ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2001, том 65, № 12, с. 1776–1782

УДК 535.41

НЕГАРМОНИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ В ПРОИЗВОЛЬНОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2001 г. В. В. Сидоренков, В. В. Толмачев, С. В. Федотова

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Интерференционная теория гармонической наведенной ЭДС обобщена на случай взаимодействия автономного негармонического дипольного излучателя с произвольно зависящим от времени электромагнитным полем другого источника; показана принципиальная необходимость учета физических процессов, протекающих в теле излучателя.

ВВЕДЕНИЕ

В [1] приведено рассуждение, показывающее, что если в антенну от внешнего электромагнитного (ЭМ) поля поступает некоторая энергия, то это происходит при рассеянии антенной в окружающее пространство части этой энергии. Поток ЭМ-энергии, текущий внутрь охватывающей антенну произвольной замкнутой поверхности s, дается следующим интегралом:

$$\mathscr{E} = -\frac{1}{2}\mathrm{Re}\oint_s[(\vec{E}_0+\vec{E}_{\text{рас}})\times(\vec{H}_0^*+\vec{H}_{\text{рас}}^*)]_n ds =$$

$$= -\frac{1}{2}\mathrm{Re}\oint_s[\vec{E}_0\times\vec{H}_0^*]_n ds - \frac{1}{2}\mathrm{Re}\oint_s[\vec{E}_{\text{рас}}\times\vec{H}_{\text{рас}}^*]_n ds - \quad (1)$$

$$-\frac{1}{2}\mathrm{Re}\oint_s\{[\vec{E}_0\times\vec{H}_{\text{рас}}^*]_n + [\vec{E}_{\text{рас}}\times\vec{H}_0^*]_n\}ds,$$

где $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ и $\vec{E}_{\text{рас}}$, $\vec{H}_{\text{рас}}$ – ЭМ-поле падающей на антенну волны и поле, рассеянное антенной, звездочка (*) означает комплексное сопряжение, $\vec{n}$ – внешняя нормаль к поверхности s. Здесь первый интеграл всегда равен нулю, а второй и третий обращаются в нуль при отсутствии рассеяния. Таким образом, "если антенна не рассеивает, то она ничего не принимает" [1], а потому поступающая в антенну энергия физически обусловлена явлением интерференции полей падающей волны и рассеянного излучения.

В [2] установлено, что величина интерференционного потока (третий интеграл в (1)), поступающего на элементарный (точечный) электрический диполь от внешнего ЭМ-поля, в точности равна мощности "наведенной ЭДС" для приемной антенны [3]. Следовательно, концепция взаимодействия ЭМ-излучателя с внешним ЭМ-полем посредством интерференции их полей позволяет обосновать и наполнить физическим содержанием понятие наведенной ЭДС, вводимое в теории антенн [3].

Интерференционную теорию взаимодействия элементарного диполя с внешним ЭМ-полем развивали в [4–8]. Так, в [4] на основе этой теории объясняется способность атома "засасывать" ЭМ-энергию "из области пространства, значительно превосходящей его собственный объем". Механизм передачи ЭМ-энергии с помощью интерференционного потока использован в [5] для обоснования возможности обмена энергией между атомами при безызлучательном переходе.

В [6] подробно исследовано взаимодействие двух активных (самостоятельно излучающих) когерентных дипольных ЭМ-излучателей, находящихся на произвольном расстоянии друг от друга. Показано, что величина интерференционного потока энергии на активный излучатель может быть на порядки выше, чем соответствующий поток при приеме на пассивную (только рассеивающую) антенну. Интерференционная теория когерентного излучения диполя во внешнем гармоническом ЭМ-поле обобщена в [7] на случай гармонических ЭМ-полей любых мультиполей, предложен метод синтеза устройств, преобразующих поле ЭМ-волны одной моды (структуры) в другую. Такие устройства представляют собой "голограммы длинноволнового приближения" с размерами порядка длины волны, и их можно использовать, например, как антенны направленного излучения [7, 8].

Фундаментальность явления интерференции при передаче энергии демонстрируется в случае возбуждения полей встречных когерентных плоских ЭМ-волн в среде с комплексным показателем преломления (в том числе в металле) в так называемом эффекте электромагнитной туннельной интерференции [9–12]. Здесь потоки энергии каждой из волн, пропорциональные действительной части комплексного волнового числа, экспоненциально затухают в направлении распространения, а интерференционный поток энергии этих волн определяется мнимой частью волнового числа и является пространственно незатухающим. Использование туннельной интерференции позволяет добиться "просветления" диссипирующего слоя конечной толщины при передаче ЭМ-сигналов [12].

Подчеркнем, что в [2, 4–12] рассматривали интерференцию гармонических когерентных ЭМ-полей, хотя изучение взаимодействия негармонических излучателей актуально в связи с использованием сверхширокополосных ($\Delta\omega/\omega_0 \sim 1$) ЭМ-сигналов в радиосвязи и локации [13]. Применение "видеоимпульсных" сигналов кардинально повышает информационную емкость и помехоустойчивость радиоканалов, дает возможность лоцирования в сильно диссипирующих средах (подземные и подводные объекты) и делает локацию более информативной, в частности, в распознавании геометрической конфигурации целей.

Ниже интерференционная теория гармонической наведенной ЭДС обобщена на случай взаимодействия автономного негармонического дипольного (магнитного или электрического) излучателя с произвольно зависящим от времени ЭМ-полем другого источника; показана принципиальная необходимость учета физических процессов, протекающих в теле излучателя.

АКТИВНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ, ПОМЕЩЕННЫЙ В ПРОИЗВОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Предположим, что элементарный магнитный диполь с произвольно изменяющимся во времени дипольным моментом $\vec{m}(t) = i(t)\vec{s}$ (где $i(t)$ – электрический ток в диполе, а $|\vec{s}| = s$ – его эффективная площадь) расположен в начале координат 0, 0, 0 и ориентирован вдоль оси OZ. Электрическая и магнитная напряженности ЭМ-поля магнитного дипольного излучателя в сферических координатах r, θ, φ с центром в диполе даются формулами

$$\vec{E}^m = -\vec{e}_\varphi\frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{\dot{m}}{r^2} + \frac{\ddot{m}}{cr}\right)\sin\theta,$$

$$\vec{H}^m = \vec{e}_r\frac{1}{2\pi}\left(\frac{m}{r^3} + \frac{\dot{m}}{cr^2}\right)\cos\theta + \vec{e}_\theta\frac{1}{4\pi}\left(\frac{m}{r^3} + \frac{\dot{m}}{cr^2} + \frac{\ddot{m}}{c^2r}\right)\sin\theta. \tag{2}$$

Здесь $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\theta$, $\vec{e}_\varphi$ – орты сферической системы координат, а функция $m(t)$ и ее производные $\dot{m}(t)$ и $\ddot{m}(t)$ берутся в запаздывающий момент времени $t - r/c$, c – скорость распространения ЭМ-волн в вакууме.

Поместим указанный диполь во внешнее ЭМ-поле, произвольно зависящее от времени, электрическую и магнитную напряженности которого обозначим $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Тогда наряду с потоками энергии внешнего поля и поля, излучаемого диполем, в пространстве возникнет локальный интерференционный поток энергии, характеризуемый интерференционным вектором Пойнтинга:

$$\vec{S}^m_{\text{инт}}(\vec{r}, t) = [\vec{E}^m \times \vec{H}] + [\vec{E} \times \vec{H}^m]. \tag{3}$$

Интегрируя радиальную компоненту этого вектора по поверхности Σ_r сферы радиуса r с центром в начале координат, получаем выражение для мгновенного интерференционного потока ЭМ-энергии, поступающей на диполь

$$\mathscr{E}^m_{\text{инт}}(t) = \int\limits_{\Sigma_r}([\vec{E}^m \times \vec{H}]\vec{n})d\sigma + \int\limits_{\Sigma_r}([\vec{E} \times \vec{H}^m]\vec{n})d\sigma = \int\limits_{\Sigma_r}([\vec{n} \times \vec{E}^m]\vec{H})d\sigma + \int\limits_{\Sigma_r}([\vec{H}^m \times \vec{n}]\vec{E})d\sigma, \tag{4}$$

где $\vec{n} = \vec{e}_r$ – внешняя нормаль к поверхности Σ_r.

С учетом (2) имеем

$$[\vec{n} \times \vec{E}^m] = \vec{e}_\theta\frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{\dot{m}}{r^2} + \frac{\ddot{m}}{cr}\right)\sin\theta,$$

$$[\vec{H}^m \times \vec{n}] = -\vec{e}_\varphi\frac{1}{4\pi}\left(\frac{m}{r^3} + \frac{\dot{m}}{cr^2} + \frac{\ddot{m}}{c^2r}\right)\sin\theta,$$

а потому

$$\mathscr{E}^m_{\text{инт}}(t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{\dot{m}}{r^2} + \frac{\ddot{m}}{cr}\right)\int\limits_{\Sigma_r}(\vec{e}_\theta \cdot \vec{H})\sin\theta d\sigma - \frac{1}{4\pi}\left(\frac{m}{r^3} + \frac{\dot{m}}{cr^2} + \frac{\ddot{m}}{c^2r}\right)\int\limits_{\Sigma_r}(\vec{e}_\varphi \cdot \vec{E})\sin\theta d\sigma, \tag{5}$$

где $d\sigma = r^2\sin\theta d\theta d\varphi$.

Приближенное вычисление первого интеграла в (5) при $r \to 0$ дает следующее выражение:

$$\int\limits_{\Sigma_r}(\vec{e}_\theta \cdot \vec{H})\sin\theta d\sigma = -r^2\frac{8\pi}{3}\vec{k} \cdot \vec{H}(0),$$

где $\vec{k}$ – орт оси OZ, а аргумент 0 при векторе $\vec{H}$ означает, что поле берется в точке расположения диполя с координатами 0, 0, 0.

Переходя к пределу $r \to 0$, для первого слагаемого в (5) в итоге получаем выражение

$$\lim_{r \to 0}\left[-\frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{\dot{m}}{r^2}+\frac{\ddot{m}}{cr}\right)r^2\frac{8\pi}{3}H_z(0,t)\right] = -\frac{2}{3}\frac{dm}{dt}\mu_0 H_z(0,t).$$

Рассмотрим аналогично второй интеграл в (5), где

$$(\vec{e}_\varphi \cdot \vec{E}) = -\sin\varphi E_x + \cos\varphi E_y.$$

Разлагая компоненты E_x и E_y в ряд Тейлора по x, y, z в окрестности точки 0, 0, 0, получим

$$E_x \approx E_x(0) + \frac{\partial E_x(0)}{\partial x}r\sin\theta\cos\varphi + $$
$$+\frac{\partial E_x(0)}{\partial y}r\sin\theta\sin\varphi + \frac{\partial E_x(0)}{\partial z}r\cos\theta,$$
$$E_y \approx E_y(0) + \frac{\partial E_y(0)}{\partial x}r\sin\theta\cos\varphi + $$
$$+\frac{\partial E_y(0)}{\partial y}r\sin\theta\sin\varphi + \frac{\partial E_y(0)}{\partial z}r\cos\theta,$$

и в результате при $r \to 0$ придем к соотношению

$$\int_{\Sigma_r}(\vec{e}_\varphi \cdot \vec{E})\sin\theta d\sigma \approx r^3\frac{4\pi}{3}\left(-\frac{\partial E_x}{\partial y}(0)+\frac{\partial E_y}{\partial x}(0)\right),$$

которое преобразуем с помощью уравнения:

$$(\mathrm{rot}\,\vec{E})_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}.$$

Переходя к пределу $r \to 0$, для второго слагаемого в (5) получим следующее выражение:

$$\lim_{r \to 0}\left[\frac{1}{4\pi}\left(\frac{m}{r^3}+\frac{\dot{m}}{cr^2}+\frac{\ddot{m}}{c^2 r}\right)r^3\frac{4\pi}{3}\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}(0,t)\right] =$$
$$= \frac{1}{3}m(t)\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}(0,t).$$

Таким образом, для мгновенного интерференционного потока ЭМ-энергии (4) имеем формулу

$$\mathscr{E}^m_{\text{инт}}(t) = \frac{1}{3}m(t)\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t}(0,t) - -\frac{2}{3}\frac{dm}{dt}\mu_0 H_z(0,t), \qquad (6)$$

описывающую взаимодействие негармонического магнитного дипольного излучателя с произвольным во времени магнитным полем другого источника.

Полностью аналогичные рассуждения можно провести для элементарного электрического диполя с произвольно изменяющимся во времени дипольным моментом $\vec{p}(t) = q(t)\vec{l}$ ($|\vec{l}| = l$ – эффективная длина излучателя), находящимся в ЭМ-поле, произвольным образом изменяющемся во времени. В итоге мгновенный интерференционный поток ЭМ-энергии, поступающий на электрический диполь, дается следующей формулой:

$$\mathscr{E}^p_{\text{инт}}(t) = \frac{1}{3}p(t)\frac{\partial E_z}{\partial t}(0,t) - \frac{2}{3}\frac{dp}{dt}E_z(0,t), \qquad (7)$$

которая, как и должно быть, согласно симметрии уравнений Максвелла для пустоты, при соответствующей замене обозначений аналитически тождественна формуле (6) для магнитного диполя.

Таким образом, выражения (6) и (7) описывают дополнительный поток энергии $\mathscr{E}_{\text{инт}}(t)$ по отношению к, казалось бы, независимо существующим потокам энергии внешнего ЭМ-поля и поля излучения диполя. В зависимости от знаков проекций дипольного момента поля и их временных производных слагаемые в (6) и (7) определяют энергию, поступающую ($\mathscr{E}_{\text{инт}} < 0$) в излучатель от внешнего поля или, наоборот, энергию, дополнительно излучаемую ($\mathscr{E}_{\text{инт}} > 0$) диполем во внешнем поле другого источника. Физически это означает, что источники излучения за счет явления интерференции их полей всегда взаимодействуют, обмениваясь энергией $\mathscr{E}_{\text{инт}}(t)$ друг с другом (случай гармонических когерентных излучателей подробно рассмотрен в [6]).

Для иллюстрации общности выражений (6) и (7) предположим, что магнитный или электрический диполь совершает простые гармонические колебания частоты ω с начальной фазой α:

$$m(t) = m_0\cos(\omega t - \alpha), \quad p(t) = p_0\cos(\omega t - \alpha) \qquad (8)$$

во внешнем монохроматическом ЭМ-поле той же частоты ω:

$$\begin{aligned} E_z(0,t) &= E_z(0)\cos(\omega t - \beta), \\ H_z(0,t) &= H_z(0)\cos(\omega t - \beta), \end{aligned} \qquad (9)$$

где напряженность полей и их начальная фаза β определяются в точке расположения диполя.

Подставив (8) и (9) в (6) или (7), получим выражения для мгновенной мощности интерференционных потоков, поступающих на активный гармонический магнитный или электрический дипольный излучатель, усредняя которые по периоду колебаний $T = 2\pi/\omega$ на основе $\langle\mathscr{E}_{\text{инт}}\rangle = \frac{1}{T}\int_0^T\mathscr{E}_{\text{инт}}(t)dt$, приходим к формулам

$$\langle\mathscr{E}_{\text{инт}}\rangle = -\frac{1}{2}\omega m_0\mu_0 H_z(0)\sin(\alpha - \beta), \qquad (10)$$

$$\langle \mathscr{E}_{\text{инт}} \rangle = -\frac{1}{2}\omega p_0 E_z(0)\sin(\alpha-\beta). \qquad (11)$$

Как и следовало ожидать, эти формулы совпадают с соответствующими формулами для интерференционных потоков ЭМ-энергии на активный когерентный дипольный излучатель частоты ω [6], а при $\alpha - \beta = \pi/2$ – на пассивный диполь [2].

ОБОБЩЕНИЕ ПОНЯТИЯ НАВЕДЕННОЙ ЭДС ДЛЯ НЕГАРМОНИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В теории наведенной ЭДС [3] приемную антенну заменяют источником ЭДС, создающим в цепи нагрузки электрический ток $i = \varepsilon_{\text{нав}}/(Z_r + Z_n)$, где Z_r и Z_n – соответственно импедансы антенны и нагрузки. При этом мощность указанной ЭДС равна $W = \varepsilon_{\text{нав}} i$.

Для магнитного излучателя, по определению, $\varepsilon^m_{\text{нав}} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_s \vec{B}d\vec{s} = -\mu_0\frac{\partial H_z(0)}{\partial t}s$, а ток в антенном контуре $i = m/s$. Тогда при $m(t)$ и $H_z(t)$, представленных формулами (8) и (9), усредненная по периоду колебаний мощность наведенной гармонической ЭДС для магнитного диполя равна:

$$\begin{aligned}\langle W^m_{\text{нав}} \rangle &= \langle \varepsilon^m_{\text{нав}} i \rangle = \\ &= -\omega\mu_0 H_z(0) m_0 \langle \sin(\omega t - \alpha)\cos(\omega t - \beta) \rangle = \\ &= \frac{1}{2}\omega m_0 \mu_0 H_z(0)\sin(\alpha - \beta).\end{aligned} \qquad (12)$$

Соответственно для электрического дипольного излучателя $\varepsilon^p_{\text{нав}} = \int_l \vec{E}d\vec{l} = E_z l$ и $i = \frac{1}{l}\frac{dp}{dt}$, а потому

$$\langle W^p_{\text{нав}} \rangle = \frac{1}{2}\omega p_0 E_z(0)\sin(\alpha-\beta). \qquad (13)$$

Сравнивая формулы (12) с (10) и (13) с (11), убеждаемся, что мощность наведенной ЭДС в точности равна мощности поступающего на диполь интерференционного потока энергии, возникающего при суперпозиции ЭМ-полей падающей волны и волны, излучаемой самим диполем: $W_{\text{нав}} = -\mathscr{E}_{\text{инт}}$. Следовательно, наведенную ЭДС можно находить по формуле $\varepsilon_{\text{нав}} = -\mathscr{E}_{\text{инт}}/i$.

В выражениях (6) и (7) для мощности $\mathscr{E}_{\text{инт}}(t)$, поступающей на негармонический дипольный излучатель от внешнего произвольного во времени ЭМ-поля другого излучателя, наряду со слагаемым с обычной наведенной ЭДС, соответствующей известным (с точностью до числового множителя) соотношениям электродинамики и определяемой параметрами поля и геометрией излучателя:

$$\begin{aligned}\varepsilon^m_{\text{нав}} &= -\frac{1}{3}\frac{\partial}{\partial t}\int_s B_n ds = -\frac{1}{3}\mu_0\frac{\partial H}{\partial t}s \\ \text{и } \varepsilon^p_{\text{нав}} &= \frac{2}{3}\int_l E_l dl = \frac{2}{3}El,\end{aligned} \qquad (14)$$

имеется другое слагаемое, в котором $\varepsilon_{\text{нав}} = -\mathscr{E}_{\text{инт}}/i$ зависит также и от режима излучения диполя:

$$\begin{aligned}\varepsilon^m_{\text{нав}} &= \frac{2}{3}\mu_0 Hs\frac{1}{m}\frac{dm}{dt} \\ \text{и } \varepsilon^p_{\text{нав}} &= -\frac{1}{3}\frac{\partial E}{\partial t}lp\left(\frac{dp}{dt}\right)^{-1}.\end{aligned} \qquad (15)$$

Своеобразие наведенной ЭДС (15) можно показать на примере помещенного в статическое магнитное поле $H_z(t) = H_0$ магнитного дипольного излучателя с произвольным начальным моментом $m(0)$, созданным, например, постоянным электрическим током в контуре излучателя. Рассмотрим в этой ситуации релаксацию магнитного момента $m(t) = i(t)s$ при отключении указанного тока.

В рамках теории электрических цепей представим магнитную антенну RL-цепью с включенной в нее ЭДС $\varepsilon^m_{\text{нав}}$ (15) и, применяя правило Кирхгофа $U_L + U_R = \varepsilon$, запишем уравнение антенной цепи в следующем виде:

$$\left(L + \frac{2\mu_0 H_0 s}{3i}\right)\frac{di}{dt} = -Ri, \qquad (16)$$

интегрируя которое по времени, получим

$$L\ln\left(\frac{i(t)}{i(0)}\right) - \frac{2\mu_0 H_0 s}{3}\left(\frac{1}{i(t)} - \frac{1}{i(0)}\right) = -Rt, \qquad (17)$$

где $i(0)$ – начальное значение тока в антенном контуре.

Из (17) следует, что ток $i(t)$ в антенном контуре релаксирует по экспоненциальному закону в отсутствие внешнего магнитного поля либо при $H_0 \neq 0$ на начальном временном этапе релаксации (при $2\mu_0 H_0 s/3i(t) \ll L$):

$$i(t) = i(0)\exp\left(-\frac{R}{L}t\right). \qquad (18)$$

При $H_0 \neq 0$ и времени, когда самоиндукцией L можно пренебречь (при $2\mu_0 H_0 s/3i(t) \gg L$), закон релаксации тока в антенной цепи становится гиперболическим:

$$i(t) = i(0)\left(1 + \frac{3Ri(0)}{2\mu_0 H_0 s}t\right)^{-1}. \qquad (19)$$

Согласно (16), эффективная индуктивность магнитного излучателя, помещенного в магнитное поле H_0, $L_{эф}(i) = L + 2\mu_0 H_0 s/3i$ по величине больше обычной L, поэтому можно утверждать, что релаксация $i(t) \sim 1/t$ должна сопровождаться понижением резонансной частоты ($\omega_r = 1/\sqrt{LC}$) LCR-контура, реализующего на практике магнитную антенну. Физически очевидно, что $\lim\limits_{i \to 0} L_{эф}(i) = \infty$ невозможен, так как при уменьшении тока i до токов тепловых флуктуаций $i_{фл}$ $\lim\limits_{i \to i_{фл}} m(i) = 0$ и, в соответствии с (6), связь излучателя с внешним полем исчезает: $\mathscr{E}_{инт} = 0$.

ПОПЫТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ПОДТВЕРЖДЕНИЯ

Закон $1/t$ наблюдался нами в магнитных ферритовых антеннах. Исследовали магнитную антенну, выполненную на ферритовом стержне (длина $l = 140$ мм, диаметр 8 мм) с магнитной проницаемостью $\mu \sim 600$ являющегося сердечником катушки индуктивности перестраиваемого по частоте ($\nu \sim 200$–600 КГц) LCR-контура. Измерения резонансных параметров антенного контура проводили измерителем амплитудночастотных характеристик, содержащим в себе высокочастотный (ВЧ) генератор, сканирующий по частоте, и детектирующее приемное устройство с осциллографическим отображением информации и измерения.

При воздействии на антенну импульсов ($\tau_{имп} \sim 10^{-3}$–10^{-1} с) внешнего магнитного поля $H \sim 10$–10^3 А · м$^{-1}$, создаваемого катушками Гельмгольца или движением вблизи излучателя постоянного магнита, вне зависимости от знака производной $\partial H/\partial t$ наблюдали плавное во времени уменьшение резонансной частоты контура ($\Delta\nu_{max}/\nu \approx 1$–$2\%$) при снижении на 10–30% амплитуды и уширении линии резонансной кривой. После воздействия импульса указанные параметры возвращались к исходным (релаксировали) очень медленно во времени ($\Delta t \approx 1$–10 с). Установлено, что величина расстройки частоты релаксировала по гиперболическому закону: $\Delta\nu(t) \sim 1/t$.

Частотную расстройку $\Delta\nu(t)$ контура антенны не наблюдали при отсутствии эффективной связи антенного контура с пространством, а именно: для контура без ферритового сердечника, при коротком сердечнике $l < 2$ см и при сердечнике, намагниченном постоянным полем $H_0 > 5 \cdot 10^3$ А · м$^{-1}$ до насыщения ($\mu \to 1$). Расстройка $\Delta\nu(t)$ отсутствовала также при воздействии на исследуемую антенну коротких по длительности импульсов магнитного поля ($\tau_{имп} \le 10^{-4}$ с). Физически это обусловлено тем, что процесс передачи энергии диполю от внешнего ЭМ-поля $\mathscr{E}_{инт} \sim \omega$ (соотношения (11), (12)) с ростом частоты перестает быть безызлучательным и его эффективность резко снижается, поскольку эта энергия переизлучается диполем пропорционально ω^4. Подробно этот вопрос освещен в [5, 6].

Для уточнения наших предположений и изучения закона релаксации магнитного момента $m(t)$ рассматривали также прохождение гармонического ВЧ-сигнала некоторой частоты ($\nu \approx 200$–600 кГц) между двумя катушками индуктивности, намотанными на концах ферритового стержня ($l = 140$ мм). Измеряли зависимость амплитуды колебаний от времени $U_0(t)$ во второй катушке, которая в момент действия импульса магнитного поля на феррит возрастала, а по окончании импульса убывала во времени, возвращаясь к исходному значению до воздействия магнитных импульсов.

Установлено, что характер релаксации $U_0(t)$ зависел от длительности импульсов магнитного поля. При $\tau_{имп} \le 10^{-4}$ с он был экспоненциальный: $U_0(t) \sim \exp(-t/\tau_{рел})$ с временем релаксация, определяемым параметрами катушки $\tau_{рел} = L/R \sim 10^{-5}$ с. При увеличении длительности импульсного воздействия до $\tau_{имп} > 10^{-3}$ с релаксация становилась гиперболической: $U_0(t) \sim 1/t$ с изменением амплитуды колебаний во времени на 5–6 порядков медленнее ($\Delta t \approx 1$–10 с), чем при экспоненциальной релаксации. Так как оба закона по внешнему виду непосредственно различить трудно, результаты измерений представляли в виде графиков $1/U_0 = f(t)$ и $\ln U_0 = f(t)$, с помощью которых четко выявлялся характер закона релаксации $U_0(t)$.

ОБ ЭФФЕКТЕ ДИНАМИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

Полученные экспериментальные результаты, по нашему мнению, вполне соответствуют выводам интерференционной теории гиперболической релаксации момента магнитного дипольного излучателя во внешнем ЭМ-поле, и все же для однозначного подтверждения соответствия необходимо предложить конкретный физический механизм диссипации в теле антенны (в нашем случае, феррите) ЭМ-энергии, переданной излучателю внешним ЭМ-полем при интерференции.

Следуя логике рассуждений при выводе формулы (6) и результатам эксперимента, рассмотрим процесс намагничивания материальной среды за счет явления ЭМ-индукции Фарадея, которое для цилиндрически симметричного ЭМ-поля ($E_r = 0$, $E_\varphi \ne 0$, $E_z = 0$ и $B_r = 0$, $B_\varphi = 0$, $B_z \ne 0$), запишется в виде

$$(\operatorname{rot}\vec{E})_z = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rE_\varphi) = -\frac{\partial B_z}{\partial t},$$

где $\vec{E}$ – вектор напряженности вихревого электрического поля, созданного изменением во времени магнитного поля с индукцией $\vec{B}$.

Считая поле магнитной индукции однородным, находим напряженность электрического поля в указанных условиях:

$$E_\varphi(r,t) = -\frac{r}{2}\frac{\partial B_z}{\partial t}. \qquad (20)$$

В этом случае в реальной материальной среде возникнут вихревые электрические токи, плотность которых определим законом Ома при электропроводности: $j_\varphi = \sigma E_\varphi$ (σ – удельная электрическая проводимость). Наличие замкнутых электрических токов позволяет ввести магнитный момент этих токов: $dm = \pi r^2 di = \pi r^2 j dr dz$ и, следовательно, получить выражение для намагниченности среды как магнитного момента единицы объема. Для цилиндрического образца радиуса R имеем

$$M_z(t) = -\frac{\mu\mu_0\sigma R^2}{8}\frac{\partial H_z}{\partial t}, \qquad (21)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость среды. Коэффициент при производной $\partial H_z/\partial t$, который далее обозначим через τ_m, имеет размерность времени и определяется физическими параметрами материала среды и геометрией намагничиваемого образца. Например, для ферромагнитного металлического стержня диаметром в 1 см с $\mu \sim 10^2$ и $\sigma \sim 10^7$ (Ом · м)$^{-1}$ величина $\tau_m \approx 10^{-2}$ с.

Таким образом, процесс намагничивания материальной среды сопровождается динамической намагниченностью, величина которой пропорциональна скорости изменения во времени намагничивающего поля:

$$\vec{M}(t) = (\mu - 1)\vec{H}(t) - \tau_m\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \qquad (22)$$

В отличие от обычного намагничивания, в линейном приближении пропорционального напряженности поля намагничивания (первое слагаемое в (22)) и существующего вплоть до частот оптического диапазона, динамическое намагничивание принципиально должно быть низкочастотным эффектом, что физически обусловлено безызлучательной диссипацией ЭМ-энергии в веществе, подводимой интерференционным потоком на низких частотах [5, 6].

Проанализируем поведение во времени намагниченности, созданной вихревым электрическим полем, для чего найдем закон релаксации динамической намагниченности в постоянном магнитном поле H_0. В этом случае уравнение энергетического баланса должно описывать уменьшение с течением времени объемной плотности энергии намагничивания среды $w_m = \mu_0 H_0 M/2$ за счет диссипации электрической энергии при электропроводности

$$-\frac{\mu_0 H_0}{2}\frac{\partial M}{\partial t} = \sigma E^2. \qquad (23)$$

Подстановка полученной из (20) и (21) зависимости $E(M)$ в уравнение (23) и его интегрирование приводят к выражению

$$M(t) = M(0)\left(1 + \frac{4\mu M(0)}{\tau_m H_0}t\right)^{-1}, \qquad (24)$$

где $M(0)$ – начальное значение динамической намагниченности, созданной, например, при включении магнитного поля H_0.

Как видим, получается необычный гиперболический закон "медленной" релаксации динамической намагниченности материальной среды $M(t) \sim 1/t$, полностью аналогичный соотношению (19) для релаксации электрического тока $i(t)$ в контуре магнитного излучателя, помещенного во внешнее статическое магнитное поле H_0. Этот закон принципиально отличен от экспоненциального закона "быстрой" релаксации обычной намагниченности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ физических аспектов энергетики негармонического дипольного излучателя в произвольном внешнем ЭМ-поле, как нам представляется, убедительно показал, что процесс излучения ЭМ-энергии в пространство, занятое другим ЭМ-полем, существенно отличается от процесса излучения в пустое пространство. Это отличие обусловлено дополнительным интерференционным потоком $\mathscr{E}_{\text{инт}}(t)$, вносящим вклад в энергетику излучения, с помощью которого источники излучения взаимодействуют, обмениваясь энергией $\mathscr{E}_{\text{инт}}$ друг с другом. По нашему мнению, фундаментальная роль интерференции в процессах излучения и поглощения энергии должным образом еще не оценена, и такого рода исследования актуальны не только для ЭМ-волн, но и для волн произвольной физической природы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бененсон Л.С., Фельд Я.Н.* // РЭ. 1988. Т. 33. Вып. 2. С. 225.
2. *Слэтер Дж.* Передача ультракоротких радиоволн. М. – Л.: ГИТТЛ, 1946. 344 с.
3. *Никольский В.В.* Антенны. М.: Связь, 1966. 368 с.
4. *Пауль Х., Фишер Р.* // УФН. 1983. Т. 141. Вып. 2. С. 375.
5. *Колоколов А.А., Скроцкий Г.В.* // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165.
6. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Вестн. МГТУ. Сер. Приборостроение. 1992. № 1. С. 43.
7. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 12. С. 2370.

8. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В., Федотов А.А.* Пат. РФ № 2089027 // Б.И. 1997. № 24.
9. *Сидоренков В.В., Толмачев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 21. С. 34; 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20; 1990. Т. 16. Вып. 20. С. 5.
10. *Толмачев В.В., Савичев В.В., Сидоренков В.В.* // Вестн. МГТУ. Сер. Приборостроение. 1990. № 1. С. 125.
11. *Ефимов В.В., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 2. С. 118.
12. *Толмачев В.В., Сидоренков В.В., Савичев В.В.* А.с. № 1689925 // Б.И. 1991. № 41.
13. *Хармут Х.Ф.* Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. М.: Радио и связь, 1985. 376 с.