



DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.4.10>

УДК: 537.872.32

О ВЫЧИСЛЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

А.В. Мошков

**ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7**

Статья поступила в редакцию 2 апреля 2026 г.

Аннотация. Представлена простая и наглядная численная процедура для определения в широком диапазоне частот величин компонент напряженности поля в дальней зоне элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли, при условии, что известна ее диаграмма направленности по мощности в приближении холодной многокомпонентной магнитоактивной плазмы. Приведены результаты расчета напряженности поля рамочной антенны на частотах 1 и 100 кГц для параллельной и перпендикулярной ориентации оси рамки относительно направления внешнего геомагнитного поля.

Ключевые слова: ионосфера, магнитоактивная плазма, рамочная антенна, напряженность поля в дальней зоне.

Финансирование: работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0014).

Автор для переписки: Мошков Александр Владимирович, kuzaf@inbox.ru

Введение

В предыдущей работе [1] была приведена простая геометрическая процедура построения диаграммы направленности по мощности элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере, в приближении холодной магнитоактивной плазмы. Пусть направление от источника в точку наблюдения образует угол β с направлением геомагнитного поля \vec{B}_0 , которое предполагаем локально однородным. Тогда диаграмму направленности $\Gamma(\beta)$ элементарной рамочной антенны определяем как безразмерный коэффициент, связывающий величину мощности в единице телесного угла в точке наблюдения в направлении β с величиной $P_{\text{изл}}/4\pi$, где $P_{\text{изл}}$ – полная мощность, излучаемая антенной. Известно (см., например, [2]), что для данной магнитоионной моды независимой является только какая-либо одна компонента векторов электромагнитного (ЭМ) поля из шести. Зная величину $\Gamma(\beta)$ в точке наблюдения, можем найти одну компоненту ЭМ-поля на выбор, тогда остальные пять компонент могут быть однозначно вычислены по известной частоте волны и заданным параметрам среды распространения.

В данной работе предлагается соответствующий численный алгоритм получения величины напряженности ЭМ-поля элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере. Такая процедура позволяет избежать непосредственных асимптотических вычислений с использованием относительно сложных интегральных представлений векторов напряженности поля, которые возникают при использовании метода функции Грина или фурье-разложений [3-5].

Везде в данной работе вычисления проводим в интервале частот f от 1 до 200 кГц (длины волн 1.5...300 км). Следует отметить, что указанный интервал используется в иллюстративных целях, поскольку в полученных результатах отсутствуют явные ограничения на величину частоты волны. Радиус рамки $a = 10$ м, амплитуда синусоидального тока в ней $I_0 = 100$ А. Антенна

расположена в дневной ионосфере на геомагнитной широте 70° и высоте 200 км над поверхностью земли.

1. Основные соотношения

Используем модель холодной многокомпонентной магнитоактивной ионосферной плазмы. Считаем, что в окрестности излучателя среда однородна и безгранична. Пусть волновая нормаль \vec{k} плоской волны составляет с вектором геомагнитного поля \vec{B}_0 угол ψ . Фазовый показатель преломления такой плоской волны определяется соотношением:

$$n = |\vec{k} / k_0|,$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$, c – скорость света в вакууме. Уравнение для фазового показателя преломления n имеет вид [6]

$$An^4 - Bn^2 + C = 0, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \psi + P \cos^2 \psi, \\ B &= RL \sin^2 \psi + PS(1 + \cos^2 \psi), \\ C &= PRL, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} R &= 1 + \sum_k X_k / (Y_k - 1), \quad L = 1 - \sum_k X_k / (Y_k + 1), \\ P &= 1 - \sum_k X_k, \quad S = (R + L) / 2. \end{aligned} \quad (3)$$

Суммирование ведется по сорту k заряженных частиц, составляющих плазму, с учетом знака заряда в величинах Y_k :

$$Y_k \equiv f_{Hk} / f; \quad X_k \equiv (f_{pk} / f)^2, \quad (4)$$

где f_{Hk} и f_{pk} – гиро- и плазменная частота частицы сорта $k = 1, 2, \dots$, причем, значение $k = 1$ соответствует электронам. Плазменная частота электронов имеет вид

$$f_{pe} = (e^2 N_e / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2} \approx 8.97 N_e^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (5)$$

где N_e измеряется в см^{-3} ; e , m_e – заряд и масса электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Для ионов сорта k в формуле (4) следует использовать соответствующие значения концентрации, заряда и массы иона. Гирочастота электронов

$$f_{He} = eB_0 / 2\pi m_e \approx 876 (1 + h / R_0)^{-3} (1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (6)$$

где $R_0 \approx 6370$ км – средний радиус Земли, Φ – геомагнитная широта. Предполагаем, что в пределах ионосферы величина и направление вектора геомагнитного поля \vec{B}_0 описывается известной дипольной моделью.

Решение уравнения (1) очевидно:

$$n_{1,2}^2 = \{B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}\} / 2A, \quad (7)$$

где индексы 1, 2 и знаки « \pm » соответствуют обыкновенной и необыкновенной («свистовой») волнам. Обе характеристические волны имеют в общем случае эллиптическую поляризацию и их свойства зависят от угла ψ . На низких частотах в ионосфере и магнитосфере обыкновенная волна испытывает сильное затухание, особенно в нижней ионосфере, и ею можно пренебречь. Это предположение не является критичным. Все приведенные ниже соотношения справедливы и для обыкновенной волны, если она является распространяющейся. В последнем случае вычисленные напряженности поля для каждой магнитоионной моды следует просто сложить друг с другом с учетом соответствующих набегов фазы (см. ниже).

Выберем декартову систему координат (x, y, z) так, чтобы начало системы совпало с точкой расположения источника, ось z была направлена вдоль направления вектора \vec{B}_0 , а точка наблюдения и, следовательно, вектор луча и соответствующая волновая нормаль \vec{k} , лежали в плоскости (x, z) . Ось y дополняет координатную тройку до правой. Поскольку задача аксиально симметрична, такой выбор не ограничивает общности решения. В разложении по плоским волнам используем гармоническую зависимость вида $e^{i\omega t - i\vec{k}\vec{r}}$, где \vec{r} – радиус-вектор в выбранной системе координат.

Пусть векторы \vec{E} и \vec{H} обозначают напряженности электрического и магнитного поля волны. Тогда уравнения Максвелла для плоской волны в плазме имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -i\omega\mu_0 \vec{H}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega\varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E}, \end{aligned} \quad (8)$$

где ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость свободного пространства; $\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости [6]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где величины S и P определены выше (3); $D = (R - L)/2$. Условимся везде ниже использовать для напряженности поля \vec{H} единицы измерения электрического поля В/м, т.е. обозначим как \vec{H} вектор $Z_0 \vec{H}$, где $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi$ Ом – импеданс вакуума. В выбранной системе координат операторы дифференцирования по координатам имеют вид

$$\partial / \partial x = -ik_0 n \sin \psi; \quad \partial / \partial y \equiv 0; \quad \partial / \partial z = -ik_0 n \cos \psi,$$

где n – показатель преломления (7) для свистовой моды. Тогда уравнения (8) для шести компонент ЭМ-поля в плазме с учетом (9) примут вид

$$\begin{aligned} H_x &= -nE_y \cos \psi, \\ H_y &= nE_x \cos \psi - nE_z \sin \psi, \\ H_z &= nE_y \sin \psi, \\ nH_y \cos \psi &= SE_x - iDE_y, \\ nH_z \sin \psi - nH_x \cos \psi &= iDE_x + SE_y, \\ nH_y \sin \psi &= -PE_z. \end{aligned} \quad (10)$$

Из уравнений (10) легко выразить любые пять компонент поля через какую-либо выбранную шестую компоненту. Следуя [7], выберем компоненту H_y .

Пусть задана точка наблюдения на расстоянии R от источника и определен угол наблюдения β . В силу аксиальной симметрии задачи будем везде ниже полагать $\beta \geq 0$. В этом случае модуль вектора Пойнтинга в точке наблюдения имеет вид

$$\Pi = \Gamma(\beta) \frac{P_{изл}}{4\pi R^2} = \frac{1}{2} \left| \text{Re} \left[\vec{E}, \vec{H}^* \right] \right|. \quad (11)$$

Из уравнений (10) и (11) выразим величину H_y через $\Gamma(\beta)$, R , ψ , f и параметры среды. В итоге получим следующие соотношения.

$$h_y^2 = \frac{Z_0 \Gamma(\beta) P_{изл}}{2\pi n R^2 [(\sin \psi - \rho_x \rho_z Q \cos \psi)^2 + (1 + \rho_x^2 Q)^2 \cos^2 \psi]^{1/2}},$$

$$E_x = \rho_x h_y,$$

$$E_y = h_y,$$

$$E_z = \rho_z h_y, \quad (12)$$

$$H_x = -n h_y \cos \psi,$$

$$H_y = \rho_x Q n h_y \cos \psi,$$

$$H_z = n h_y \sin \psi,$$

где

$$Q = P / (P - n^2 \sin^2 \psi),$$

$$\rho_x = (n^2 - S) / D, \quad \rho_z = -\rho_x Q n^2 \sin \psi \cos \psi / P.$$

Соотношения (12) позволяют определить все компоненты ЭМ-поля в дальней зоне рамочной антенны по известной угловой диаграмме направленности по мощности в единицу телесного угла. Иными словами, асимптотическое преобразование пространства волновых нормалей у источника в лучевое пространство дальней зоны производится один раз при вычислении $\Gamma(\beta)$ [1], после чего компоненты ЭМ-поля в дальней зоне можно вычислить при помощи простых алгебраических соотношений (12).

Величина излучаемой мощности $P_{изл}$ вычисляется отдельно по известной формуле

$$P_{изл} = \frac{1}{2} I_0^2 R_\Sigma, \quad (13)$$

где сопротивление излучения рамочной антенны R_Σ имеет вид

$$R_{\Sigma} = R_{\parallel} \cos^2 \varphi_0 + R_{\perp} \sin^2 \varphi_0, \quad (14)$$

где φ_0 – угол оси рамочной антенны с направлением геомагнитного поля (осью z). Величины R_{\parallel} и R_{\perp} соответствуют параллельной ($\varphi_0 = 0$) и перпендикулярной ($\varphi_0 = 90^\circ$) ориентациям рамки и вычисляются при помощи численного интегрирования соответствующих выражений из работы [8].

2. Учет многолучевости в точке наблюдения

Из выражения (7) видно, что при $A = 0$ показатель преломления $n(\psi)$ имеет особенность, или резонанс. Соответствующий угол $\psi = \psi_{\text{res}}$ называется резонансным углом. Резонанс существует при $f > f_{\text{LHR}}$, где f_{LHR} – частота нижнего гибридного резонанса в многокомпонентной плазме. В этом случае поверхность волновых нормалей $n(\psi)$ является разомкнутой, т.е. при $\psi > \psi_{\text{res}}$ свистовая мода отсутствует.

Для проведения дальнейших численных оценок и расчетов выберем дневную модель ионосферы для случая равноденствия и средней активности Солнца. Из данных работы [9] для высоты 200 км получим: $N_e = 3.55 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, $f_{\text{pe}} = 5.35 \text{ МГц}$, $f_{\text{He}} = 1.53 \text{ МГц}$. Пять основных положительных ионов N, O, N₂, NO, O₂ имеют соответствующие доли 0.003, 0.508, 0.017, 0.315 и 0.15. В этом случае $f_{\text{LHR}} \approx 7.48 \text{ кГц}$.

Пусть в точку наблюдения приходит луч под углом β к оси z . Этому лучу должно соответствовать определенное значение угла ψ у источника в пространстве волновых нормалей. Однако в гиротропной среде зависимость $\psi(\beta)$, вообще говоря, неоднозначна и данному значению β может соответствовать несколько значений ψ (и, следовательно, несколько лучей), или, возможно, ни одного значения ψ (поле в точке наблюдения отсутствует). Для иллюстрации на рис. 1 приведены зависимости $\beta(\psi)$ в плоскости наблюдения (x, z) для частот $1 \text{ кГц} < f_{\text{LHR}}$ (кривая 1) и $100 \text{ кГц} \gg f_{\text{LHR}}$ (кривая 2). Штриховой отрезок обозначает резонансный угол для кривой 2. Горизонтальная прямая соответствует значению $\beta = 0$. Вертикальные черточки на кривых помечают характерные углы ψ , упоминаемые ниже. Кривые $\beta(\psi)$ антисимметричны,

то есть, $\beta(-\psi) = -\beta(\psi)$, поэтому соответствующая часть кривых при $\psi < 0$ не приведена. Указанным частотам соответствуют величины показателя преломления 134 и 14 при $\psi = 0$.

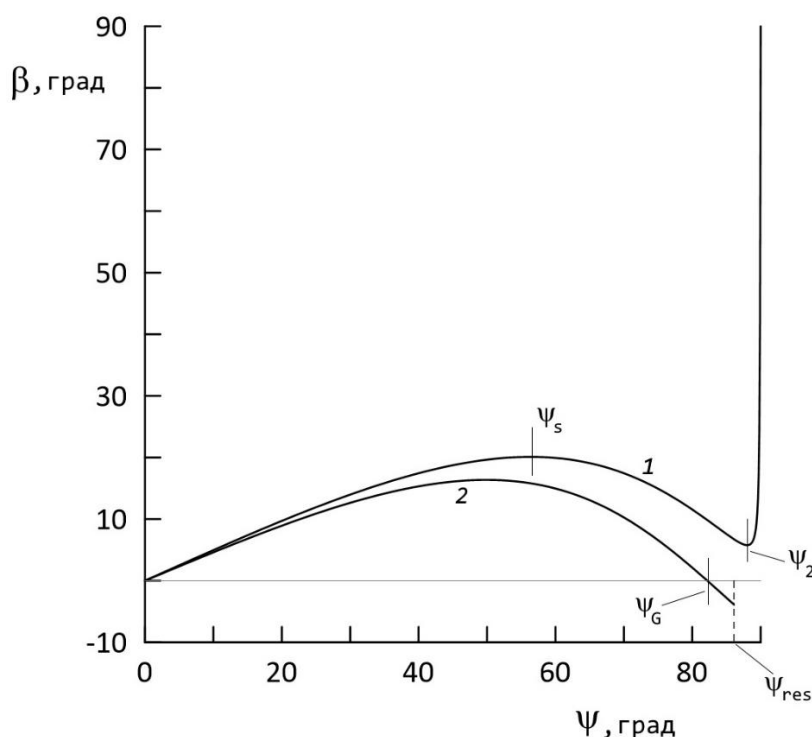


Рис. 1. Зависимость угла луча β от угла волновой нормали ψ для частот 1 (1) и 100 кГц (2).

Из рисунка видно, что для значений ψ , меньших $\sim 80^\circ$, обе кривые ведут себя одинаково, демонстрируя максимум при некотором значении угла $\psi = \psi_s$, который соответствует точке перегиба функции $n(\psi)$. Соответствующее значение β_s интересно тем, что при $f > f_{\text{LHR}}$ (кривая 2) и $\beta > \beta_s$ уравнение $\beta = \beta(\psi)$ не имеет корней, то есть, при таком значении β в точке наблюдения амплитуда ЭМ-поля равна нулю. Угол β_s называют углом Стори [2] и в указанном случае все излучение рамочной антенны сосредоточено в конусе с осью, совпадающей с направлением геомагнитного поля и углом образующей β_s («конус Стори»).

В случае $f < f_{\text{LHR}}$ (кривая 1) резонанс отсутствует и существует вторая точка перегиба функции $n(\psi)$ при $\psi = \psi_2 \approx 88^\circ$. Из рисунка видно, что в случае $f < f_{\text{LHR}}$ при $\beta(\psi_2) < \beta < \beta_s$ существуют три различных значения ψ , для которых лучи приходят в точку наблюдения с одним и тем же углом β . В противном случае такое значение ψ только одно. Таким образом, следует ожидать, что в случае

кривой 1 основное излучение также будет сосредоточено в конусе Стори, причем, три луча суммируются каждый со своей фазой, образуя характерную интерференционную картину внутри конуса.

В случае $f > f_{LHR}$ (кривая 2) резонанс присутствует и $\psi_{res} \approx 86.1^\circ$. Уравнение $\beta = \beta(\psi)$ в случае $\beta = 0$ имеет три корня: $\psi = 0$ и $\pm\psi_G$, где угол $\psi_G \approx 82.2^\circ$ называют углом Жандрена. Поскольку направление луча перпендикулярно поверхности $n(\psi)$, то при $\psi \rightarrow \pm\psi_{res}$ угол $\beta \rightarrow \mp\beta_{res}$, где $\beta_{res} = (90^\circ - \psi_{res}) \approx 3.9^\circ$. Таким образом, в случае $f > f_{LHR}$ и $0 \leq \beta \leq \beta_{res}$ будет наблюдаться три луча; при $\beta_{res} < \beta < \beta_s$ – два луча; и при $\beta > \beta_s$ – ни одного. Напомним, что мы рассматриваем только значения $\beta \geq 0$; приведенные числовые значения углов зависят от частоты ЭМ-волны. Этот качественный анализ подтверждается ниже результатами численных расчетов напряженности ЭМ-поля рамочной антенны.

На рис. 2 приведены зависимости от частоты в интервале 0.5...200 кГц величин углов β_s и ψ_s . Из рисунка видно, что при изменении частоты излучения в относительно широком интервале величина угла Стори изменяется относительно мало, причем, при $f > 20$ кГц эта зависимость практически линейна и может быть представлена следующими приближенными формулами

$$\beta_s \approx -0.031 \times f + 19.48^\circ, \quad \psi_s \approx -0.050 \times f + 54.85^\circ,$$

где частота измеряется в килогерцах, а углы – в градусах.

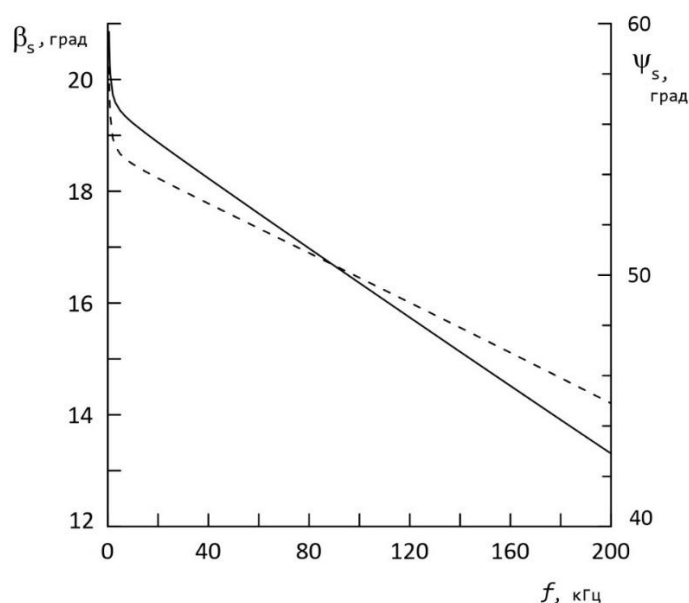


Рис. 2. Зависимость величины угла Стори β_s (сплошная кривая) и соответствующего угла ψ_s (штрихи) от частоты волны.

Пусть α – угол между направлениями луча и волновой нормали \vec{k} . Этот угол, как и углы β , ψ , положителен по часовой стрелке. Тогда, очевидно,

$$\beta = \psi - \alpha; \quad (15)$$

Обозначим штрихом производную по углу ψ , тогда [1]

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= n' / n = (B' - A'n^2) / 2(2An^2 - B), \\ A' &= (S - P) \sin 2\psi, \\ B' &= (RL - PS) \sin 2\psi. \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, для нахождения всех лучей, приходящих в точку наблюдения под углом β , следует найти все корни ψ нелинейного алгебраического уравнения (15) с учетом соотношений (16). С точки зрения численных расчетов уравнение (15) удобнее переписать в виде [1]

$$\operatorname{tg} \psi - \operatorname{tg} \beta - (1 + \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \psi) \operatorname{tg} \alpha = 0, \quad (17a)$$

а в случае близости ψ к 90° – в виде

$$(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{1/2} \cos \beta - \cos \psi - \operatorname{tg} \alpha \sin \psi = 0. \quad (17b)$$

В данной работе для поиска всех корней подобных уравнений используем численную процедуру последовательной изоляции корней в интервале $(-\psi_{\text{res}}, \psi_{\text{res}})$ с последующим применением метода бисекций. В случае $f < f_{\text{LHR}}$ (кривая 1 на рис. 1) отрицательные корни ψ отсутствуют и для поиска используем отрезок $[0, 90^\circ]$.

3. Алгоритм и результаты расчетов

1) Предполагаем, что задано место расположения рамочной антенны, характеристики среды, частота ЭМ-излучения f и параметры антенны (a, I_0, φ_0) , что позволяет предварительно вычислить параметры Стикса (3), тензор (9) и излучаемую рамочной антенной мощность $P_{\text{изл}}$ (13).

2) Определяем положение точки наблюдения (R, β) . Далее находим все значения угла ψ , соответствующие лучам, приходящим в точку наблюдения под углом β . Для этого численно находим все корни ψ_j уравнения (17), вычисляя соответствующие значения $n(\psi)$ при помощи формул

$$n^2 = \{B + \operatorname{sgn}(B) \times \operatorname{Det}^{1/2}\} / 2A, \quad (18)$$

$$\operatorname{Det} = (RL - PS)^2 \sin^4 \psi + P^2 (R - L)^2 \cos^2 \psi,$$

где $\operatorname{sgn}(x)$ обозначает функцию, имеющую значения 1, 0 или -1 в соответствии со знаком аргумента x . Пусть таких корней будет q штук, то есть, $j = 0, 1, \dots, q$.

3) Если $q = 0$, тогда полагаем искомые поля равными нулю и заканчиваем расчет для данного значения β .

4) Для каждого найденного значения ψ_j вычислим соответствующее значение n_j и α_j из уравнений (18) и (16), а также шесть компонент напряженности поля E_{xj}, \dots, H_{zj} из соотношений (12).

5) Вычислим искомые величины компонент напряженности поля, суммируя q величин для каждого значения ψ_j с учетом набега фазы на расстоянии R . Получим шесть сумм вида

$$E_x = \sum_{i=1}^q E_{xj} \exp(-ik_0 n_j R \cos \alpha_j),$$

...

$$H_z = \sum_{i=1}^q H_{zj} \exp(-ik_0 n_j R \cos \alpha_j).$$

Процедура закончена. Если необходимо изменить положение точки наблюдения, переходим на пункт 2.

В качестве иллюстрации на рисунках 3-6 приведены результаты расчетов величин $E = |\vec{E}|$, $H = |\vec{H}|$ на расстоянии $R = 10$ км для частот 1 и 100 кГц при параллельной (сплошная линия) и перпендикулярной (штриховая линия) ориентации рамочной антенны.

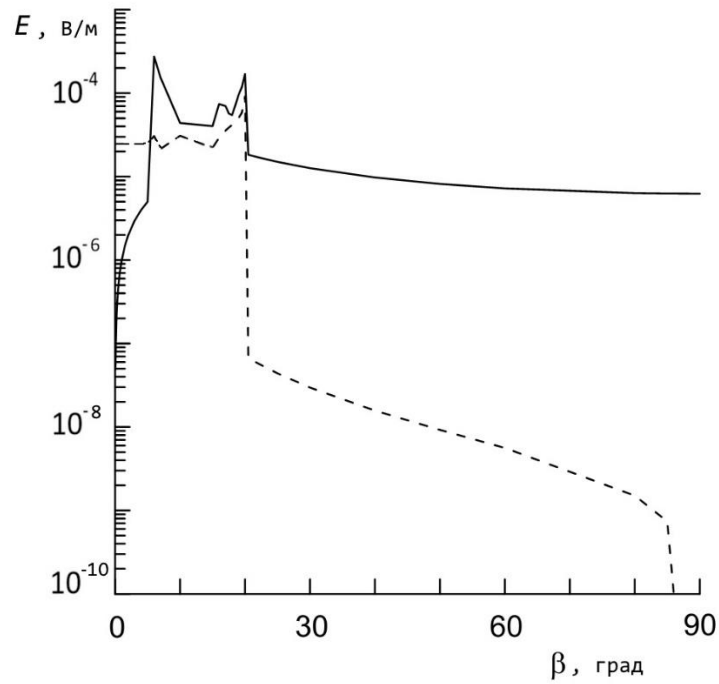


Рис. 3. Зависимость амплитуды E электрического поля от угла точки наблюдения β для частоты волны 1 кГц.

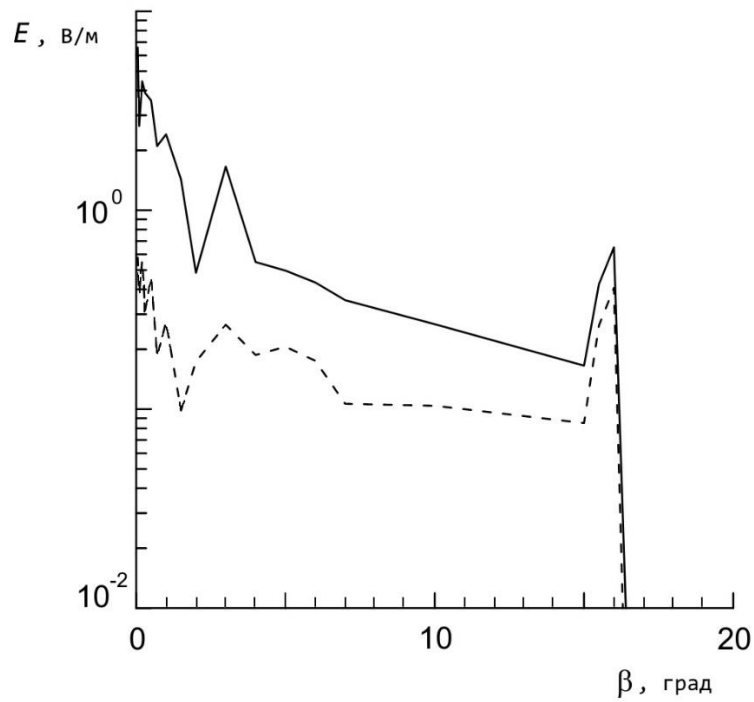


Рис. 4. Зависимость амплитуды E электрического поля от угла точки наблюдения β для частоты волны 100 кГц.

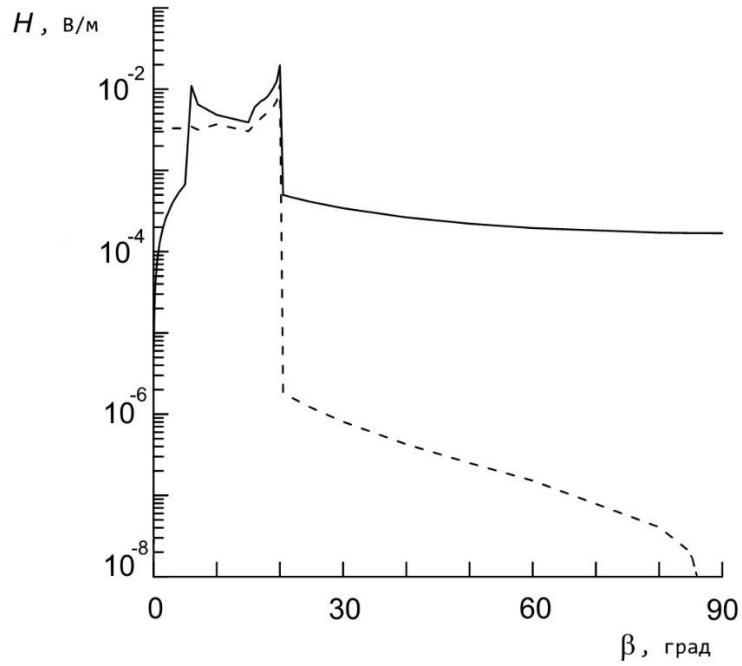


Рис. 5. Зависимость амплитуды H магнитного поля от угла точки наблюдения β для частоты волны 1 кГц.

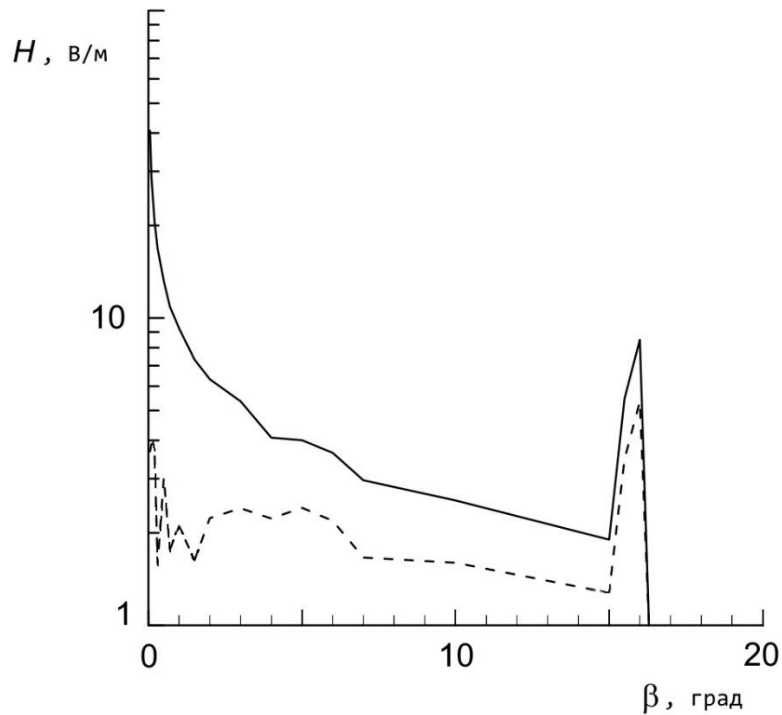


Рис. 6. Зависимость амплитуды H магнитного поля от угла точки наблюдения β для частоты волны 100 кГц.

Рисунки 3 и 5 соответствуют случаю $f < f_{LHR}$ (кривая 1 на рис. 1). Вне конуса Стори ($\beta > \beta_s \approx 20.1^\circ$) в точку наблюдения приходит только один луч,

которому в пространстве волновых нормалей соответствует угол ψ : $90^\circ \geq \psi > \psi_2 \approx 88^\circ$. В случае параллельной ориентации рамки таким углом соответствует максимум диаграммы направленности элементарного диполя в свободном пространстве, а в случае перпендикулярной ориентации – минимум, близкий к нулю. Это объясняет заметное различие амплитуд полей для этих ориентаций. Кроме того, сопротивление излучения рамочной антенны перпендикулярной ориентации составляет $\sim 4.5 \times 10^{-6}$ Ом, а у рамки параллельной ориентации $\sim 6.0 \times 10^{-6}$ Ом.

Рисунки 4 и 6 соответствуют случаю $f > f_{LHR}$ (кривая 2 на рис. 1). Вне конуса Стори ($\beta > \beta_s \approx 16.4^\circ$) волновые поля равны нулю. При малых углах $0 \leq \beta \leq \beta_{res} \approx 3.9^\circ$ в точку наблюдения приходит три луча, имеющих в пространстве волновых нормалей три различных значения угла ψ – два положительных и одно отрицательное. Например, для $\beta = 1^\circ$ имеем $\psi(j) = \{-83.2; 2.15; 81.2\}$, $j = 1, 2, 3$. Из рис. 1 видно, что $|\psi(1,3)|$ близко к $\psi_G \approx 82.2^\circ$ и всегда выполняется неравенство $\psi(3) < \psi_G < |\psi(1)|$. Значение $\psi(2)$ относительно малó (на частоте 10 кГц оно не превышает 0.5° , а на частоте 100 кГц – не более 7°). В случае параллельной ориентации рамки луч $\psi(2)$ находится вблизи минимума диаграммы направленности элементарного диполя в свободном пространстве и в формировании суммарной напряженности поля в точке наблюдения принимают участие, в основном, лучи $\psi(1,3)$. В случае перпендикулярной ориентации, напротив, ослабляются лучи $\psi(1,3)$. Соответствующие сопротивления излучения составляют ~ 23 Ом и ~ 13 Ом, что приводит к средним величинам напряженности поля на частоте 100 кГц на несколько порядков бóльшим, чем на частоте 1 кГц.

Если величина угла β на рис. 1 увеличивается от 0 и приближается к значению угла Стори β_s , то два соответствующих корня $\psi(1,2)$ уравнения $\beta = \beta(\psi)$ приближаются к значению ψ_s , причем, $\psi(1) < \psi_s < \psi(2)$. Поскольку угол ψ_s соответствует точке перегиба функции $n(\psi)$, то при $\psi(1) \rightarrow \psi(2)$ в однородной среде формально возникает плоскопараллельный пучок лучей (каустика), амплитуда ЭМ-поля в котором стремится к бесконечности для точечного

источника без учета соударений электронов. Соответствующие максимумы на рис. 3-6 искусственно обрезаны. Методы вычисления напряженности поля на каустике хорошо известны (см., например, [10]) и в данной работе не рассматриваются.

Заключение

Разработана относительно простая и наглядная вычислительная процедура, позволяющая определить величину напряженности поля в дальней зоне любого источника малых (по сравнению с длиной волны) размеров, расположенного в холодной однородной многокомпонентной магнитоактивной плазме (ионосфере), при условии, что известны мощность излучения такого источника и его диаграмма направленности по мощности.

В качестве иллюстрации приведены результаты расчета напряженности поля в дальней зоне элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере, для частот 1 и 100 кГц. Проведен качественный анализ особенностей углового и частотного распределения напряженности поля для параллельной и перпендикулярной ориентаций рамочной антенны. Полученные результаты позволяют наглядно показать, как наличие плазменного резонанса и многолучевого распространения, возникающих вследствие анизотропии плазмы, приводят к существенному угловому перераспределению напряженности поля рамки по сравнению со случаем излучения в свободном пространстве.

Приведенная в работе схема расчета может быть практически без изменений использована для вычисления напряженности поля на любом расстоянии от рамочной антенны с учетом неоднородности ионосферной плазмы на трассе от источника до приемника ЭМ-волн.

Финансирование: работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0014).

Литература

1. Мошков А.В. О вычислении диаграммы направленности элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.2.2>
2. Budden K.G. Radio Waves in the Ionosphere. – Cambridge: University Press, 1961. – 542 p.
3. Бункин Ф.В. Об излучении в анизотропных средах // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32. – № 2. – С. 338-344.
4. Mittra R., Deschamps G.A. Field Solution for a Dipole in an Anisotropic Medium // Electromagnetic Theory and Antennas, part 1. – Ed. E.C. Jordan. – New York: Pergamon Press, 1963. – P. 495-512.
5. Беллюстин Н.С. Об излучении волн свистового диапазона в плазме // Известия вузов. Радиофизика. – 1978. – Т. 21. – № 1. – С. 22-34.
6. Стикс Т. Теория плазменных волн. – Москва: Атомиздат, 1965. – 345 с.
7. Bortnik J. Precipitation of radiation belt electrons by lightning-generated magnetospherically reflecting whistler waves. – Stanford University, 2004. – 216 p.
8. Wang T., Bell T.F. On input impedance of an arbitrarily oriented small loop antenna in a cold collisionless magnetoplasma // IEEE Tr. on Antennas and Prop. – 1973. – Vol. 21. – No. 5. – P. 745-746. <https://doi.org/10.1109/TAP.1973.1140562>
9. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. – Москва: Наука, 1981. – 256 с.
10. Ziolkowski R.W., Deschamps G.A. Asymptotic evaluation of high-frequency fields near a caustic: an introduction to Maslov's method // Radio Science. – 1984. – Vol. 19. – No. 4. – P. 1001-1025. <https://doi.org/10.1029/RS019i004p01001>

Для цитирования:

Мошков А.В. О вычислении величины напряженности поля в дальней зоне элементарной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.4.10>