

СЕКЦИЯ 6

**“ДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН, ЛОКАЦИЯ И
ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ”**

ШУМОВАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНАЛОГОВОГО И
ЦИФРОВОГО СПОСОБОВ ПРИ ДВОЙНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ
СИГНАЛА

Е.А. Мясин, В.Д. Котов, А.И. Чмиль 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ ПРИ
ПРОНИКНОВЕНИИ ЧАСТИ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА В ОПОРНЫЙ КАНАЛ

В.В. Гребенюков, Н.В. Потапова 3

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ПРИЗЕМНЫХ ГОРОДСКИХ ТРАССАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ
СОСТОЯНИЯХ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В.Г. Ломоносов, М.С. Маганова, А.В. Меснянкин, И.А. Таначев 5

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА С
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ СТОРОННИХ СИЛ

В.В. Сидоренков 7

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЕКТОР-ПОТЕНЦИАЛ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО
ПРОВОДНИКА ПРИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

В.В. Сидоренков 9

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НАЗЕМНОЙ
МИКРОВОЛНОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Г.М. Казарян, А.В. Рудаков, В.Л. Саввин, Ян Чунь 11

ШУМОВАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНАЛОГОВОГО И ЦИФРОВОГО СПОСОБОВ ПРИ ДВОЙНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛА

Е.А. Мясин, В.Д. Котов, А.И. Чмиль

В работе [1] нами была рассмотрена возможность использования цифровых технологий в шумовой радиолокации с двойной спектральной обработкой сигнала [2]. Было предложено использовать аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) для представления временной реализации в виде цифровых отсчётов согласно теореме В.А. Котельникова. Таким образом, из блок-схемы шумового лоатора (ШЛ) работы [2] исключался низкочастотный АС. В качестве АЦП в [3] было предложено использовать звуковую плату с полосой пропускания (частотой квантования - быстродействием) 22050 Гц персонального компьютера (ПК). Это предложение было реализовано в шумовом лоаторе 8-мм диапазона волн с улучшенной точностью определения дальности. В эксперименте была показана возможность получения $\sigma' = 1$ Гц, хотя ширина 2σ зондирующего сигнала была всего 200 МГц, а теоретическая оценка дает $\sigma' = 17$ Гц. В настоящем докладе рассматривается вопрос улучшения разрешения по дальности.

Из работы [2] следует, что два объекта можно различить, если две спектральные линии с полуширинами σ' во вторичном спектре отстоят друг от друга на расстояние $2\sigma'$. Тогда разрешение по дальности можно найти по формуле: $\Delta R = (dR/d\Omega)2\sigma' = c/2\pi\sigma$, где Ω - частота вторичного спектра. Согласно [3] величину σ' можно существенно уменьшить за счёт накопления сигнала, несмотря на то, что величина 2σ может быть сравнительно невелика.

Проверка этого факта была проведена с помощью ШЛ 3-мм диапазона волн, созданного на основе широкополосного шумового генератора на лавино-пролётном диоде (ГШЛПД) с шириной спектра ≈ 4 ГГц в диапазоне от 92 ГГц до 96 ГГц и выходной мощностью $\approx 1,5$ Вт. Для проведения первичного анализа спектра суммарного сигнала необходимо использовать АС этого диапазона. В его отсутствие проблема была решена за счёт переноса спектра к нулевой частоте. Таким образом, блок-схема ШЛ работы [3] дополняется смесителем и гетеродином, а высокочастотный АС заменяется низкочастотным. С помощью этого ШЛ проведены эксперименты по определению дальности и разрешающей способности по двум объектам (алюминиевые уголковыми отражателями).

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А.Мясин, В.Д. Котов, "Шумовой радиолокатор" Свидетельство на полезную модель № 25797 с приоритетом от 22 апреля 2002г.
2. Дж. Пуарье // Зарубежная радиоэлектроника, 1969, № 7, С. 12.
3. Е.А. Мясин, В.Д. Котов, А.И. Чмиль // Труды Всероссийской научной - конференции "Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике" Муром, 2003 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ ПРИ ПРОНИКНОВЕНИИ ЧАСТИ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА В ОПОРНЫЙ КАНАЛ

В.В. Гребенюков, Н.В. Потапова

Адаптивные антенные решётки (ААР) предназначены для повышения эффективности приёма полезного сигнала при наличии помех и шума. В данной работе рассматривается пространственно-поляризационная ААР, элементами которой являются поляризационные фильтры. Она состоит из двух подрешёток – сигнальной и опорной, с разными поляризационными характеристиками. Задача сигнальной подрешётки – выделение полезного сигнала из принимаемого поля, опорной – выделение опорного сигнала в виде копии приходящих помех.

В работах [1,2] были исследованы характеристики такой адаптивной антенной решётки для случая, когда в опорной подрешётке полезный сигнал был полностью подавлен и опорный сигнал представлял собой точную копию приходящих помех, некоррелированных с полезным сигналом.

В открытых каналах связи задача получения опорного сигнала в виде копии приходящих помех не может быть решена точно вследствие целого ряда физических ограничений и технических причин, поэтому присутствие в опорном сигнале некоторой доли полезного сигнала неизбежно.

Целью данной работы является анализ возможных причин и оценка степени проникновения полезного сигнала в опорный канал ААР, а также исследование эффективности работы пространственно-поляризационной ААР в условиях неточного формирования опорного сигнала.

К проникновению полезного сигнала в опорный канал антенной решётки приводит во-первых, отклонение поляризации полезного сигнала в точке приёма от заданной, связанное с несовпадением реальных и расчётных углов прихода или с изменением поляризации полезного сигнала в процессе распространения, и во-вторых, расстройка весовых коэффициентов поляризационных фильтров, которая может быть связана как с неточностью их изготовления и установки, так и с погрешностями при их работе. В результате, полезный и опорный сигналы станут коррелированными.

Поляризация сигнала может быть представлена либо комплексным коэффициентом поляризации, либо параметрами эллипса поляризации

$$P = (p + \delta p)e^{i(\Psi + \delta\Psi)} = \frac{\cos \chi + ir \sin \chi}{\sin \chi - ir \cos \chi},$$

где p и Ψ – модуль и аргумент заданного коэффициента поляризации, δp и $\delta\Psi$ – их расстройка, r – коэффициент эллиптичности, χ – угол между большой осью эллипса и осью ОХ.

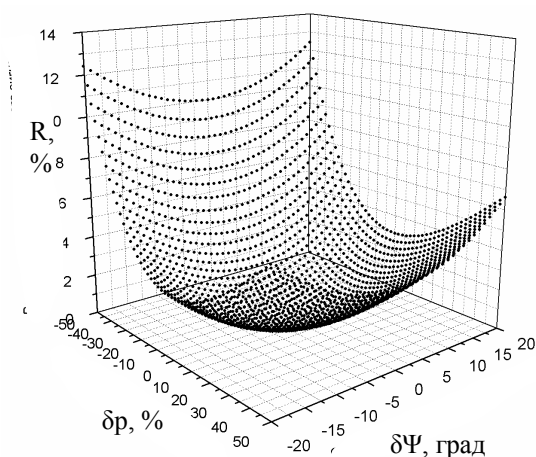


Рис. 1.

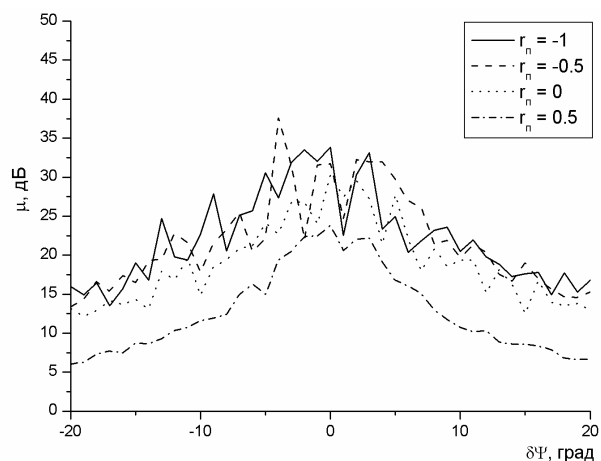


Рис. 2.

Для частично рассеянного сигнала и помехи на рис. 1 представлена зависимость степени проникновения R полезного сигнала в опорный канал в зависимости от расстройки модуля и аргумента P_c . Эффективность работы антенной системы μ , определяемая отношением сигнал/(помеха+шум), при $|\delta\Psi| < 20^\circ$, $\delta\rho = 0$ и различных параметрах поляризации помехи представлена на рис.2. Поляризация сигнала – правая круговая ($r_c=1$, $P_c=i$), коэффициент эллиптичности помехи r_n изменяется, $\chi_n = 0^\circ$. Сигнал и помеха приходят на антенную решётку вертикально и имеют единичную мощность. Мощность аддитивного шума на два порядка меньше. Из графиков видно, что диапазон изменения μ при вариациях $\delta\Psi$ составляет 15 дБ, а абсолютное значение зависит от поляризации помехи.

Ухудшение эффективности работы ААР при изменении поляризации полезного сигнала объясняется его частичным подавлением в сигнальной подрешетке. В случае расстройки весовых коэффициентов поляризационных фильтров этого не происходит, поэтому эффективность будет выше на 2-3 дБ.

Полученные количественные оценки влияния основных факторов, определяющих эффективность работы ААР, позволяют обоснованно формулировать требования на качество формирования опорного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Балинов, Н.В. Потапова, Д.И. Самошин // Труды VIII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах», Красновидово, Московская обл., 2002, Т. 2, С. 71.
2. В.В. Балинов, Ю.В. Березин, Н.В. Потапова // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1994, Т. 35, № 4, С. 100.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРИЗЕМНЫХ ГОРОДСКИХ ТРАССАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В.Г. Ломоносов, М.С. Маганова, А.В. Меснянкин, И.А. Таначев

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию распространения лазерных пучков в случайно-неоднородных турбулентных средах, ощущается явный дефицит экспериментальных данных об особенностях флуктуаций излучения на приземных оптических трассах в условиях городского ландшафта. Поскольку в городе структура турбулентности приземной атмосферы чрезвычайно сложна и изменчива и пока еще не допускает корректного количественного описания, оптимизация характеристик оптических устройств, использующие открытые каналы распространения излучения, возможна лишь при наличии обширной и многократно проверенной базы экспериментальных данных.

В докладе проведен сравнительный анализ результатов экспериментального исследования флуктуаций лазерного излучения на горизонтальной трассе локационного типа длиной 280 м при различных состояниях турбулентности. Трасса была построена в г. Москве с использованием зданий МГУ на Воробьевых горах.

В отличие от ранее используемых способов регистрации флуктуаций лазерного излучения в условиях перемежающейся турбулентности в данной работе применена методика с пробным пучком малого диаметра, который распространялся на небольшом удалении от исследуемого пучка. Этот пучок, выходной диаметр которого составлял 1 см, служил индикатором развития мелкомасштабной турбулентности (ММТ), приводившей к его спорадической стохастизации. На *рис. 1а* показано распределение интенсивности в исследуемом пучке с выходным диаметром 2,4 см в отсутствие развитой ММТ

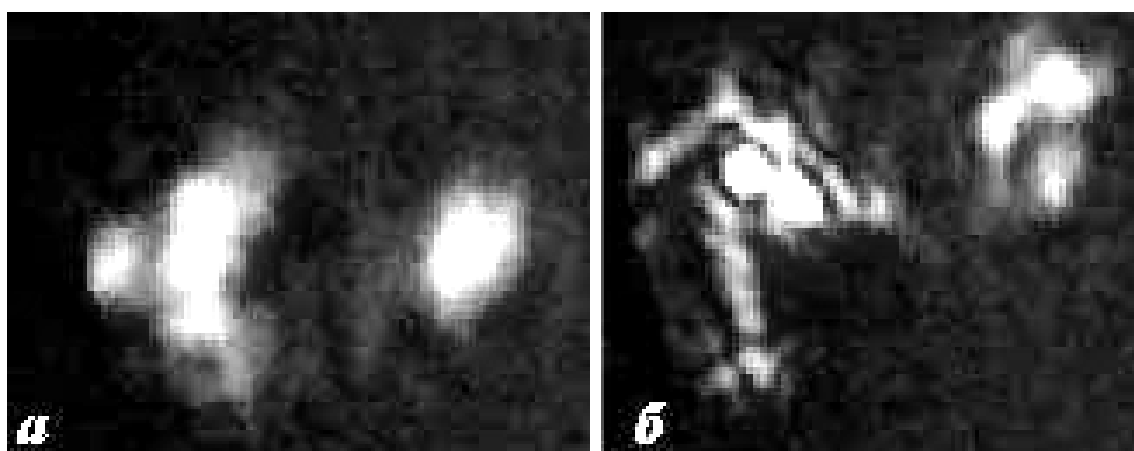


Рис. 1. Распределение интенсивности в лазерных пучках при слабой (а) и сильной (б) ММТ; слева исследуемый пучок, справа – пробный.

(слабость ММТ подтверждает незначительная деформация гауссова распределения интенсивности в пробном пучке). На *рис. 1б* показаны распределения интенсивности в исследуемом и пробном пучках при интенсивном развитии ММТ. В этом случае спеклоподобный характер приобретают изображения как исследуемого, так и пробного пучков.

Изменения в структуре пучков с разным диаметром при возникновении ММТ находят отражение и в структуре флуктуаций интенсивности. Этот факт иллюстрирует *рис. 2а, б*, где приведены флуктуации интенсивности в «центре тяжести» (ЦТ) исследуемого и пробного пучков. Из рис. видно, что ММТ значительно усиливает флуктуации, причем наиболее чувствительным к влиянию ММТ оказывается узкий пучок.

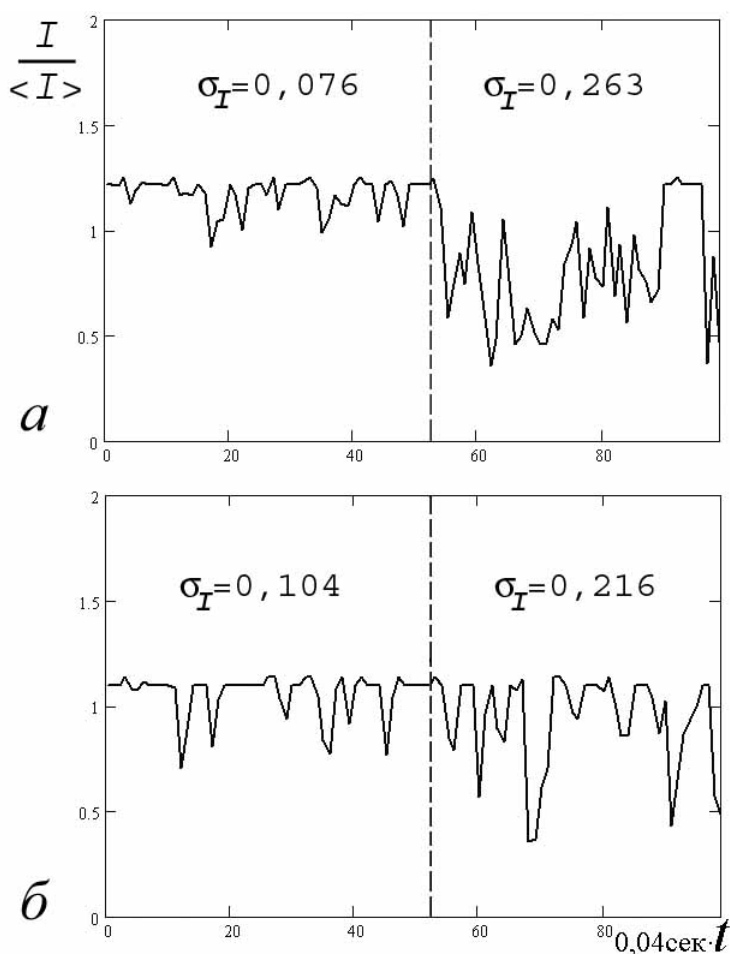


Рис. 2. Флуктуации интенсивности I широкого и узкого пучков; пунктир отделяет интервалы со слабой (слева) и сильной (справа) ММТ, σ_I – нормированное среднеквадратичное отклонение.

Наряду с регистрацией флуктуации интенсивности в экспериментах с пробным пучком проводились измерения флуктуаций положения ЦТ исследуемого пучка. Результаты измерений показали, что развитие ММТ весьма слабо влияет на дисперсию флуктуаций ЦТ в широком диапазоне изменений выходных диаметров.

В ходе сравнительного анализа было проведено также сопоставление фрактальных характеристик и вейвлет-коэффициентов флуктуаций излучения, позволившее выявить более «тонкие» отличия в структуре флуктуаций при разных состояниях турбулентности.

Работа выполнена при поддержке программы

«Университеты России» (грант № УР.01.03.072).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ СТОРОННИХ СИЛ

В.В. Сидоренков

Рассмотрим физический механизм отклика системы на воздействие со стороны электрического поля, проявляющего себя в виде электрической поляризации металла. Представления о векторе электрической поляризации вещества как дипольном моменте единицы объема, прямо пропорциональном напряженности электрического поля: $\vec{P} = ne\vec{d} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0\vec{E}$ ($|\vec{d}|$ - плечо диполя), приводят к выражению

$$E(d_j) = \frac{ne}{\varepsilon\varepsilon_0} d_j, \quad (1)$$

позволяющему описать электрическое поле в металлической среде при ее поляризации, где металл рассматривают как диэлектрик с предельно большой восприимчивостью $\chi = \varepsilon - 1 \rightarrow \infty$. Действительно, как установлено в работе [1], электрическая восприимчивость металлов в асимптотике низких частот ($\omega \rightarrow 0$) чрезвычайно велика: $\chi_{Me} \sim 10^{13} \dots 10^{14}$.

Физически поле $E(d_j)$ обусловлено проявлением закона сохранения импульса в системе “электронный газ – ионный остов” кристаллической решетки проводника, где при наличии тока “центры масс” положительных и отрицательных зарядов в атомах смещаются относительно друг друга, создавая тем самым деформационную электрическую поляризацию среды. Индуцируемое в проводнике электрическое поле уравнивает поле сторонних сил, и в стационарных условиях результирующая сила, действующая на дрейфующие электроны проводимости, равна нулю. Аналогией этому может служить установившееся движение твердой частицы в вязкой жидкости при падении ее в поле силы тяжести.

Сопоставляя соотношение (1) с законом Ома $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, получаем формулу динамического смещения “центров масс” разноименных зарядов

$$d_j = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{ne\sigma} j = \frac{\tau_{rel}}{ne} j = v_j \tau_{rel}, \quad (2)$$

вызывающего электрическую поляризацию металлического проводника с током $\vec{j} = ne\vec{v}_j$. Интересно отметить, что окончательно формула (2) аналогична по виду формуле для среднего значения “длины свободного пробега” электронов проводимости в металле: $l_T = v_T \tau_{cm}$, где v_T и τ_{cm} - средняя тепловая скорость и время между столкновениями носителей заряда. Таким образом, процесс электропроводности порождает в металле электронейтральные ($div\vec{D} = 0$) микрообласти, образно говоря, “полярные молекулы”, электрический дипольный момент $\vec{p}_j = e\vec{d}_j$ которых ориентирован в изотропной среде коллинеарно направлению тока.

При этом на участках проводника длиной d_j возникает падение электрического напряжения, величина которого

$$U(d_j) = \int_{d_j} E_l dl = \frac{E(d_j)d_j}{2} = \frac{w_e(j)}{ne} \quad (3)$$

равна отношению объемных плотности электрической энергии $w_e = \vec{E} \cdot \vec{D}/2$ к плотности носителей заряда в металле. Данный результат нетривиален тем, что он вскрывает в явном виде физическую сущность разности электрических потенциалов на участке проводника, представляющей собой последовательно ориентированную совокупность “элементарных ячеек” удельной электрической энергии (3), созданных током в проводящей среде.

Численные оценки параметров “полярных молекул”, отвечающих соотношению (2), дают по порядку величины их максимальный, ограниченный токами разупрочнения реального металла ($j_{\max} \sim 10^9$ А/м², $\tau_{\text{пер}} \sim 10^{-6}$ с [1]) размер вдоль направления дипольного момента $d_j \sim 10^{-7}$ м, и максимальные значения момента $p_j \sim 10^{-26}$ Кл·м и напряжения $U(d_j) \sim 10^{-6}$ В.

Согласно выражениям (1-3), естественно ожидать, что даже при реализации тем или иным способом условий, близких к изотермическим при пропускании тока, электрическое поле в металле всегда должно сопровождаться механической деформацией (удлинением) проводника, связанной с полем линейной зависимостью. Справедливость такого вывода подтверждена экспериментально в [1], где феномен $E(d_j)$ условно назван *электроупругим эффектом*.

Таким образом, связь поля электрической напряженности с плотностью электрического тока в металле $E(j)$, отвечающая закону Ома, находится в неразрывном единстве с двумя другими физическими явлениями: гальваномеханической деформацией (деформацией под действием тока) d_j металла и вызванной этим явлением его электрической поляризацией, напряженность поля $E(d_j)$ которой прямо пропорциональна удлинению проводника в таких условиях. Поэтому внутренняя энергия металла за счет действия электрического тока обусловлена не только выделением тепловой энергии по закону Джоуля-Ленца $w_T(j)$, но и наличием электрической энергии $w_e(j)$, представляющей собой работу сторонних сил, запасенную в системе при изменении ее конфигурации, которая в соответствии с соотношением (3) определяет природу падения электрического напряжения в проводнике при электропроводности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Корнев, В.В. Сидоренков, С.Л. Тимченко // ДАН. 2001, Т. 380, № 4, С. 472.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЕКТОР-ПОТЕНЦИАЛ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА ПРИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

В.В. Сидоренков

Для углубления представлений о взаимодействии металлов с ЭМ полем вместо традиционного описания электрического поля с помощью скалярного потенциала: $\vec{E} = -grad \varphi_e$ введем понятие векторного электрического потенциала \vec{A}_e . Такая альтернатива возможна, так как на радиочастотах и ниже однородная проводящая среда локально электронейтральна, а потому $div \vec{D} = 0$. Тогда вектор электрического смещения можно представить как $\vec{D} = rot \vec{A}_e$, где функция $\vec{A}_e(\vec{r})$ есть электрический векторный потенциал.

Математически имеем аналогию с магнитным векторным потенциалом \vec{A}_m , когда из $div \vec{B} = 0$ следует для вектора магнитной индукции $\vec{B} = rot \vec{A}_m$. Свойства вектора \vec{A}_m подробно рассмотрены в работе [1], отметим только, что если магнитный вектор-потенциал \vec{A}_m считается наблюдаемой физической величиной (эффекты Ааронова-Бома, Джозефсона и др.), то реальность электрического вектор-потенциала \vec{A}_e в литературе не обсуждается, и ему отводят роль формальной функции, используемой в вычислениях.

С учетом $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} = (\epsilon \epsilon_0 / \sigma) \vec{j} = \tau_{rel} \vec{j}$ из интегральной формы соотношения $\vec{D} = rot \vec{A}_e$ нетрудно получить конкретные формулы связи \vec{A}_e с векторами \vec{D} и \vec{j} , однородно распределенными внутри кругового цилиндрического проводника радиуса R и ориентированными вдоль его оси симметрии. В результате имеем:

$$\text{при } r < R \quad \vec{A}_e(\vec{r}) = \frac{1}{2} [\vec{D}, \vec{r}] = \frac{\tau_{rel}}{2} [\vec{j}, \vec{r}]$$

$$\text{и при } r > R \quad \vec{A}_e(\vec{r}) = \frac{1}{2} \frac{R^2}{r^2} [\vec{D}, \vec{r}] = \frac{\tau_{rel}}{2} \frac{R^2}{r^2} [\vec{j}, \vec{r}]. \quad (1)$$

Таким с током, так и вне его, оно непрерывно на его поверхности. При этом внутри проводника поле $\vec{A}_e(\vec{r})$ является соленоидальным (вихревым), а снаружи, где $\vec{D} = rot \vec{A}_e = 0$, оно потенциальное.

Представления о вектор-потенциале \vec{A}_e будут только тогда по-настоящему физически содержательными, когда указан хотя бы в принципе метод его наблюдения, а лучше конкретный способ измерения параметров данного векторного поля. В нашем случае это возможно ввиду математической тождественности соотношений $\vec{D} = rot \vec{A}_e$ и $\vec{j} = rot \vec{H}$. Следовательно, векторный электрический потенциал \vec{A}_e проводника с током является реально

наблюдаемой физической величиной, и его параметры определяются посредством измерений магнитной напряженности, созданной этим током:

$$\vec{A}_e = \tau_{\text{рел}} \vec{H}(\vec{r}), \quad (2)$$

где $\tau_{\text{рел}}$ - постоянная времени релаксации заряда в проводнике. Согласно [2], для металлов величина $\tau_{\text{рел}} \sim 10^{-6}$ с.

Для иллюстрации физической значимости векторного потенциала электрического поля \vec{A}_e введем, аналогично вектору Пойнтинга плотности потока ЭМ мощности $\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]$, потоковый вектор $[\vec{E}, \vec{A}_e]$, который для цилиндрического проводника с током запишется в виде

$$[\vec{E}, \vec{A}_e] = \frac{\tau_{\text{рел}}}{2\sigma} [j[\vec{j}, \vec{r}]] = -\frac{1}{2} \frac{j^2}{\sigma} \tau_{\text{рел}} \vec{r} = -w_e \vec{r}. \quad (3)$$

Здесь w_e – объемная плотность электрической энергии. Видно, что данный вектор определяет поток электрической энергии, поступающей в проводник через единицу площади его боковой поверхности.

В этой ситуации следует указать также на два других потоковых вектора: $[\vec{H}, \vec{A}_m]$ и $[\vec{A}_e, \vec{A}_m]$. Для магнитного поля имеем из [1] в нашем случае

$\vec{H} = \frac{1}{2} [\vec{j}, \vec{r}]$ и $\vec{A}_m = -\frac{\mu\mu_0}{4} r^2 \vec{j}$. В итоге получим выражения:

$$[\vec{H}, \vec{A}_m] = -\mu\mu_0 \frac{r^2}{8} j^2 \vec{r} \quad \text{и} \quad [\vec{A}_e, \vec{A}_m] = -\tau_{\text{рел}} \mu\mu_0 \frac{r^2}{8} j^2 \vec{r}, \quad (4)$$

описывающие, соответственно, плотности потоков магнитной энергии и момента импульса ЭМ поля через боковую поверхность цилиндрического проводника с током.

Итак, на примере взаимодействия металла с электрическим полем сторонних сил показано, что с помощью векторных потенциалов \vec{A}_e и \vec{A}_m можно “увидеть” потоки электрической и магнитной энергии, момента импульса, присутствующие в ЭМ поле. Поэтому, наряду с традиционными векторными полями в электродинамике $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}$ и \vec{B} , векторные потенциалы \vec{A}_e и \vec{A}_m являются полноправными физическими полями, расширяющими наши представления об ЭМ процессах в веществе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.И. Антонов, Г.А. Миронова и др. “Векторный магнитный потенциал в курсе общей физики” Препринт № 11. М.: Физ. ф-т МГУ, 1998.
2. Ю.В. Корнев, В.В. Сидоренков, С.Л. Тимченко // ДАН. 2001, Т. 380, № 4, С. 472.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ НАЗЕМНОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Г.М. Казарян, А.В. Рудаков, В.Л. Саввин, Ян Чунь

Разработка эффективных и экологически безопасных методов беспроводной передачи энергии является актуальной задачей и для наземных энергосистем. Один из первых проектов экспериментальной практической линии микроволновой передачи энергии разрабатывается во Франции [1-2]. Наряду с задачей обеспечения высокого КПД передачи при сравнительно малой стоимости таких систем на передний план выходит задача их экологической безопасности, т.е. вопрос о фоновом излучении за пределами приемной антенны (ректенны).

Целью данной работы являлось:

- изучить распределение поля излучения наземной микроволновой линии передачи энергии на примере экспериментальной линии «Grand-Bassine» для случаев оптимального и ступенчатого распределения поля на передающей антенне,

- оценить ее энергетические и экологические характеристики,

- обсудить вопросы практической реализации линии передачи энергии.

Поле микроволнового пучка в плоскости приёмной антенны при оптимальном профиле фазового распределение на передающей антенне можно определить из теории дифракции Френеля-Кирхгофа:

$$E_R(r) = \frac{k}{D} \int_0^{R_1} E_A(r') J_0\left(\frac{kr r'}{D}\right) r' dr' , \quad (1)$$

где R_1 - радиус антенны, λ - длина волны, на которой ведется передача энергии, D – расстояние между антеннами. КПД передачи определяется, в основном, распределением поля по апертуре передающей антенны $E_A(r)$ и величиной волнового параметра $\tau = \frac{\pi R_1 R_2}{\lambda D}$.

Оптимальным по КПД распределением поля на передающей антенне является усеченное Гауссово распределение с различным уровнем интенсивности поля на краю антенны [3-4]. Однако создание передающей антенны с непрерывным распределением поля по ее поверхности сопряжено с рядом технических проблем. Наиболее простым для технической реализации является простейшее двухступенчатое распределение, то есть распределение, при котором центральная часть антенны имеет большую амплитуду, чем кольцевая наружная часть (Рис.1) Численное моделирование задачи дало возможность анализировать поля, создаваемые заданными распределениями на передающей антенне, и находить оптимальные соотношения ширины ступеней и амплитуд поля на них.

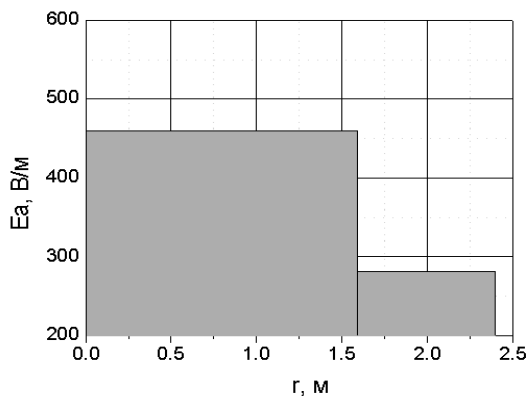


Рис. 1. Простейшее двухступенчатое распределение поля на передающей антенне.

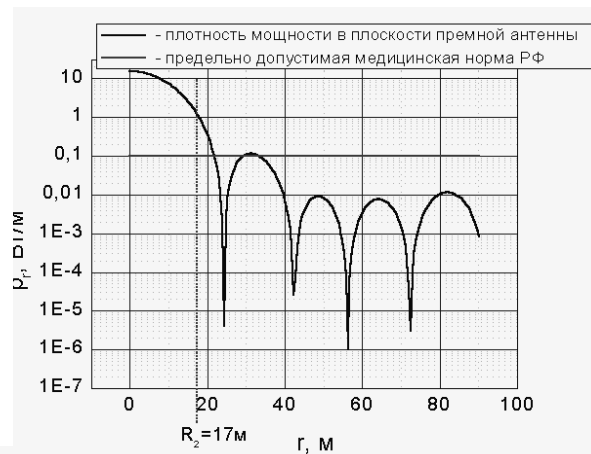


Рис. 2. Распределение поля в плоскости приемной антенны.

Приведем таблицу, сравнивающую характеристики системы для различных распределений поля $E_A(r)$:

	Гауссово ступенчатое	Равномерное	Простейшее двухступенчатое
КПД передачи	88.22 %	81.25 %	86.5 %
Уровень 1-го лепестка	0.07 Вт/м ² (-23.4dB)	0.29 Вт/м ² (-17.5dB)	0.11 Вт/м ² (-21.2dB)
Радиус 1-го лепестка	31.9 м	29.3 м	31.1 м

Эффективность простейшего двухступенчатого профиля поля на передающей антенне всего на 1,7% ниже оптимального Гауссова распределения. Уровень микроволнового излучения в центре ректенны при этом будет в 20 раз ниже, а фоновое излучение будет более чем в 500 раз ниже западно-европейского стандарта безопасности (Рис. 2). Это дает основания рассчитывать, что экологические параметры такой экспериментальной микроволновой системы будут вполне приемлемыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Guy Pignolet // CNES France, Elecralis, 2001, 042.
2. Guy Pignolet // CNES France, Elecralis, 2001, 107.
3. Э. Окресс “СВЧ-энергетика”. Сборник статей, М., 1971.
4. А.В Рачников “Физические процессы в системах передачи энергии СВЧ-пучком” Кандидатская диссертация, МГУ, 1987.