

# Розвиток, бойове застосування та озброєння радіотехнічних військ

УДК 621.391.812.62

В.Д. Карлов<sup>1</sup>, Н.Н. Петрушенко<sup>2</sup>, Е.А. Меленти<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Харковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков

<sup>2</sup>Воинская часть А0201

## МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ОЦЕНКИ ДАЛЬНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ЦЕЛЕЙ НАД МОРЕМ В РАМКАХ ДИФРАКЦИОННОГО МЕХАНИЗМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

*В статье рассматривается дифракция как один из механизмов распространения радиоволн в тропосферных радиоволноводах над морем. Теоретически обобщена методология оценки дальности обнаружения целей применительно к конкретным РЛС метрового, дециметрового и сантиметрового диапазона радиоволн с учетом специфики тропосферы над морской поверхностью. В рамках разработанной методологии проведены оценки максимальных дальностей обнаружения маловысотных целей над морем для существующего парка РЛС с учетом дифракционного механизма распространения радиоволн.*

**Ключевые слова:** дальность обнаружения, дифракция, дальность прямой видимости.

### Введение

**Постановка проблемы.** Как показано в работе [1], при обеспечении дальности обнаружения целей в пределах дальности прямой видимости (ДПВ), особенно при локации маловысотных целей [2], существующая группировка РТВ, дислоцированная на побережье Черного моря, не обеспечивает необходимый рубеж выдачи боевой информации при применении средств воздушного нападения на малых высотах. При этом, как известно [3], применение традиционных методов увеличения ДПВ за счет увеличения высоты подъема антенны не всегда являются эффективными. Одним из альтернативных путей увеличения дальности обнаружения над морем является использование явления дифракционного распространения радиоволн (РРВ) особенно в условиях существования тропосферных радиоволноводов (ТРВ) [4]. В этом случае полезной для практики радиолокации является методология расчета электромагнитного поля и оценки дальности обнаружения воздушных над морем целей в частности в рамках дифракционного механизма распространения радиоволн применительно к существующим радиолокационным станциям (РЛС) метрового, дециметрового и сантиметрового диапазонов радиоволн. Однако, в настоящее время в известной литературе этому вопросу уделено мало внимания. В данной статье делается попытка восполнить этот пробел.

**Анализ литературы.** РРВ за пределами ДПВ над Земной поверхностью, в том числе и над морем, обусловлено, как известно [5 – 7], сферичностью Земли. Теория расчета поля в зоне дифракции до-

статочно подробно рассмотрена в ряде работ, библиография которых достаточно подробно представлена в работах [4, 5, 8 – 10]. Однако в известных работах [5, 9 – 12] авторы ограничились рассмотрением общей теории РРВ над Земной поверхностью, не уделив особого внимания изучению особенностей РРВ над морской поверхностью. В данной статье в рамках теоретического обобщения теории, разработанной в [5, 9 – 12], развита методология оценки дальности обнаружения целей применительно к конкретным РЛС метрового, дециметрового и сантиметрового диапазона радиоволн с учетом специфики тропосферы над морской поверхностью. Проведение таких расчетов необходимо для получения оценочных данных по дальности в пределах, которых целесообразно учитывать поле дифракции при формировании электромагнитного поля в районе цели.

**Цель статьи** – усовершенствование методологии оценки дальности обнаружения целей РЛС при морского базирования с учетом дифракционного механизма РРВ над морем.

### Основная часть

Согласно [5, 9 – 12] параметры электромагнитного поля над однородной сферической поверхностью Земли в зоне дифракции (в сферической системе координата  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ) для элементарных излучателей могут быть определены, как:

а) для вертикального электрического диполя (излучатель расположен перпендикулярно поверхности Земли):

$$\begin{cases} E_r = -H_\varphi = \frac{1}{c} ikI\ell \frac{e^{ikau}}{a\sqrt{v\sin v}} V(x, y_1, y_2, q), \\ E_v = -\frac{1}{c} \frac{kI\ell}{m} \frac{e^{ikau}}{a\sqrt{v\sin v}} \frac{\partial V(x, y_1, y_2, q)}{\partial y_1}, \\ E_\varphi = H_r = H_v = 0, \end{cases}$$

где  $E_{r,v,\varphi}$ ,  $H_{r,v,\varphi}$  – составляющие напряженностей электрического и магнитного поля вдоль сферических координат, соответственно;

$I$  – ток в элементарном диполе или рамке;

$\ell$  – длина диполя;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число;

$c$  – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме;

$a$  – геометрический радиус Земли;

$i$  – мнимая единица;

$p = iI\ell[ck]^{-1}$  – электрический момент диполя;

б) для горизонтального электрического диполя:

$$\begin{cases} E_\varphi = H_r = \frac{1}{c} ikI\ell \frac{e^{ikau}}{a\sqrt{v\sin v}} V(x, y_1, y_2, q') \sin \varphi, \\ E_r = -H_\varphi = \frac{1}{c} \frac{kI\ell}{m} \frac{e^{ikau}}{a\sqrt{v\sin v}} \frac{\partial V(x, y_1, y_2, q)}{\partial y_2} \cos \varphi, \\ H_v = \frac{1}{c} \frac{kI\ell}{m} \frac{e^{ikau}}{a\sqrt{v\sin v}} \frac{\partial V(x, y_1, y_2, q')}{\partial y_1} \sin \varphi, \\ E_v = 0. \end{cases}$$

Здесь предполагается, что момент горизонтального диполя ориентирован в направлении  $\varphi=0$ .

Функция  $V$  в соответствии с [5] зависит от трех безразмерных координат  $x$ ,  $y_1$ ,  $y_2$ , и от безразмерного комплексного параметра  $q$  или  $q'$ , связанных с высотами точки излучения  $h_1$  и точки расположения цели  $h_2$ , расстоянием между этими точками по поверхности Земли  $R$ , длиной излучаемой волны  $\lambda$ , проводимостью  $\delta$  и диэлектрической постоянной подстилающей поверхности  $\varepsilon$  следующими соотношениями:

$$x = m \frac{R}{a^*} = \frac{R}{R_0(\lambda)}, \quad y_i = \frac{kh_i}{m} = \frac{h_i}{h_0(\lambda)}, \quad i = 1, 2,$$

$$q = im \frac{\sqrt{\varepsilon - 1 + i \frac{4\pi\delta}{\omega}}}{\varepsilon + i \frac{4\pi\delta}{\omega}}, \quad \omega = \frac{\lambda}{2\pi c},$$

$$q' = q \left( \varepsilon + i \frac{4\pi\delta}{\omega} \right) = im \sqrt{\varepsilon - 1 + i \frac{4\pi\delta}{\omega}}, \quad m = \sqrt[3]{\frac{\pi a^*}{\lambda}}.$$

Величины  $x$ ,  $y_1$  и  $y_2$  называют [5]:  $x$  – приведенное расстояние;  $y_1$  и  $y_2$  – приведенные высоты передатчика и приемника, соответственно, а величины  $q$  и  $q'$  – характерными параметрами задачи.

Условия изменения значения величины рефракции учтены в [5] через эквивалентный радиус Земли ( $a^*$ ), в рамках линейной зависимости показате-

ля преломления от высоты. Такое упрощение не приводит к значительным искажениям результата вычисления поля дифракции при малых высотах расположения лоцируемой цели, так как сравнительный анализ аппроксимации зависимости показателя преломления от высоты, проведенный в [13], показывает применимость линейности модели тропосферы в пределах до двух километров.

Величины  $R_0(\lambda)$  и  $h_0(\lambda)$  – стандартное расстояние и высота, зависящие от длины волны  $\lambda$ . Функция  $V(x, y_1, y_2, q)$  представляет собой множитель ослабления напряженности поля в данной среде по сравнению со свободным пространством. Как показано в [5, 9–12], множитель ослабления имеет следующее интегральное представление:

$$V(x, y_1, y_2, q) = e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{x}{\pi\Gamma}} \int_{\Gamma} e^{ixt} F(t, y_1, y_2, q) dt, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  – контур в плоскости комплексного переменного от  $e^{\frac{2\pi}{3}}$  до 0.

От 0 до  $\infty$ , функция  $F(t, y_1, y_2, q)$  для  $y_2 > y_1$  определяется как:

$$F(t, y_1, y_2, q) = \omega(t - y_2) \Phi(t, y_1, q),$$

где  $\Phi(t, y_1, q) = v(t - y_1) - \frac{v'(t) - qv(t)}{\omega'(t) - q\omega(t)} \omega(t - y_1)$ ,

или же

$$\Phi(t, y_1, q) = \frac{i}{2} \left\{ \omega_2(t - y_1) - \frac{\omega'_2(t) - q\omega_2(t)}{\omega'(t) - q\omega(t)} \right\} \omega(t - y_1),$$

где  $\omega(t)$  – комплексная функция Эйри, определенная Фоком [5] по формуле:

$$\omega(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{tz - \frac{1}{3}z^3} dz,$$

где  $\Gamma$  – тот же контур интегрирования, что и в формуле (1).

Функция Эйри есть решение дифференциального уравнения  $\omega''(t) = t\omega(t)$ , а  $u(t)$  и  $v(t)$  – являются решением этого уравнения, которые при действительных значениях  $t$  являются действительной и мнимой частями  $\omega(t)$  и  $\omega_2(t) = u(t) - iv(t)$ .

Функцию Эйри можно выразить через функцию Ганкеля  $H_{1/3}^{(1)}$  первого рода порядка  $1/3$  соотношением [4]:

$$\omega(t) = \sqrt{\frac{\pi}{3}} e^{j\frac{2\pi}{3}} (-t)^{1/2} H_{1/3}^{(1)} \left[ \frac{2}{3} (-t)^{3/2} \right].$$

Напряженность поля любого источника в среде над морем может быть представлена в виде суммы двух независимых составляющих напряженностей: поля ТМ – поляризации (вертикальной) и поля ТЕ – поляризации (горизонтальной).

В соответствии с [5] ТМ – составляющие поля выражаются через функцию  $V$  с аргументом

$$q_\beta = \frac{im}{\sqrt{\varepsilon_\beta + 1}} = im\delta_\beta, \quad (2)$$

а ТЕ – составляющие – через функцию V с аргументом

$$q_{\Gamma} = \text{im}\sqrt{\hat{\epsilon}_{\beta} + 1} = \text{im}\delta_{\Gamma}, \quad (3)$$

где  $\delta_{\beta}$  и  $\delta_{\Gamma}$  – импеданс подстилающей поверхности для волн вертикальной и горизонтальной поляризации соответственно;

$\hat{\epsilon}_{\beta}$  – комплексная диэлектрическая проницаемость морской воды, определяемая как:  $\hat{\epsilon}_{\beta} = \epsilon_1 + i60\delta\lambda$ ;

$\epsilon_1$  – вещественная часть диэлектрической проницаемости ( $\delta$  и  $\epsilon_1$  – стандартные значения для морской воды, приведенные в [11]).

График зависимости  $|q|$  от длины волны  $\lambda$  для морской воды имеется в [11].

Для практического определения напряженности поля в зоне дифракции необходимо получить численное решение интеграла (1). В общем случае методы численного решения интеграла (1) рассмотрены в [11]. Однако нас интересует случай малых значений у (т.е. низколетающие цели и малые высоты возвышения РЛС). Особенностью вычисления напряженности поля в области за пределами ДПВ при малых значениях у, как показано в [11], является очень медленно сходящиеся ряды вычетов. В свою очередь, как следует из [5, 11], ряд вычетов вида:

$$V(x, y_1, y_2, q) = e^{\frac{i\pi}{4}} 2\sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{ixt_s}}{t_s - q^2} \frac{\omega(t_s - y_1)}{\omega(t_s)} \frac{\omega(t_s - y_2)}{\omega(t_s)},$$

где  $t_s$  – S-й корень уравнения  $\omega'(t) - q\omega(t) = 0$ , является сходящимся при любых значениях x,  $y_1$ ,  $y_2$  и может использоваться для вычислений наравне с интегралом (1) в случае малых значений x и у.

Для случая  $y_1 \ll 1$  и  $y_2 \ll 1$  можно использовать следующие формулы:

$$V(x, y_1, y_2, \infty) = y_1 y_2 \frac{\partial^2 V(x, 0, 0, \infty)}{\partial y_1 \partial y_2}, \quad (4)$$

$$V(x, y_1, y_2, 0) = V(x, 0, 0, 0),$$

где  $\frac{\partial^2 V(x, 0, 0, \infty)}{\partial y_1 \partial y_2} = e^{-\frac{3\pi}{4}} 2\sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} e^{ixt_s^0}$ ;

$$t_s^0 = \left[ \frac{3}{2} \left( S - \frac{1}{4} \right) \pi \right]^{\frac{2}{3}} e^{\frac{i\pi}{3}}.$$

В [5] предлагается вычисление интеграла (1) методом вычетов в полюсах подынтегрального выражения. При этом функции ослабления V выражаются рядом нормальных волн (или мод) вида:

$$V(x, y_1, y_2, q) = 2\sqrt{\pi x} e^{\frac{i\pi}{4}} \times \begin{cases} \sum_{s=1}^{\infty} e^{ixt_s} \frac{dt_s}{dq} \frac{\omega(y_1, t_s) \omega(y_2, t_s)}{\omega^2(0, t_s)}, & \text{при } q \neq \infty, \\ \sum_{s=1}^{\infty} e^{ixt_s} \frac{\omega(y_1, t_s) \omega(y_2, t_s)}{\int_0^{\infty} e^{\frac{i\pi}{3} \omega^2(y_1, t_s)} dy}, & \text{при } q = \infty, \end{cases} \quad (5)$$

где  $t_s$  – корень решения уравнения Эйри вида:

$$\omega'(0, t_s) + q\omega(0, t_s) = 0.$$

Представление множителя ослабления в виде (5) имеет преимущество перед (4) в том, что в области за пределами ДПВ этот ряд является быстроходящимся и для его определения достаточно учитывать одну - две нормальные волны [6]. При наличии приподнятых слоев, высота которых в акватории Черного моря может достигать [14, 15] до 900 метров, удобным является гибридное представление функции V, при котором подынтегральное выражение (5) разбивается на ряд слагаемых, одни из которых имеет физический смысл вкладов лучей, а другие – нормальных волн [6].

Максимальная дальность обнаружения радиолокатора с учетом дифракционного РРВ, как показано в [4, 5], может быть определена как:

$$r_{\max} = r_{\max 0} |V|^2, \quad (6)$$

где  $r_{\max 0}$  – максимальная дальность обнаружения РЛС в свободном пространстве, а модуль ослабления V находится согласно выражению (1).

Соотношение (6), как следует из [4] можно представить в виде:

$$r_{\max} = \sqrt[4]{\frac{PG^2 \lambda^2 \sigma}{P_{\text{пр min}} 64\pi}} |V|^2, \quad (7)$$

где P – средняя мощность передатчика РЛС;

$P_{\text{пр min}}$  – предельная чувствительность приемника РЛС;

G – коэффициент усиления приемо-передающей антенны РЛС (в рассматриваемом случае G учитывает различия в коэффициентах усиления антенны РЛС, работающей на передачу  $G_{\text{прд}}$  и приём  $G_{\text{прм}}$ , то есть  $G = \sqrt{G_{\text{прд}} G_{\text{прм}}}$ );

$\sigma$  – эффективная площадь рассеяния цели.

Значения  $r_{\max}$  для РЛС метрового, дециметрового и сантиметрового диапазонов радиоволн приведена в табл/ 1, расчеты проведены для ЭПР цели  $\sigma = 1 \text{ м}^2$ . Анализируя выражение (1) и (7) можно прийти к выводу, что максимальная дальность обнаружения радиолокатора  $r_{\max}$  с учетом дифракционного РРВ зависит от длины излучаемой волны. Чем короче волна, тем быстрее убывает напряженность дифракционного поля и, следовательно, тем меньше  $r_{\max}$ .

Дальность обнаружения  $r_{\max}$  при излучении радиоволны с вертикальной поляризацией будет больше чем дальность обнаружения при излучении радиоволны с горизонтальной поляризацией, при прочих равных условиях. Это объясняется различием в ослаблении дифракционного поля для волн с горизонтальной и вертикальной поляризацией.

Как следует из (1) и (6) дальность обнаружения  $r_{\max}$  зависит также от свойств подстилающей поверхности (солености воды). Эта зависимость обусловле-

на тем, что чем больше величина проводимости и диэлектрической проницаемости подстилающей поверхности, тем больше напряженность дифракционного поля и, следовательно, больше  $\Gamma_{\max}$ . Сопоставляя полученные данные о дальности обнаружения цели с учетом дифракционного механизма РРВ, приведенные в таблице 1, с дальностями, обеспечивающими

потребный рубеж выдачи РЛИ по маловысотным целям, приведенными в [1], мы видим, что даже в рамках дифракционного механизма существующий парк РЛС способен выдать РЛИ, позволяющую обеспечить выполнение боевой задачи истребительной авиации и зенитными ракетными войсками по уничтожению маловысотной цели над морем.

Таблица 1

Максимальная дальность обнаружения РЛС с учетом дифракционного РРВ

№ п/п	Тип РЛС	$f_{\text{раб}}$ , МГц	$P_{\text{прд}}$ (средняя), кВт	G	$\lambda$ , м	$P_{\text{прм}}$ , мВт	$\Gamma_{\max}$ , км
1	П-18	150	3	1000	1,7	$1,6 \cdot 10^{-15}$	322
2	55Ж6	170-190	5	800	1,7	$8,5 \cdot 10^{-14}$	110
3	5Н84А	170-190	1,7	700	1,7	$1,6 \cdot 10^{-15}$	214
4	35Н6	824-885	6	340	0,35	$4,6 \cdot 10^{-15}$	72
5	П-19	$950 \pm 30$	5	340	0,31	$1,65 \cdot 10^{-15}$	84
6	35Д6	3000	3	6000-7000	0,1	$4,8 \cdot 10^{-13}$	42
7	5Н86	152-160	5000	800	2	$10^{-17}$	5600

### Выводы

Развита методология оценки дальности обнаружения целей применительно к конкретным РЛС метрового, дециметрового и сантиметрового диапазона радиоволн с учетом специфики тропосферы над морской поверхностью применительно к дифракционному механизму РРВ. Предложенная методология позволяет рассчитывать максимальную дальность обнаружения маловысотных целей над морем, учитывая при этом поляризацию, рабочую длину волны, мощность передатчика и приемника РЛС, а также электрические параметры подстилающей поверхности. Использование рассеянного дифракционного электромагнитного поля за пределами дальности прямой видимости позволяет увеличить дальность обнаружения РЛС маловысотных целей над морем и следовательно обеспечить потребный рубеж выдачи РЛИ для зенитных ракетных войск и истребительной авиации.

### Список литературы

1. Петрушенко М.М. Розрахунок дальностей виявлення аеродинамічних засобів повітряного нападу на приморських напрямках / М.М. Петрушенко, В.Л. Мисайлов, Є.О. Меленті // Збірник наукових праць ХУПС. – Х.: ХУПС, 2011. – Вип. 1 (6). – С. 167–171.
2. Буров Н.И. Маловысотная радиолокация / Н.И. Буров. – М.: Воениздат, 1977. – 128 с.
3. Распространение ультракоротких радиоволн: Пер. с англ. / Под ред. Б.А. Шиллерова. – М.: Сов. радио, 1954. – 564 с.
4. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн / Ф.Б. Черный. – М.: Сов. радио, 1972. – 463 с.

5. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн / Ф.А. Фок. – М.: Сов. радио, 1970. – 520 с.
6. Михайлов Н.Ф. Радиометеорологические исследования над морем / Н.Ф. Михайлов, А.В. Рыжков, Г.Г. Шукин. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 207 с.
7. Лобкова Л.М. Распространение радиоволн над морской поверхностью / Л.М. Лобкова. – М.: Радио и связь, 1991. – 255 с.
8. Бреховский Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховский. – М.: Наука, 1978. – 348 с.
9. Боровиков В.А. Геометрическая теория дифракции / В.А. Боровиков, Б.Е. Кинбер. – М.: Связь, 1978. – 247 с.
10. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
11. Азрилян П.А. Численные результаты теории дифракции радиоволн вокруг земной поверхности / П.А. Азрилян, Н.Г. Белкина. – М.: Сов. радио, 1957. – 80 с.
12. Кравцов Ю.А. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли / Ю.А. Кравцов, З.И. Фейзулин, А.Г. Виноградов. – М.: Радио и связь, 1983. – 224 с.
13. Бин Б.Р. Радиометеорология: Перевод с английского / Б.Р. Бин, Е.Дж. Даттон; под ред. А.А. Семенова. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 368 с.
14. Петрушенко Н.Н. Обнаружение маловысотных целей на загоризонтных дальностях над морским тропосферным волноводом. / Н.Н. Петрушенко, В.Л. Мисайлов // Радиотехника. – 2004. – Вып. 137. – С. 113–117.
15. Петрушенко Н.Н. Свойства морского тропосферного волновода как элемента радиоканала / Н.Н. Петрушенко, В.Д. Карлов, В.Л. Мисайлов // Системи обробки інформації. – Х.: ХУПС, 2008. – Вип. 6(73). – С. 54–58.

Поступила в редколлегию 5.04.2012

**Рецензент:** д-р техн. наук проф. Л.Ф. Купченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

### МЕТОДОЛОГІЯ РОЗРАХУНКУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ І ОЦІНКА ДАЛЬНОСТІ ВІЯВЛЕННЯ ПОВІТРЯНИХ ЦІЛЕЙ НАД МОРЕМ В РАМКАХ ДИФРАКЦІЙНОГО МЕХАНІЗМУ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВІЛЬ

В.Д. Карлов, М.М. Петрушенко, Є.О. Меленті

В статті розглядається дифракція як один із механізмів розповсюдження радіохвиль в тропосферних радіохвилеводах над морем. Теоретично узагальнена методологія оцінки дальності виявлення цілей у відповідності до конкретних РЛС метрового, дециметрового і сантиметрового діапазону радіохвиль з урахуванням специфіки тропосфери над морською

поверхню. В межах розробленої методології проведені оцінки максимальних дальностей виявлення маловисотних цілей над морем для існуючого парку РЛС з урахуванням дифракційного механізму розповсюдження радіохвиль.

**Ключові слова:** дальність виявлення, дифракція, дальність прямої видимості.

**METHODOLOGY OF CALCULATION ELECTROMAGNETIC PAUL AND ESTIMATION OF DISTANCE EXPOSURE AIR AIMS ARE ABOVE SEA WITHIN THE FRAMEWORK OF DIFFRACTION MECHANISM DISTRIBUTION RADIO WAVES**

V.D. Karlov, M.M. Petrushenko, Y.A. Melenty

*In the article diffraction as one of mechanisms of distribution of radio waves is examined in radiowaveguides above a sea. Methodology of estimation of distance of exposure of aims generalized in theory in accordance with concrete РЛС meter, decimetric u of centimetre range of radio waves taking into account the specific of troposphere above a marine surface. Within the limits of worked out the conducted estimations of maximal distances of exposure of littlepitch aims are above a sea for an existent park РЛС taking into account the diffraction mechanism of distribution of radio waves.*

**Keywords:** distance of exposure, diffraction, distance of line-of-sight.