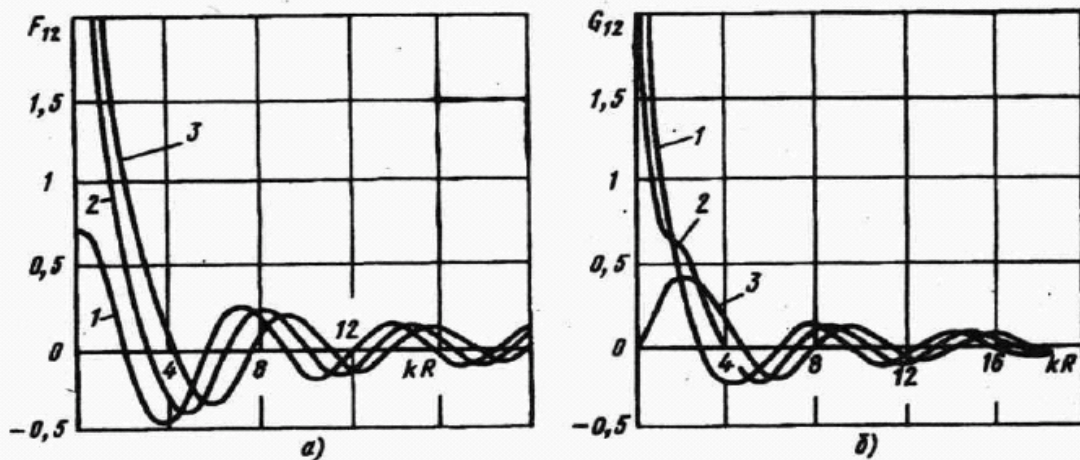


Рис. 1. Расчетные зависимости коэффициентов интерференционной энергетической связи F_{12} для однотипных (а) и G_{12} для разнотипных (б) диполей от параметра kR :

1 — $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$; 2 — 45° ; 3 — 90°

разности $\alpha_1 - \alpha_2$ при следующих значениях углов взаимной ориентации излучателей в пространстве: $\beta_1 = \beta_2 = \gamma = \psi = 0$ для $F_{12}(kR)$ и $\beta_1 = \beta_2 = \gamma = \psi = 90^\circ$ для $G_{12}(kR)$.

Интерференционный поток энергии для системы двух диполей в квазистатическом и волновом приближении. Из выражений (11) и (13) видно, что коэффициенты F_{12} и G_{12} зависят от безразмерного параметра kR , т.е. от расстояния между диполями и частоты их излучения. Исследуем предельные случаи: $kR \ll 1$ (излучатели находятся в ближних зонах друг друга) и $kR \gg 1$ (излучатели расположены в волновых зонах друг друга).

Случай $kR \ll 1$. В выражениях (11), (13) наиболее существенными являются члены, пропорциональные $1/(kR)^3$ для F_{12} и $1/(kR)^2$ для G_{12} , поэтому

$$F_{12} \approx -\frac{3}{2(kR)^3} (3 \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma) \sin(\alpha_1 - \alpha_2); \quad (14)$$

$$G_{12} = \frac{3\eta}{2(kR)^2} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \psi \cos(\alpha_1 - \alpha_2).$$

Так как в рассматриваемом случае излучающие элементарные диполи находятся на небольшом по сравнению с длиной волны расстоянии друг от друга, то представляет интерес суммарный поток ЭМ энергии, излучаемый на бесконечность через замкнутую поверхность, окружающую оба излучателя. Например, для двух электрических диполей указанный интерференционный поток энергии при $kR \rightarrow 0$ имеет вид

$$\mathcal{E}_{1p}^p + \mathcal{E}_{2p}^p = \frac{\mu_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{6\pi} \omega^4 p_{10} p_{20} \cos \gamma \cos(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (15)$$

Этот результат имеет простую интерпретацию. Полагая $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$, получим $p^2 = (\vec{p}, \vec{p}^*) = p_{10}^2 + p_{20}^2 + 2p_{10}p_{20} \cos \gamma \cos(\alpha_1 - \alpha_2)$. Подставив (\vec{p}, \vec{p}^*) в формулу (12) и сохранив только интерференционное слагаемое, получим формулу (15).

В случае двух магнитных диполей аналогичный интерференционный поток энергии составляет

$$\mathcal{E}_{1m}^m + \mathcal{E}_{2m}^m = \frac{\varepsilon_0 \mu_0^2 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{6\pi} \omega^4 m_{10} m_{20} \cos \gamma \cos(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (16)$$

Он также представляет собой интерференционное слагаемое в формуле (12) для излучения магнитного диполя с моментом $\vec{m} = \vec{m}_1 + \vec{m}_2$.

Интегральный интерференционный поток энергии на бесконечность при взаимодействии пары разнотипных диполей получим из формул (13):

$$\mathcal{E}_{1p}^m + \mathcal{E}_{2m}^p = \eta \frac{\varepsilon_0 \mu_0^2 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{12\pi} \omega^5 R p_{10} m_{20} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \psi \sin(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (17)$$

Видно, что при $R = 0$ указанный поток равен нулю и не зависит от взаимной ориентации излучателей и их параметров излучения.

Перейдем к рассмотрению интерференционного потока ЭМ энергии между излучателями. Согласно соотношениям (14), F_{12} и G_{12} таковы, что интерференционный энергетический поток может значительно превышать потоки энергии излучения отдельных диполей. На первый взгляд такой результат кажется абсурдным. Однако следует учесть, что при $kR \ll 1$ рассматриваемые интерференционные энергетические потоки связаны исключительно с квазистатическим (электротехническим) взаимодействием диполей, характеризуемым коэффициентами взаимной емкости C_{12} или взаимной индукции M_{12} . Потоки энергии, излучаемые диполями, пренебрежимо малы по сравнению с потоком энергии их взаимодействия (например, в индуктивном трансформаторе).

Рассмотрим энергию взаимодействия диполей в соответствии с общими формулами электростатики и магнитостатики:

$$U_{12}^p = -(\vec{p}_1, \vec{E}_2); \quad U_{12}^m = -(\vec{m}_1, \vec{B}_2),$$

где \vec{E}_2 и \vec{B}_2 — действительные векторы электрической напряженности и магнитной индукции, создаваемые вторым диполем в точке расположения первого.

Для однотипных электрических или магнитных диполей с учетом соотношений (1) и (9) при $\omega = 0$ получим

$$U_{1p}^p = \frac{p_1 p_2}{4\pi \varepsilon_0 R^3} (3 \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma);$$

$$U_{1m}^m = \frac{\mu_0 m_1 m_2}{4\pi R^3} (3 \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma).$$

Данными статическими формулами можно пользоваться и в случае, когда \vec{p} и \vec{m} зависят от времени (в частности, при $\vec{p} = p_0 \cos(\omega t - \alpha) \vec{p}$ и $\vec{m} = m_0 \cos(\omega t - \alpha) \vec{m}$), если можно пренебречь ЭМ излучением диполей. Тогда в квазистатическом приближении ($\omega \rightarrow 0$) интегральные интерференционные потоки определим как $\mathcal{E}_{1p}^p = \langle dU_{1p}^p/dt \rangle$ и $\mathcal{E}_{1m}^m = \langle dU_{1m}^m/dt \rangle$ (угловые скобки обозначают усреднение по периоду колебаний). Легко

убедиться, что полученные в итоге выражения совпадают с выражениями (11) при $kR \ll 1$.

Случай разнотипных диполей в квазистатической теории не рассматривался, так как в статике (при $\omega = 0$) нет энергии их взаимодействия. Однако, в квазистатическом приближении ($kR \ll 1$, $\omega \rightarrow 0$) энергию взаимодействия разнотипных диполей рассчитать все же можно. Действительно, электрический диполь с переменным во времени моментом $\vec{p}(t)$ можно сопоставить с векторным элементом тока $i d\vec{l} = d\vec{p}/dt$, который по закону Био—Савара создает магнитное поле

$$\vec{B} = \mu_0 \left[\frac{d\vec{p}}{dt}, \vec{r} \right] / 4\pi r^3,$$

где \vec{r} — радиус-вектор с началом в точке расположения диполя и концом в точке, где рассматривается вектор \vec{B} . Энергия взаимодействия магнитного диполя, помещенного в это поле, имеет вид

$$U_{1m}^p = \frac{\mu_0 m_1}{4\pi R^2} \frac{dp_2}{dt} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \psi.$$

Тогда $\mathcal{E}_{1m}^p = \langle dU_{1m}^p/dt \rangle$. В случае гармонических дипольных моментов $m_1 = m_{10} \cos(\omega t - \alpha_1)$, $p_2 = p_{20} \cos(\omega t - \alpha_2)$ излучателей, колеблющихся с одинаковой частотой, получим выражение, совпадающее с выражением (13) при $kR \ll 1$.

Отметим, что электротехническая теория квазистатических ЭМ явлений носит, разумеется, приближенный характер. Она является асимптотическим пределом рассматриваемой в настоящей работе строгой электродинамической теории интерференционного энергетического взаимодействия двух дипольных излучателей при $\omega \rightarrow 0$ или при $R \rightarrow 0$. С ростом kR появляются поправки двух видов: на собственное излучение диполей и на уточнение формы зависимости интерференционного потока от параметра kR .

Случай $kR \gg 1$. В выражениях (11) и (13) для F_{12} и G_{12} наиболее существенными являются члены, пропорциональные $1/kR$, поэтому

$$\begin{aligned} F_{12} &\simeq \frac{3}{2kR} (\cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma) \sin(\alpha_1 - \alpha_2 + kR); \\ G_{12} &\simeq \frac{3\eta}{2kR} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \psi \sin(\alpha_1 - \alpha_2 + kR). \end{aligned} \quad (18)$$

В данном случае ЭМ поле, создаваемое вторым диполем в окрестности точки расположения первого, переходит в поле плоской волны. Таким образом, при $kR \gg 1$ задача о взаимодействии двух диполей превращается в задачу о диполе, находящемся в поле плоской ЭМ волны.

Применим формулы (8) и (10) к интерференционному энергетическому взаимодействию элементарного дипольного излучателя с падающей на него плоской ЭМ волной. Напряженности электрического и магнитного полей плоской волны в точке расположения диполя запишем как [8]

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 e^{-i(\omega t - \beta)} \hat{E}; \\ \vec{H} &= H_0 e^{-i(\omega t - \beta)} \hat{H}, \end{aligned} \quad (19)$$

где E_0 и H_0 связаны соотношением $\sqrt{\epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0} H_0$, β — начальная фаза колебаний поля ЭМ волны. Подставляя выражения (19) в формулу (8) (или (10)), получим усредненные по периоду колебаний интегральные интерференционные потоки ЭМ энергии:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{инт}}^p &= -\frac{1}{2} \omega p_0 E_0 \sin(\alpha - \beta) (\hat{p}, \hat{E}); \\ \mathcal{E}_{\text{инт}}^m &= -\frac{1}{2} \mu_0 \omega m_0 H_0 \sin(\alpha - \beta) (\hat{m}, \hat{H}), \end{aligned} \quad (20)$$

где α — начальная фаза колебаний диполя. Обозначим δ угол между \hat{p} и \hat{E} или \hat{m} и \hat{H} . Тогда $(\hat{p}, \hat{E}) = (\hat{m}, \hat{H}) = \cos \delta$. Отметим, что выражение для $\mathcal{E}_{\text{инт}}^p$ было получено в работе [1] для частного случая при рассмотрении задачи о рассеянии плоской ЭМ волны на пассивном элементарном электрическом диполе.

Интерференционное энергетическое взаимодействие дипольного излучателя с полем плоской ЭМ волны можно описать с помощью эффективного сечения поглощения σ [1], которое определяется как отношение потока ЭМ энергии, поглощаемой излучателем $\mathcal{E}_{\text{инт}}$, к усредненной по периоду колебаний интенсивности ЭМ волны, падающей на диполь: $I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 c = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 c$. Запишем выражения для эффективных сечений поглощения σ_p и σ_m для электрического и магнитного диполя соответственно:

$$\begin{aligned} \sigma_p &= -\frac{\mathcal{E}_{\text{инт}}^p}{I_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \omega \frac{p_0}{E_0} \cos \delta \sin(\alpha - \beta); \\ \sigma_m &= -\frac{\mathcal{E}_{\text{инт}}^m}{I_0} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \omega \frac{m_0}{H_0} \cos \delta \sin(\alpha - \beta). \end{aligned} \quad (21)$$

Видно, что площадь σ зависит от величины дипольного момента излучателя, который для пассивного диполя определяется амплитудой поля внешней ЭМ волны, падающей на диполь ($p_0 = p_{\text{пас}} = \chi E_0$, где χ — коэффициент поляризации диполя), а для активного диполя — еще и внутренним источником ЭМ колебаний диполя ($p_0 = p_{\text{пас}} + p_{\text{акт}}$). Так как при $kR \gg 1$ легко обеспечить $p_{\text{акт}} \gg p_{\text{пас}}$, то $\sigma_{\text{акт}}$ (активного дипольного излучателя) может быть значительно больше, чем $\sigma_{\text{пас}}$ (пассивного диполя). В определенном интервале значений $\alpha - \beta$ сечение поглощения активного диполя будет отрицательным, что указывает на излучение диполем дополнительной ЭМ энергии за счет интерференционного энергетического взаимодействия излучателя с внешним полем.

Передача энергии электромагнитных сигналов с помощью интерференционного потока. Как следует из проведенного анализа, поток ЭМ энергии, поступающий от внешней ЭМ волны на дипольный излучатель, используемый в качестве приемной антенны, представляет собой интерференционный энергетический поток суммарного ЭМ поля двух волн: внешней волны, падающей на диполь, и волны, излучаемой самим диполем (в случае пассивного диполя — переизлучаемой волны). Так как приемный ЭМ излучатель является преобразователем энергии поля падающей на него ЭМ волны в энергию электрического тока, поступающего во входные цепи приемника (для передающего излучателя, наоборот, энергия электрического тока источника ЭМ колебаний преобразуется в энергию поля излучаемой ЭМ волны), то для анализа процессов

передачи ЭМ энергии между дипольными излучателями необходимо рассмотреть указанное преобразование.

Формально антенна заменяется некоторым источником "наведенной ЭДС" \mathcal{E} , создающей в цепи нагрузки электрический ток ЭМ сигнала $i = \mathcal{E}/(Z_r + Z_n)$, где Z_r и Z_n — соответственно импедансы антенны и нагрузки. При этом полная электрическая мощность указанной ЭДС, усредненная по периоду колебаний, $W = \langle \mathcal{E}i \rangle$.

Рассмотрим физическую природу энергетической мощности "наведенной ЭДС" [1]. Согласно определению, $\mathcal{E} = \int_l \vec{E} d\vec{l} = E_l l$, где $E = E_0 \cos(\omega t - \beta)$ — электрическая напряженность поля ЭМ волны, пришедшей к излучателю; l — эффективная длина антенны. Электрический ток в антенне $i = \frac{1}{l} \frac{dp}{dt}$, где $p = p_0 \cos(\omega t - \alpha)$ — дипольный момент антенны. Тогда мощность, вырабатываемая источником "наведенной ЭДС"

$$\begin{aligned} W &= \langle \mathcal{E}i \rangle = -\omega p_0 E_0 \langle \sin(\omega t - \alpha) \cos(\omega t - \beta) \rangle = \\ &= -\frac{1}{2} \omega p_0 E_0 \langle \sin(2\omega t - \alpha - \beta) + \sin(\beta - \alpha) \rangle = \\ &= \frac{1}{2} \omega p_0 E_0 \sin(\alpha - \beta). \end{aligned} \quad (22)$$

Сравнивая полученную формулу с формулой (7), можно убедиться, что выполняется равенство $W = -\mathcal{E} p_{\text{инт}}$. Аналогичный расчет нетрудно провести и для магнитной дипольной антенны.

Таким образом, для активного приемного дипольного излучателя мощность "наведенной ЭДС" в силу условия $p_{\text{акт}} \gg p_{\text{пас}}$ определяется амплитудой электрического тока в диполе от внутреннего источника ЭМ колебаний (местного генератора). Чтобы охарактеризовать повышение мощности принимаемого антенной сигнала, введем коэффициент усиления активной приемной антенны

$$K = \frac{W_{\text{акт}}}{W_{\text{пас}}} = 1 + \frac{p_{\text{акт}}}{p_{\text{пас}}} \sin(\alpha - \beta), \quad (23)$$

аналогичный коэффициенту усиления сигналов при туннельной ЭМ интерференции [4].

Таким образом, концепция интерференционного энергетического взаимодействия дипольного излучателя с внешним ЭМ полем позволяет обосновать и наполнить физическим содержанием понятие мощности "наведенной ЭДС". В частности, она дает возможность оценить величину эффективного сечения поглощения дипольного излучателя. Легко показать, что для пассивного электрического диполя $\sigma_p^{\text{пас}} \leq 3\lambda^2/4\pi$ (λ — длина волны) [1], поэтому для активной дипольной антенны $\sigma_p^{\text{акт}} = K \sigma_p^{\text{пас}}$. Заметим, что при передаче ЭМ энергии с помощью интерференционного потока наряду с обычным потоком энергии \mathcal{E}_0 , излучаемым изолированным диполем, имеется дополнительный интерференционный энергетический поток $\mathcal{E}_{\text{инт}}$, излучаемый или поглощаемый диполем в присутствии падающей на излучатель внешней ЭМ волны. Следовательно, полный поток энергии $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{\text{инт}}$. Необходимо учесть, что поток \mathcal{E}_0 пропорционален ω^4 (соотношение (12)), а интерференционный поток $\mathcal{E}_{\text{инт}}$

линейно зависит от ω (соотношения (8) и (10)). Поэтому использование явления интерференции для передачи ЭМ энергии будет эффективным на частотах $\omega < \omega_0$, когда $\mathcal{E} \simeq \mathcal{E}_{\text{инт}}$. Критическую частоту ω_0 определим из отношения $\mathcal{E}_{\text{инт}}/\mathcal{E}_0 = 1$. Она равна $\omega_0 = (6\pi \frac{cE_0}{\mu_0 p_0})^{1/3}$ для электрического диполя и $\omega_0 = (6\pi \frac{c^3 H_0}{m_0})^{1/3}$ для магнитного диполя. Здесь E_0 , H_0 — амплитуды напряженности внешней ЭМ волны в точке расположения приемного излучателя с амплитудой дипольного момента p_0 или m_0 .

Из соотношений (11) и (13) нетрудно получить значение критической частоты ω_0 при $kR \ll 1$ для систем двух однотипных диполей: $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{p_E}{p_0}\right)^{1/3}$; $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{m_H}{m_0}\right)^{1/3}$ и разнотипных: $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{m_H}{c p_0}\right)^{1/2}$; $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{c p_E}{m_0}\right)^{1/2}$, где p_E , m_H — амплитуды дипольных моментов излучателей, создающих поле внешней ЭМ волны. Аналогично из тех же соотношений находим ω_0 при $kR \gg 1$ для двух однотипных диполей: $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{p_E}{p_0}\right)$; $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{m_H}{m_0}\right)$ и для двух разнотипных: $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{m_H}{c p_0}\right)$; $\omega_0 \simeq \frac{c}{R} \left(\frac{c p_E}{m_0}\right)$. Видно, что значение критической частоты ω_0 , ниже которой эффективно реализуется передача ЭМ энергии с помощью интерференционного потока, зависит как от расстояния между излучателями, так и от отношения их дипольных моментов. Например, для диполей с равными дипольными моментами, находящихся друг от друга на расстоянии $R_1 = 10^3$ м, критическая частота $\omega_{01} \simeq 10^5$ с⁻¹, а при $R_2 = 10^6$ м $\omega_{02} \simeq 10^2$ с⁻¹. При радиосвязи, где излучаемая передающей антенной ЭМ энергия используется для передачи сигналов информации, на приемную антенну поступает только ничтожная доля этой энергии (меньше на 100–200 дБ). Тогда даже для активной приемной антенны величина отношения p_E/p_0 (или m_H/m_0) такова, что применение интерференционного энергетического потока для приема ЭМ сигналов оказывается возможным вплоть до частот оптического диапазона.

Для экспериментальной проверки формул (14), (18) и (23) проведены непосредственные измерения зависимости интерференционного потока ЭМ энергии, поступающей на отдельный излучающий диполь, находящийся в поле другого излучающего диполя, от расстояния R между ними. Частота излучения одинакова для обоих диполей. При этом были исследованы как электрические, так и магнитные дипольные излучатели (дипольные вибраторы длиной ~ 5 см и токовые катушки диаметром ~ 3 см из шести витков провода ПЭВ-1,0) в частотных диапазонах 1–5 МГц (случай $kR \ll 1$) и 2–4 ГГц (случай $kR \gg 1$). Расстояние между излучателями изменяли в интервале от 10 до 80 см. Ограничение со стороны малых расстояний обусловлено несостоятельностью модели точечных диполей в этой области. Регистрацию интерференционного энергетического потока, поступающего на диполь, проводили в цепи излучателя с помощью квадратичного детектора по методу биений ($F \simeq 10^3$ Гц).

На рис. 2 в логарифмическом масштабе приведены зависимости величины интерференционного потока между двумя магнитными диполями (катушками), излучающими на частоте 1 МГц, от расстояния между излучателями (линия 1). Здесь же показана аналогичная зависимость для

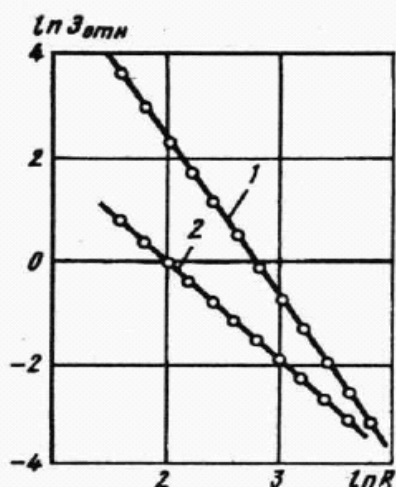


Рис. 2. Экспериментальные зависимости относительного интерференционного потока ЭМ энергии между активными дипольными излучателями $\Delta_{\text{инт}}$ от расстояния R для случая $kR \ll 1$:
1 — система из двух магнитных излучателей;
2 — система из магнитного и электрического излучателей

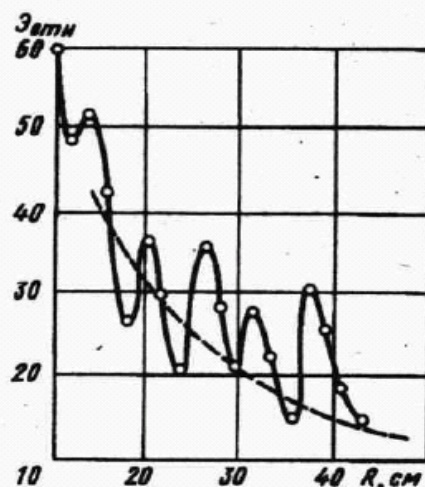


Рис. 3. Экспериментальная зависимость относительного интерференционного потока дипольных излучателей $\Delta_{\text{инт}}$ от расстояния R для случая $kR \gg 1$

магнитного диполя в системе электрического и магнитного диполей, излучающих на частоте 5 МГц (линия 2). Наклон прямых, проведенных через экспериментальные точки, составляет $-3,1$ и $-1,8$ для кривых 1 и 2 соответственно. Согласно теории, эти прямые при должны иметь наклон $-3,0$ и $-2,0$. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость $\Delta_{\text{отн}}(R)$ для случая $kR \gg 1$. Показаны результаты измерений для системы двух дипольных вибраторов ($l \approx 2$ см) на частоте 2,5 ГГц. Штриховой линией нанесена зависимость $1/R$. В обоих случаях экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с выводами теории как в квазистатическом, так и в волновом приближениях.

Эксперименты показали, что для пассивного диполя, принимающего излучение другого, характер зависимостей величины потока ЭМ энергии на диполь от расстояния между излучателями тот же, что и зависимостей для активного диполя (см. рис. 2 и 3). При этом величина потока ЭМ энергии, поступающей на пассивный диполь, существенно меньше, чем при приеме на активный излучатель, и их отношение соответствует формуле (23).

Использование интерференционного потока, создаваемого активной приемной антенной, позволяет резко снизить величину порога чувствительности приема ЭМ сигналов. Следовательно, можно реализовать прием "ультраслабых" ЭМ сигналов, уровень энергии которых существенно ниже (в ряде случаев на десятки децибел) порога чувствительности реального приемного устройства при приеме на пассивную антенну. Экспериментально установлен интерференционный прием ЭМ сигналов ниже (на 4–20 дБ) порога чувствительности приемника в радио (0,1–1 МГц), СВЧ (2–4 ГГц) и оптическом ($\lambda = 632,8$ нм) диапазонах. При этом вы-

явлена возможность приема на активную антенну ЭМ сигналов с уровнем ниже порога чувствительности приемного устройства при наличии мощной (на 10–20 дБ выше энергии сигнала) аддитивной шумовой помехи, действующей на частоте принимаемых сигналов.

В заключение отметим, что полученные теоретические результаты, касающиеся рассмотрения идеальных электродинамических задач, можно использовать и при анализе интерференционного приема ЭМ сигналов в реальных условиях. В этом случае на приемную антенну действует ЭМ поле сигнала $E_c = E_{oc} \cos(\omega t - \beta_c)$ со строго определенной начальной фазой несущего колебания β_c и шумовое ЭМ поле $E_{ш} = E_{ош} \cos(\omega t - \beta_{ш})$ с хаотически изменяющейся начальной фазой $\beta_{ш}$. Для оценки мощности, вырабатываемой “наведенной ЭДС” активной антенны в таких условиях, учтем только дипольный момент $p_{вкт} = p_{ог} \cos(\omega t - \alpha)$, создаваемый на антенне местным генератором (пренебрегая дипольным моментом, индуцированным полями внешних ЭМ волн).

Мощность, поступающую с активной антенны на вход приемника, можно рассчитать, пользуясь соотношением (22). Поскольку начальная фаза шумового поля $\beta_{ш}$ хаотична, т.е. $\int_0^{2\pi} \sin(\alpha - \beta_{ш}) d\beta_{ш} = 0$, то для средней по времени суммарной с учетом шума мощности “наведенной ЭДС” получаем в итоге выражение $W = -\frac{1}{2}\omega p_{ог} E_{oc} \sin(\alpha - \beta_c)$ (шумовое слагаемое исчезает). В окрестности активной приемной антенны ЭМ поля сигнала и излучения местного генератора интерферируют в силу когерентности и создают дополнительный поток ЭМ энергии на антенну. Поля шумовых ЭМ волн и местного генератора некогерентны и указанного потока не создают. Разумеется, такая антенна принимает сигнал и шумы обычным образом, т.е. как пассивная, однако уровень принимаемой мощности будет в K раз меньше (в соответствии с формулой (23)). Следовательно, активная приемная антенна по отношению к ЭМ полю сигнала ведет себя активно, а по отношению к ЭМ полю шумов — пассивно. Таким образом, реализация интерференционного энергетического потока на активную приемную антенну позволяет существенно повысить отношение сигнал/шум на входе приемника, а потому обеспечить прием ЭМ сигналов, уровень которых при пассивном приеме ниже порога чувствительности приемника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С л э т е р Д ж. Передача ультракоротких радиоволн. — М.:Л.: ГИТТЛ, 1946. — 344 с.
2. П и п п а р д А. Физика колебаний: Пер. с англ. / Под ред. А.Н. Матвеева, М.: Высшая школа, 1985. — 456 с.
3. П а у л ь Х., Ф и ш е р Р. Поглощение света диполем // Успехи физических наук. — 1983. — Т. 141. — Вып. 2. — С. 375–381.
4. С и д о р е н к о в В. В., Т о л м а ч е в В. В. Эффект туннельной электромагнитной интерференции в металлических пленках // Письма в ЖТФ. — 1989. — Т. 15. — Вып. 21. — С. 34–37.
5. С и д о р е н к о в В. В., Т о л м а ч е в В. В. Эффекты электромагнитной интерференции в металлических пластинках // Письма в ЖТФ. — 1990. — Т. 16. — Вып. 3. — С. 20–24.
6. С и д о р е н к о в В. В., Т о л м а ч е в В. В. Просветление диссипирующей среды при интерференции встречных электромагнитных волн // Письма в ЖТФ. — 1990. — Т. 16. — Вып. 20. — С. 5–9.

7. Толмачев В. В., Савичев В.В., Сидоренков В. В. Интерференционное электромагнитное просветление поглощающего плоского слоя // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. — 1990. — N 1. — С. 125-133.
8. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. — М.—Л.: ГИТТЛ, 1948. — 539 с.

Статья поступила в редакцию 24.06.91
