

УДК 621.396.96

Г.С. Залевский, О.И. Сухаревский

Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба, Харьков

МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАЗЕМНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ОБЪЕКТОВ РЕЗОНАНСНЫХ РАЗМЕРОВ

Рассматривается метод численного расчета характеристик вторичного излучения наземных радиолокационных объектов резонансных размеров, основанный на решении неоднородных интегральных уравнений 2-го рода. Ядрами уравнений являются электромагнитные поля диполей, учитывающих наличие границы раздела диэлектрических полупространств. Разработан метод расчета электромагнитных полей указанных диполей, позволяющий снизить время их вычисления. Демонстрируются результаты расчетов диаграмм вторичного излучения модели бронетранспортера.

Ключевые слова: вторичное излучение, граница раздела диэлектрических сред, интегральное уравнение, наземный радиолокационный объект.

1. Введение

Локация наземных радиолокационных объектов (НРЛО) имеет ряд особенностей по сравнению с рассеивателями в воздушном пространстве. Отраженный НРЛО сигнал – это отклик системы "объект - подстилающая поверхность" и представляет собой результат интерференции прямого сигнала и перетраженного земной поверхностью. Свойства таких сигналов различны в разных диапазонах длин волн. Применение зондирующих сигналов сантиметрового, дециметрового и метрового диапазонов имеет свои достоинства и недостатки. В частности локаторам метрового диапазона присуща сравнительно большая дальность обнаружения, возможность обнаружения объектов сквозь растительность. Кроме того метровый диапазон является резонансным по отношению ко многим типам наземных объектов, что в свою очередь дает дополнительные преимущества при распознавании таких объектов. Конечно же, повышение дальности обнаружения НРЛО связано с применением радиолокационных станций (РЛС) воздушного базирования. Основной сложностью применения локаторов метрового диапазона в данном случае являются большие габариты используемых антенных систем. Однако эта проблема решается. В частности примером локатора метрового диапазона воздушного базирования является РЛС CARABAS (Швеция) [1], использующая полосы частот 20...90 МГц и 140...360 МГц. Рабочий диапазон указанной РЛС дает возможность осуществлять обзор сквозь растительность и может применяться даже для обнаружения мин [1, 2]. РЛС позволяет формировать радиолокационное изображение, лишенное посторонних шумов, усложняющих функционирование аналогичных РЛС более коротковолновых диапазонов.

При разработке алгоритмов обработки сигналов в рассматриваемых РЛС важно располагать

подробной достоверной информацией о рассеивающих свойствах НРЛО в различных диапазонах длин волн. В виду сложности и дороговизны проведения натурных измерений наиболее эффективным средством получения такой информации является математическое моделирование. В частности в монографиях [3, 4] подробно описан асимптотический высокочастотный метод расчета характеристик вторичного излучения (ХВИ) НРЛО. Среди зарубежных можно привести работы [5 – 8]. Описанные в указанных работах методы эффективны при моделировании ХВИ наземных объектов больших электрических размеров (большинство объектов броне- и автомобильной техники в сантиметровом и дециметровом диапазонах). Вместе с тем в метровом диапазоне, когда размеры объекта соизмеримы с длиной волны, известные высокочастотные методы расчета [3 – 8] не позволяют проводить вычисления с высокой точностью. Подробная информация о ХВИ резонансных НРЛО в известной литературе отсутствует.

В связи со сказанным выше целью настоящей статьи является разработка метода расчета ХВИ НРЛО резонансных размеров. В работе приводятся основные математические соотношения для расчета ХВИ объектов, расположенных на поверхности земли (моря), при различных поляризации, пространственных и время-частотных параметрах зондирующих сигналов. Для расчета ХВИ объектов, поверхность которых может считаться идеально проводящей, в качестве основы используется разработанный ранее метод расчета ХВИ резонансных объектов в свободном пространстве [9 – 11], базирующийся на решении интегрального уравнения (ИУ) магнитного поля (ИУМП). Для диэлектрических объектов используется система ИУ типа Мюллера [12 – 16], применявшаяся ранее авторами данной работы для расчета характеристик рассеяния объектов простой формы в почве [13, 14, 16]. Основное внимание уделяется методу расчета электромагнитных полей

(ЭМП) вспомогательных точечных источников, учитывающих наличие границы раздела диэлектрических полупространств. Предложенный метод позволяет существенно сократить время вычислений указанных полей при решении ИУ. Разработанный алгоритм численного расчета позволяет получать ХВИ металлических и диэлектрических объектов, расположенных на поверхности земли. В качестве таких объектов могут рассматриваться автомобильная и бронетанковая техника при использовании зондирующих сигналов метрового диапазона, металлические и диэлектрические мины в верхней части метрового и в дециметровом диапазоне.

В статье демонстрируются результаты расчета диаграмм вторичного излучения бронетранспортера (БТР) M113A3 (США) [17] при различных условиях облучения.

2. Основные расчетные соотношения

2.1. Интегральные уравнения для плотностей токов на поверхности НРЛО

В статье используется модель, представленная на рис. 1.

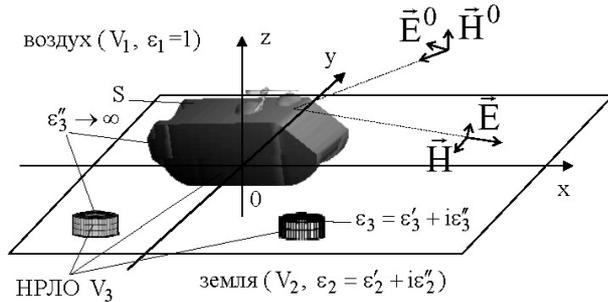


Рис. 1. Модель радиолокационного зондирования НРЛО

В свободном полупространстве V_1 на границе раздела $z=0$ с диэлектрическим полупространством V_2 (земля) находится объект V_3 с поверхностью S . Области V_1, V_2, V_3 являются однородными с соответствующими относительными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1=1, \epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2'', \epsilon_3 = \epsilon_3' + i\epsilon_3''$. Комплексные проницаемости ϵ_2, ϵ_3 являются функциями частоты. В случае металлического объекта $\epsilon_3'' \rightarrow \infty$ и ЭМП внутри объекта равно нулю. Относительная магнитная проницаемость $\mu=1$ во всех рассматриваемых областях. Объект V_3 облучается ЭМП (\vec{E}^0, \vec{H}^0) .

В ИУ, приводимых далее, используются ЭМП вспомогательных точечных источников (диполей) при наличии границы раздела "воздух-земля" (V_1 и V_2):

$(\vec{E}_1^{e(m)}, \vec{H}_1^{e(m)})$ – поле вспомогательного точеч-

ного электрического (магнитного) источника, при условии, что диэлектрическая проницаемость объекта ϵ_3 совпадает с проницаемостью ϵ_1 свободного полупространства V_1 ;

$(\vec{E}_3^{e(m)}, \vec{H}_3^{e(m)})$ – поле вспомогательного точеч-

ного электрического (магнитного) источника, при условии, что проницаемость ϵ_1 полупространства V_1 равна проницаемости объекта ϵ_3 .

Задача состоит в нахождении поля (\vec{E}, \vec{H}) , рассеянного НРЛО V_3 , в произвольной точке свободного полупространства V_1 .

Путем применения леммы Лоренца [12, 18] в областях V_1, V_2, V_3 к искомому полю (\vec{E}, \vec{H}) и соответствующим полям вспомогательных точечных источников, могут быть получены ИУ для плотностей токов на поверхности объекта с учетом его взаимодействия с границей раздела полупространств. В случае идеально проводящего НРЛО получено поверхностное ИУ Фредгольма 2-го рода (ИУМП), записанное ниже в проекциях:

$$\left\{ \begin{aligned} & -\vec{\tau}_2^0 \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}_0) + 2\vec{\tau}_1^0 \cdot \vec{H}^0(\vec{Q}_0) = \\ & = \frac{2}{i\omega} \int_S \vec{E}_1^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_1^0) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) ds_Q, \\ & \vec{\tau}_1^0 \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}_0) + 2\vec{\tau}_2^0 \cdot \vec{H}^0(\vec{Q}_0) = \\ & = \frac{2}{i\omega} \int_S \vec{E}_1^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_2^0) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) ds_Q, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $\vec{Q}_0, \vec{Q} \in S$ – точки наблюдения и интегрирования соответственно, $\vec{\tau}_1^0, \vec{\tau}_2^0$ – взаимно ортогональные орты, касательные к S в точке \vec{Q}_0 , образующие правую тройку с внутренней к S нормалью \vec{n}^0 в этой точке; $\vec{J}^e(\vec{Q}) = \vec{n} \times \vec{H}(\vec{Q})$ – плотность электрического тока (\vec{n} – нормаль в точке интегрирования); $\vec{E}_1^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0)$ – напряженность электрического поля магнитного диполя с вектор-моментом $\vec{\tau}^0$, расположенного над границей раздела "воздух-земля".

Символом "t" обозначены касательные к поверхности S векторы.

Для диэлектрического объекта получена система неоднородных ИУ Фредгольма 2-го рода (типа Мюллера [12 – 16]) для плотностей эквивалентных электрических $\vec{J}^e(\vec{Q}) = \vec{n} \times \vec{H}(\vec{Q})$ и магнитных $\vec{J}^m(\vec{Q}) = \vec{n} \times \vec{E}(\vec{Q})$ токов:

$$\left\{ \begin{aligned} & \bar{\tau}_2^0 \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}_0)(\varepsilon_3 + \varepsilon_1) - 2\varepsilon_3 \bar{\tau}_1^0 \cdot \bar{E}^0(\bar{Q}_0) = \frac{2}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \bar{H}^{et}(\bar{\tau}_1^0) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \varepsilon_0^{-1} \Delta \bar{D}^{et}(\bar{\tau}_1^0) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q, \\ & -\bar{\tau}_1^0 \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}_0)(\varepsilon_3 + \varepsilon_1) - 2\varepsilon_3 \bar{\tau}_2^0 \cdot \bar{E}^0(\bar{Q}_0) = \frac{2}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \bar{H}^{et}(\bar{\tau}_2^0) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \varepsilon_0^{-1} \Delta \bar{D}^{et}(\bar{\tau}_2^0) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q, \\ & \bar{\tau}_2^0 \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}_0) - \bar{\tau}_1^0 \cdot \bar{H}^0(\bar{Q}_0) = -\frac{1}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \bar{H}^{mt}(\bar{\tau}_1^0) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \Delta \bar{E}^{mt}(\bar{\tau}_1^0) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q, \\ & -\bar{\tau}_1^0 \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}_0) - \bar{\tau}_2^0 \cdot \bar{H}^0(\bar{Q}_0) = -\frac{1}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \bar{H}^{mt}(\bar{\tau}_2^0) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \Delta \bar{E}^{mt}(\bar{\tau}_2^0) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q. \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где $\bar{Q}_0, \bar{Q} \in S, \bar{n}^0$ – в данном случае внешняя по отношению к объекту нормаль;

$$\begin{aligned} \Delta \bar{H}^{et}(\bar{\tau}^0) &= \varepsilon_3 \bar{H}_3^{et}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) - \varepsilon_1 \bar{H}_1^{et}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0); \\ \Delta \bar{D}^{et}(\bar{\tau}^0) &= \bar{D}_3^{et}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) - \bar{D}_1^{et}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0), \\ \bar{D}_{1(3)}^e(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) &= \varepsilon_0 \varepsilon_{1(3)} \bar{E}_{1(3)}^e(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0); \\ \Delta \bar{H}^{mt}(\bar{\tau}^0) &= \bar{H}_3^{mt}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) - \bar{H}_1^{mt}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0); \\ \Delta \bar{E}^{mt}(\bar{\tau}^0) &= \bar{E}_3^{mt}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) - \bar{E}_1^{mt}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0). \end{aligned}$$

Решив ИУМП (1), напряженность магнитного поля \bar{H} , рассеянного идеально проводящим НРЛО, можно получить с помощью интегрального представления:

$$\begin{aligned} i\omega \bar{p}^0 \cdot (\bar{H}(\bar{Q}_0) - \bar{H}^0(\bar{Q}_0)) &= \\ &= -\int_S \bar{E}_1^{mt}(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{p}^0) \cdot \bar{J}(\bar{Q}) ds_Q, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\bar{Q}_0 \in V_1 \setminus S, \bar{p}^0$ – орт, указывающий ориентацию вектора \bar{H} поля, рассеянного объектом.

Составляющие ЭМП, рассеянного диэлектрическим НРЛО, при $\bar{Q}_0 \in V_1 \setminus S$ вычисляются с помощью представлений:

$$\left\{ \begin{aligned} & i\omega \bar{p} \cdot (\bar{E}(\bar{Q}_0) - \bar{E}^0(\bar{Q}_0)) = \\ & = \int_S \left(\Delta \bar{H}^{et}(\bar{p}) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \varepsilon_0^{-1} \Delta \bar{D}^{et}(\bar{p}) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q, \\ & -i\omega \bar{p} \cdot (\bar{H}(\bar{Q}_0) - \bar{H}^0(\bar{Q}_0)) = \\ & = \int_S \left(\Delta \bar{H}^{mt}(\bar{p}) \cdot \bar{J}^m(\bar{Q}) + \Delta \bar{E}^{mt}(\bar{p}) \cdot \bar{J}^e(\bar{Q}) \right) ds_Q. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

В следующем подразделе предложен метод вычисления ЭМП диполей, входящих в формулы (1)-(4).

2.2. Метод расчета ЭМП вспомогательных диполей в присутствии границы раздела диэлектрических сред

В разработанном методе расчета ЭМП электрического и магнитного диполей используются для вычисления облучающего ЭМП моделей антенн разных типов (эти модели могут быть представлены в виде суперпозиции полей диполей), в качестве ядер ИУ (1) и (2), а также в представлениях для вычисления рассеянного поля (3) и (4). Вывод формул для составляющих ЭМП рассматриваемых источников описан во многих классических работах, например, в [19 – 23]. Эти формулы достаточно громоздки. Поэтому в настоящей статье рассматривается лишь составляющие ЭМП магнитного диполя \bar{E}_1^m и \bar{H}_1^m . Приведенные далее рассуждения без труда могут быть применены для расчета других компонент $(\bar{E}_1^e, \bar{H}_1^e), (\bar{E}_3^{e(m)}, \bar{H}_3^{e(m)})$.

Поле точечного излучателя в присутствии границы раздела диэлектрических сред представляется в виде суммы первичного поля, соответствующего однородной среде, и вторичного поля, порожденно-го границей раздела:

$$\begin{aligned} \bar{E}_1^m(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) &= \\ &= \bar{E}_{1\text{перв}}^m(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) + \bar{E}_{1\text{втор}}^m(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{E}_{1\text{перв}}^m(\bar{Q}|\bar{Q}_0, \bar{\tau}^0) = -i\omega(\bar{\tau}^0 \times \bar{\nabla} G(\bar{Q}_0, \bar{Q}))$, (6)

$$G(\bar{Q}_0, \bar{Q}) = G(R) = \exp(ik_1 R) / 4\pi R,$$

$R = |\bar{Q} - \bar{Q}_0|, \bar{Q}_0 = (x_0, y_0, z_0), \bar{Q} = (x, y, z), k_1 = 2\pi/\lambda_0, \lambda_0$ – длина волны в свободном пространстве.

Вычисление $\bar{E}_{1\text{перв}}^m$ существенных проблем не составляет. Остановимся подробнее на вычислении $\bar{E}_{1\text{втор}}^m$. Далее без вывода приведем выражение для у-составляющей напряженности электрического поля магнитного диполя, ориентированного вдоль оси OX ($\bar{\tau} = (\tau_x \ 0 \ 0)^T$), при $z_0, z > 0$ в прямоугольной системе координат (рис. 1):

$$E_{1\text{xy}}^m = E_{1\text{перв xy}}^m + E_{1\text{втор xy}}^m,$$

где $E_{1\text{перв xy}}^m = \frac{\tau_x i\omega}{4\pi} D_z g_1(k_1, R) g_2(k_1, R),$

$$\begin{aligned} E_{1\text{втор xy}}^m &= \frac{\tau_x i\omega}{4\pi} [D'_z g_1(k_1, R') g_2(k_1, R') + \\ &+ 2\Gamma^{-2} \ln(r, D'_z)], \end{aligned} \quad (7)$$

ω – циклическая частота;

$$g_1(k_1, R) = \frac{\exp(ik_1 R)}{R}, \quad g_2(k_1, R) = \frac{1}{R} \left(ik_1 - \frac{1}{R} \right),$$

$$R = \sqrt{r^2 + D_z^2}, \quad R' = \sqrt{r'^2 + D_z'^2}, \quad r = \sqrt{D_x^2 + D_y^2}$$

$$D_x = x - x_0, \quad D_y = y - y_0, \quad D_z = z - z_0,$$

$$D_z' = z + z_0;$$

$$\ln(r, D_z') = \int_0^\infty \left[F_1(k) k J_0(kr) + F_2(k) k^2 J_1(kr) \right] dk, \quad (8)$$

$$F_1(k) = \left(k_1^2 r^2 M_2(k) + k^2 D_x^2 g_3(k) \right) \frac{g_5(k, D_z')}{g_4(k)},$$

$$F_2(k) = \frac{D_x^2 - D_y^2}{r} g_3(k) \frac{g_5(k, D_z')}{g_4(k)},$$

$$g_3(k) = M_1(k) - M_2(k), \quad g_4(k) = k^2 M_1 + k_1^2 M_2,$$

$$g_5(k, D_z') = \exp[-M_1(k) D_z'],$$

$M_{1(2)}(k) = \sqrt{k^2 - k_{1(2)}^2}$ (всегда выбираются с положительной вещественной частью);

$J_{0(1)}(a)$ – цилиндрическая функция Бесселя 1-го рода, 0-го (1-го) порядка.

Подынтегральная функция в выражении (8)

$$F(k) = F_1(k) k J_0(kr) + F_2(k) k^2 J_1(kr)$$

при $k > k_1$ является быстроосциллирующей комплекснозначной функцией, существенно зависящей от D_z' . Осцилляции определяются функциями Бесселя, а $F_1(k)$ и $F_2(k)$, в которые входит затухающая экспонента $g_5(k, D_z')$, являются медленно меняющимися функциями k . При стремлении D_z' к нулю верхний предел интегрирования k_{\max} , которым заменяется бесконечность в (8) (для достижения точности вычисления интеграла 0,3 %) резко возрастает:

$$k_{\max} \approx \left((D_z')^{-1} \lambda_0 \right) k_1. \quad (9)$$

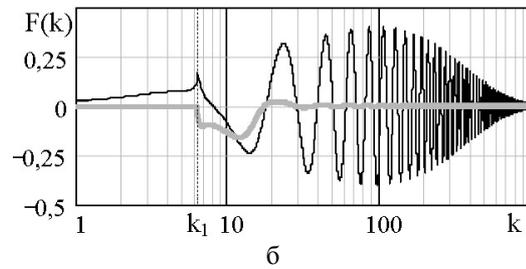
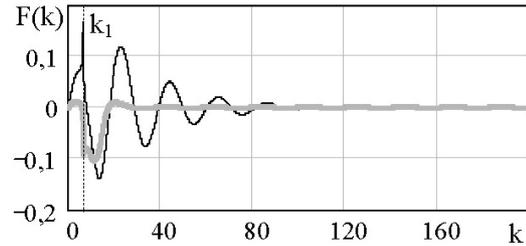
На рис. 2 в качестве примера показана рассматриваемая функция $F(k)$ для двух значений D_z' $0,005\lambda_0$ и $0,05\lambda_0$, при $r=0,3\lambda_0$, $k_1 = 2\pi$, $k_2 = 2\pi(2,56 + i0,38)$. Интегрирование таких функций с высокой точностью требует большого количества отсчетов и как следствие приводит к значительному времени счета.

Воспользовавшись кусочно-постоянным представлением медленно меняющихся функций $F_1(k)$ и $F_2(k)$, вычислим интеграл (8) с помощью весовой квадратурной формулы:

$$\ln(r, D_z') \approx$$

$$\approx \sum_{m=1}^M \left[F_1(k_{c m}) \int_{k_{H m}}^{k_{B m}} k J_0(kr) dk + F_2(k_{c m}) \int_{k_{H m}}^{k_{B m}} k^2 J_1(kr) dk \right], \quad (10)$$

где $k_{c m}$, $k_{H m}$, $k_{B m}$ – среднее значение, нижний и верхний пределы интегрирования m -го интервала по k соответственно; M – количество интервалов. Значение M , так же, как и k_{\max} зависит от D_z' и выбирается равным целой части отношения $[10k_{\max}/k_1]$ (с целью достижения точности вычисления интеграла 0,3 %).



а – $D_z' = 0,05\lambda_0$, б – $D_z' = 0,005\lambda_0$

Рис. 2. Подынтегральная функция в (8) при различных высотах над границей раздела сред (тонкая черная линия – реальная часть $F(k)$, жирная серая – мнимая)

Интегрирование в (8) сводится к сумме (10), в которой значения $F_1(k)$ и $F_2(k)$ в центре m -го интервала умножаются на интегралы от функций Бесселя по соответствующим интервалам. Интегралы в (10) могут быть вычислены явно [24]. Окончательно перепишем квадратурную формулу (10) в виде:

$$\ln(r, D_z') \approx \frac{1}{r} \sum_{m=1}^M \left\{ F_1(k_{c m}) [k_{B m} J_1(k_{B m} r) - k_{H m} J_1(k_{H m} r)] + F_2(k_{c m}) [k_{B m} J_2(k_{B m} r) - k_{H m} J_2(k_{H m} r)] \right\}. \quad (11)$$

В разработанном алгоритме интегрирования весь интервал по k разбивается на 2 части. На небольшом участке от 0 до $5k_1$ (в окрестности всплеска при $k = k_1$, рис. 2) интегрирование осуществляется с помощью квадратурной формулы Ромберга с адаптивным шагом интегрирования [25]. На остальном интервале от $5k_1$ до k_{\max} (выбираемого по формуле (9)), где наблюдаются осцилляции подын-

тегральной функции, применяется весовая квадратурная формула (11).

При достаточно большой высоте расположения точечного источника z_0 и точки наблюдения его поля z над границей раздела для нахождения $\vec{E}_{1\text{втор}}^m$ целесообразно использовать асимптотические представления полей диполей в дальней зоне, не содержащие интегралов типа (8) и не требующие значительного времени счета. Данные приближенные формулы основываются на введении дополнительного диполя, расположенного зеркально основному относительно границы раздела. В результате ЭМП диполя над границей раздела представляет собой сумму первичного поля (6) и поля зеркального диполя, умноженного на коэффициент отражения с учетом поляризации. В прямоугольной системе координат, с учетом векторов, показанных на рис. 3, выражение для $\vec{E}_{1\text{втор}}^m$ представляется следующим образом:

$$\vec{E}_{1\text{втор}}^m \approx (\vec{v}_\Gamma^e \rho_\Gamma + \vec{v}_B^e \rho_B) \frac{k_1 \omega}{4\pi} \Omega(\vec{Q}_0, \vec{Q}), \quad (12)$$

где индексы "Г" и "В" соответствуют ЭМП горизонтальной (\vec{E}, \vec{E}^m перпендикулярны плоскости падения, рис. 3) и вертикальной (\vec{E}, \vec{E}^m лежат в плоскости падения) поляризации соответственно;

$$\vec{v}_\Gamma^e = \vec{v}_1 (\vec{v}_1 \cdot \vec{v}^e),$$

\vec{v}_1 – орт, перпендикулярный плоскости падения,

$$\vec{v}_B^e = \vec{v}^e - \vec{v}_\Gamma^e, \quad \vec{v}^h = -\vec{v}^{0h} + 2\vec{n}_n (\vec{n}_n \cdot \vec{v}^{0h}),$$

$$\vec{v}^e = \vec{v}^h \times \vec{R}^{02}, \quad \vec{v}^{0h} = \vec{\tau}^0 - \vec{R}^{01} (\vec{r}^{01} \cdot \vec{\tau}^0),$$

$\vec{R}^{01} = \vec{R}_1 |\vec{R}_1|^{-1}$, $\vec{R}^{02} = \vec{R}_2 |\vec{R}_2|^{-1}$ – орты, указывающие направление распространения волны, облучающей границу раздела, и отраженной от нее соответственно, $\vec{R}_1 = \vec{Q}' - \vec{Q}_0$, $\vec{R}_2 = \vec{Q} - \vec{Q}'$ (рис. 3),

$\vec{n}_n = (0 \ 0 \ 1)^T$ – орт нормали к поверхности раздела;

$$\rho_\Gamma = \frac{W_2 \cos(\gamma_1) - W_1 \cos(\gamma_2)}{W_2 \cos(\gamma_1) + W_1 \cos(\gamma_2)},$$

$$\rho_B = \frac{W_2 \cos(\gamma_2) - W_1 \cos(\gamma_1)}{W_2 \cos(\gamma_2) + W_1 \cos(\gamma_1)}$$

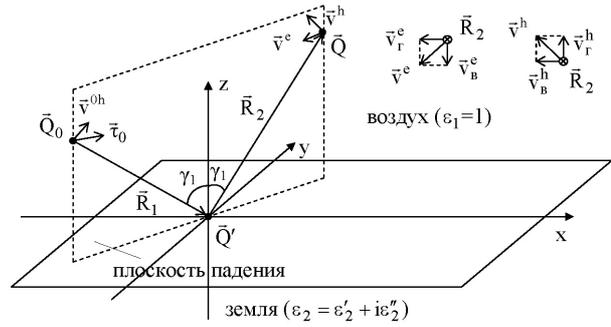
коэффициенты отражения от границы раздела [18],

$W_1 = 120\pi$, $W_2 = W_1 \varepsilon_2^{-0,5}$ – волновые сопротивления свободного пространства и земли соответственно;

$\gamma_1 = \text{arctg}\left(\frac{r}{z+z_0}\right)$ – угол падения (рис. 3);

$\gamma_2 = \text{arcsin}\left(\sin(\gamma_1)\varepsilon_2^{-0,5}\right)$, $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$;

$$\Omega(\vec{Q}_0, \vec{Q}) = \exp\left(ik_1\left(|\vec{R}_1| + |\vec{R}_2|\right)\right) / \left(|\vec{R}_1| + |\vec{R}_2|\right).$$



$$\vec{Q}_0 = (x_0, y_0, z_0), \quad \vec{Q}' = (x', y', 0), \quad \vec{Q} = (x, y, z)$$

Рис. 3. Векторы, входящие в асимптотические выражения для составляющих ЭМП диполя

Используя аналогичные рассуждения и векторы, изображенные на рис. 3, можно получить формулу для расчета напряженности магнитного поля рассматриваемого диполя:

$$\vec{H}_1^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0) =$$

$$= \vec{H}_{1\text{перв}}^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0) + \vec{H}_{1\text{втор}}^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0), \quad (13)$$

где

$$\vec{H}_{1\text{перв}}^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0) =$$

$$= \mu_0^{-1} \left[\vec{\tau}^0 k_1^2 G(\vec{Q}_0, \vec{Q}) + \vec{\nabla}(\vec{\tau}^0 \cdot \vec{\nabla} G(\vec{Q}_0, \vec{Q})) \right], \quad (14)$$

μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость свободного пространства,

$$\vec{H}_{1\text{втор}}^m = (\vec{v}_\Gamma^h \rho_\Gamma + \vec{v}_B^h \rho_B) \frac{k_1 \omega}{4\pi W_0} \Omega(\vec{Q}_0, \vec{Q}), \quad (15)$$

$$\vec{v}_B^h = \vec{v}_1 (\vec{v}_1 \cdot \vec{v}^h), \quad \vec{v}_\Gamma^h = \vec{v}^h - \vec{v}_B^h \quad (\text{рис. 3}).$$

Из анализа формул (12) и (15) и рис. 3 видно, что эти формулы при удалении точки расположения диполя на бесконечность переходят в поле плоской волны, распространяющейся над границей раздела диэлектрических сред.

Асимптотические выражения для компонент ЭМП электрического диполя могут быть получены заменой в (5), (6) и (12) \vec{E}^m на $-\vec{H}^e$, а в (13)-(15) μ_0 на ε_0 и \vec{H}^m на \vec{E}^e .

С целью выяснения границ применимости формул (12) и (15) проведен ряд расчетов ХВИ объектов простой формы, расположенных на границе раздела. Сравнение результатов показывает, что применение асимптотических формул (12), (15) вместо точных (типа (7)) приводит к погрешности вычисления ЭМП, рассеянного НРЛО простой формы, менее 1% при $z_0, z > 0,5 \lambda_0$. При меньших z_0, z для вычисления полей диполей следует применять разработанный в данном подразделе алгоритм. Однако следует отметить, что при использовании точных выражений для полей диполей при наличии границы раздела [13, 14, 19-23], применяемых на небольших расстояниях от

нее, нельзя перейти от ЭМП магнитного диполя к полю электрического простой заменой векторов \vec{E} и \vec{H} . Для создания алгоритма расчета ХВИ металлических и диэлектрических объектов были получены все составляющие используемых диполей.

Таким образом, для расчета составляющих ЭМП диполей в представлениях (1) – (4) при $z_0, z > 0,5\lambda_0$ применяются асимптотические формулы (12) и (15), а на меньших высотах предложенный в настоящем подразделе алгоритм интегрирования быстроосциллирующих функций.

2.3. Метод решения ИУМП

Алгоритм численного решения поверхностных ИУ (1) и (2) предусматривает аппроксимацию поверхности участками эллипсоидов и ее дискретизацию. При этом плотность узлов на отдельных участках поверхности, в которых вычисляются токи, выбирается в зависимости от кривизны. На участках с меньшим радиусом кривизны плотность узлов выбирается большей. За счет такого адаптивного разбиения обеспечивается хорошая точность вычислений без неоправданного увеличения размерности матрицы ИУ [10].

В процессе решения ИУМП на некоторых частотах могут возникать неоднозначные решения при резонансах, обусловленных собственными колебаниями внутренней области идеально проводящего объекта [10, 12, 26, 27]. Указанные резонансы являются следствием несовершенства математического аппарата. Для их устранения, как и в случае объекта в свободном пространстве, применяется метод, основанный на введении дополнительного условия равенства нулю ЭМП внутри идеально проводящего объекта [10-12, 26]. Система ИУ (2) для диэлектрических объектов свободна от этого недостатка [12, 15].

Алгоритм численного решения ИУ для токов на поверхности НРЛО (1), (2) и особенности вычисления составляющих ЭМП диполей, входящих в формулы (1) – (4), продемонстрируем на примере ИУМП для идеально проводящего объекта.

После дискретизации ИУМП (1) может быть представлено в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} J_{2,n_0}^e A_{n_0,n_0}^{12} + \sum_{\substack{n=1 \\ (n \neq n_0)}}^N [J_{1,n}^e A_{n_0,n}^{11} + J_{2,n}^e A_{n_0,n}^{12}] = B_{1,n_0}, \\ J_{1,n_0}^e A_{n_0,n_0}^{21} + \sum_{\substack{n=1 \\ (n \neq n_0)}}^N [J_{1,n}^e A_{n_0,n}^{21} + J_{2,n}^e A_{n_0,n}^{22}] = B_{2,n_0}, \end{cases} \quad (16)$$

где $n_0 = \overline{1, N}$, $n = \overline{1, N}$ – индексы, соответствующие точкам наблюдения и интегрирования соответственно, N – количество электрически малых участков поверхности S , на которых плотность электрического тока $J_{1(2),n}^e = \vec{\tau}_{1(2),n} \cdot \vec{J}_n^e$ считается постоянной;

$$A_{n_0,n}^{pq} = \begin{cases} (-1)^q + \alpha(\vec{Q}_{n_0}) + \\ + \frac{2}{i\omega} \int_{s_{n_0} \setminus s_0} (\vec{\tau}_{q,n_0} \cdot \vec{E}_1^m(\vec{Q}|\vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0})) ds_Q, \\ \text{при } n = n_0, \\ \\ \frac{2}{i\omega} \int_{s_n} (\vec{\tau}_{q,n} \cdot \vec{E}_1^m(\vec{Q}|\vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0})) ds_Q, \\ \text{при } n \neq n_0; \end{cases} \quad (17)$$

$p=1, 2; q=1, 2;$

$$B_{p,n_0} = 2\vec{\tau}_{p,n_0} \cdot \vec{H}^0(\vec{Q}_{n_0}). \quad (18)$$

Интегралы от напряженности электрического поля вспомогательного магнитного диполя в (17), как и в случае свободного пространства [10], вычисляются с помощью составной пятиточечной формулы Гаусса. Интегрирование по элементу площади s_{n_0} осуществляется аналогично элементам s_n за исключением малой окрестности s_0 особой точки ($\vec{Q} = \vec{Q}_{n_0}$), по которой поверхностный интеграл вычисляется аналитически [9, 10] и обозначен в (17) $\alpha(\vec{Q}_{n_0})$.

Токи на участке поверхности S наземного объекта, расположенном непосредственно на границе раздела, полагаются равными нулю.

Остановимся более подробно на формировании матрицы ядер ИУМП \vec{A} . Использование для ее формирования формулы (5), учитывающей первичное и вторичное поле диполя, требует большого времени счета. Анализ полей диполей вблизи границы раздела полупространств позволил разработать следующий подход, используемый при формировании матрицы ядер ИУМП.

При расчете ХВИ наземной техники в метровом диапазоне длин волн возможны различные соотношения между расстоянием R между точками расположения вспомогательного точечного источника \vec{Q}_0 и наблюдения его поля \vec{Q} и высотой этих точек над границей раздела. Логично предполагать, что при $R \ll z_0$, z вторичным полем в формуле (5) можно пренебречь. В этом случае при формировании элементов $A_{n_0,n}^{pq}$, согласно (17), поле диполя считается примерно равным первичному

$$\vec{E}_1^m(\vec{Q}|\vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0}) \approx \vec{E}_1^m \text{перв}(\vec{Q}|\vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0}),$$

вычисляемому по формуле (6). Кроме того при $R > \lambda_0$ в (17) интеграл по электрически малому элементу s_n (размеры которого выбираются много меньшими длины волны ($\approx (0,02 \dots 0,2)\lambda_0$)), предусматривающий вычисление поля диполя в узлах

составной формулы Гаусса, может быть заменен одним значением этого поля, взятого в центре s_n точке $\vec{Q} = \vec{Q}_c$ и умноженного на площадь s_n :

$$\int_{s_n} \left(\vec{\tau}_{q,n} \cdot \vec{E}_I^m \left(\vec{Q} | \vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0} \right) \right) ds_Q \approx s_n \times \\ \times \left(\vec{E}_{I_{перв}}^m \left(\vec{Q}_c | \vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0} \right) + \vec{E}_{I_{втор}}^m \left(\vec{Q}_c | \vec{Q}_{n_0}, \vec{\tau}_{p,n_0} \right) \right).$$

Во всех остальных случаях элементы матрицы \vec{A} следует вычислять с подстановкой в (17) формул (5), (6) и (12) при $z_0, z > 0,5\lambda_0$ или при $z_0, z \leq 0,5\lambda_0$ использовать точные формулы, полученные по методике [19 – 23] (типа формулы (7)) с применением предложенного в подразделе 2.2 алгоритма интегрирования быстроосциллирующих функций.

Проведенные тестовые вычисления показывают, что сделанные допущения позволяют существенно сократить время формирования матрицы ядер при сохранении точности вычислений ХВИ НРЛО.

Для устранения паразитных резонансов, о которых говорилось ранее, вводятся дополнительные уравнения для обеспечения равенства нулю ЭМП внутри идеально проводящего объекта. Эти уравнения дискретизируются аналогично системе (16) и дополняются к ней. Искомая плотность тока на поверхности идеально проводящего объекта S вычисляется путем решения переопределенной системы уравнений методом наименьших квадратов.

В формуле (18) в качестве функции $\vec{H}^0(\vec{Q}_{n_0})$ – поля облучения может использоваться поле плоской волны, распространяющейся над поверхностью почвы. Кроме того в качестве этого поля может использоваться поле, излучаемое моделью антенны, представляющей собой суперпозицию полей диполей, напряженность магнитного поля которых определяется асимптотическими формулами (13)-(15).

Аналогичные рассуждения можно провести при создании алгоритма решения ИУ для плотностей эквивалентных токов на поверхности диэлектрического НРЛО.

После нахождения плотностей токов компоненты ЭМП, рассеянного идеально проводящим или диэлектрическим НРЛО находятся с помощью представлений (3) или (4) соответственно, в которых используются асимптотические представления полей диполей (12) и (15).

На основе приведенных соотношений разработан алгоритм расчета ХВИ НРЛО. В следующем разделе демонстрируются результаты расчетов диаграмм рассеяния БТР М113А3 [17]. Его геометрические характеристики представлены в табл. 1.

При расчетах использовалась модель поверхности БТР, которая аппроксимировалась участками 70-ти идеально проводящих эллипсоидов и представлена на рис. 4.

Таблица 1

Характеристики БТР М113А3 [17]

Характеристика	Значение, м
Длина	5,296
Ширина	2,686
Высота	2,521
Клиренс	0,434

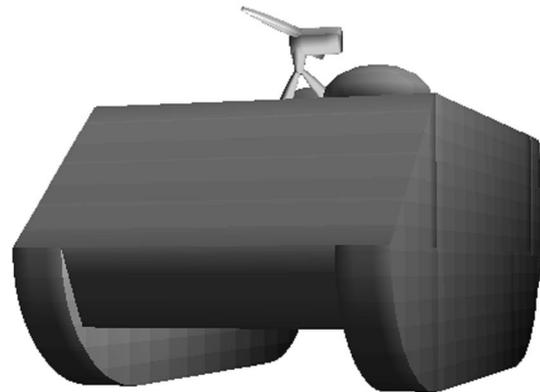


Рис. 4. Модель БТР М113А3

3. Характеристики вторичного излучения бронетранспортера

Вычисления проводились на двух частотах f_0 100 МГц ($\lambda_0 \approx 3$ м) и 150 МГц ($\lambda_0 \approx 2$ м). Для облучения и приема использовались дипольная антенна. Для лучшего понимания результаты приведены без учета подстилающей поверхности (в свободном пространстве) и для БТР на сухом суглинке (плотность 1,2 г/см³, влажность 10%) с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = 7,209 + i4,006$ на $f_0 = 100$ МГц и $\epsilon_2 = 7,007 + i3,581$ на $f_0 = 150$ МГц.

Азимут β отсчитывался в плоскости, параллельной границе раздела ($\beta = 0$ – зондирование в переднюю часть). Интервал дискретизации по азимуту составлял 0,5 град. Угол места выбирался случайно распределенным по равномерному закону в диапазоне $\epsilon_c = 2 \dots 5$ град. и $7 \dots 10$ град. (облучение из верхней полусферы). Исходные данные соответствуют зондированию бортовой радиолокационной системе метрового диапазона. На рис. 5 и 6 представлены диаграм-

мы обратного вторичного излучения (зависимость ЭПР НРЛО σ от совмещенного азимутального на-

правления в заданном секторе изменения угла места, ДОВИ) БТР в свободном пространстве и на земле.

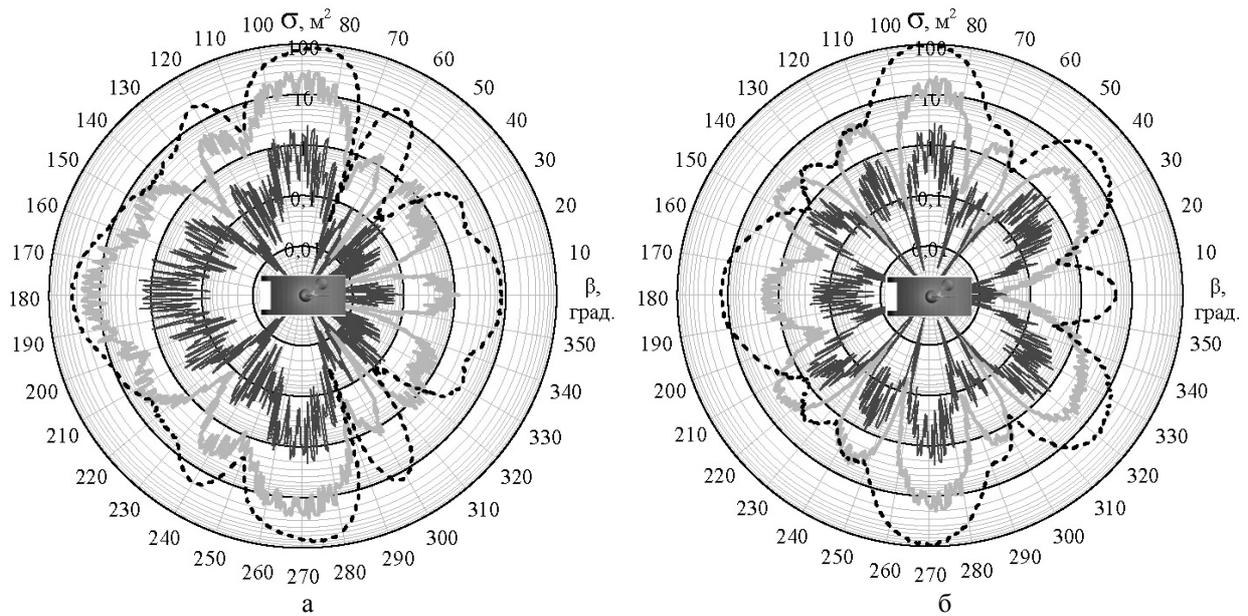


Рис. 5. ДОВИ БТР М113А3 на частоте $f_0=100$ МГц (а – горизонтальная поляризация; б – вертикальная поляризация; черная штриховая линия – ДОВИ без учета подстилающей поверхности, $\epsilon_c=2..5$ град.; черная сплошная – ДОВИ с учетом подстилающей поверхности, $\epsilon_c=2..5$ град.; серая – ДОВИ с учетом подстилающей поверхности, $\epsilon_c=7..10$ град.)

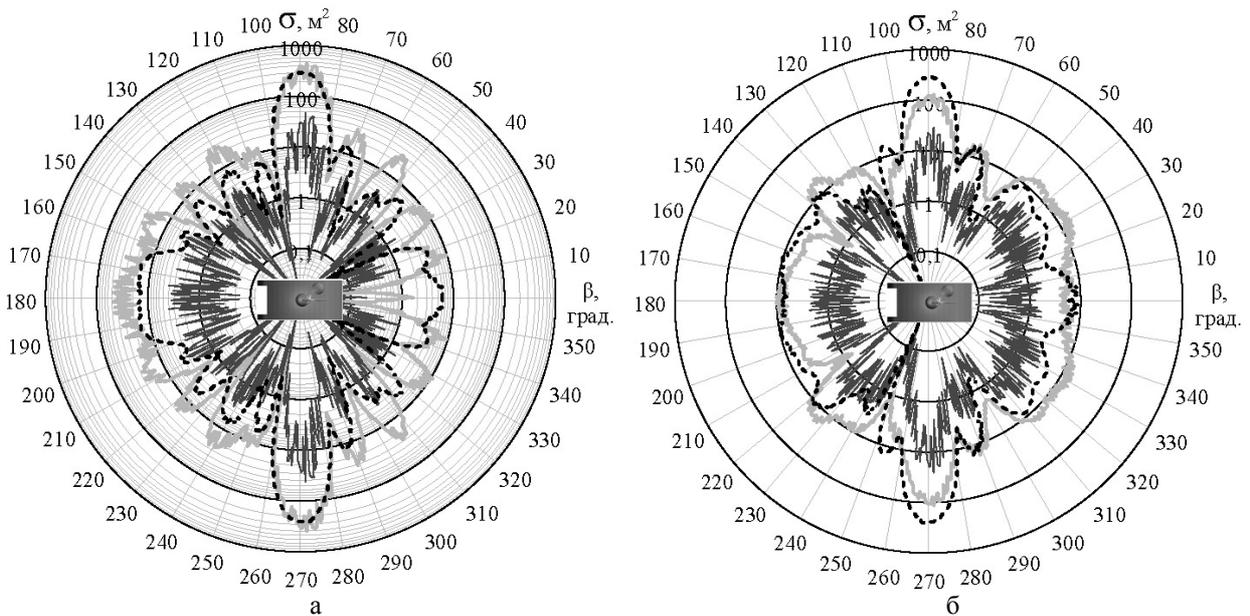


Рис. 6. ДОВИ БТР М113А3 на частоте $f_0=150$ МГц (а – горизонтальная поляризация; б – вертикальная поляризация; черная штриховая линия – ДОВИ без учета подстилающей поверхности, $\epsilon_c=2..5$ град.; черная сплошная – ДОВИ с учетом подстилающей поверхности, $\epsilon_c=2..5$ град.; серая – ДОВИ с учетом подстилающей поверхности, $\epsilon_c=7..10$ град.)

В табл. 2 и 3 приведены медианные значения ЭПР рассматриваемого БТР в азимутальных секторах. Данные представлены для двух частот зондирования, на горизонтальной и вертикальной поляризациях.

Как показывают приведенные данные, влияние земли может привести как к снижению ЭПР, так и к его увеличению. Снижение ЭПР в большей степени

проявляется при небольших углах места зондирования $\epsilon_c=2..5$ град. На рис. 7 представлены бистатистические диаграммы рассеяния БТР (зависимость его ЭПР от угла разнеса в азимутальной плоскости) с учетом влияния подстилающей поверхности. Направлению облучения соответствует $\beta=0$.

В табл. 4 сведены значения медианной бистатистической ЭПР БТР в азимутальных секторах.

Таблица 2

Медианная моностатическая ЭПР БТР М113А3 без учета влияния подстилающей поверхности

Угол места, град.	Частота, МГц	Поляризация	Значение ЕПР, м ²		
			Азимутальный ракурс		
			0-45 град.	45-135 град.	135-180 град.
2...5	100	Гориз.	3,826	13,135	10,201
		Верт.	4,868	5,115	3,948
	150	Гориз.	3,556	4,531	5,208
		Верт.	5,141	7,586	7,581
7...10	100	Гориз.	4,289	12,363	9,363
		Верт.	7,26	4,294	4,091
	150	Гориз.	3,955	3,91	3,961
		Верт.	3,248	7,812	5,794

Таблица 3

Медианная моностатическая ЭПР БТР М113А3 с учетом влияния подстилающей поверхности

Угол места, Град.	Частота, МГц	Поляризация	Значение ЕПР, м ²		
			Азимутальный ракурс		
			0-45 град.	45-135 град.	135-180 град.
2...5	100	Гориз.	0,010	0,074	0,155
		Верт.	0,096	0,121	0,096
	150	Гориз.	0,132	0,78	0,599
		Верт.	0,862	1,352	0,626
7...10	100	Гориз.	0,456	2,012	4,583
		Верт.	1,757	1,756	1,400
	150	Гориз.	2,719	12,903	17,273
		Верт.	9,586	9,647	5,429

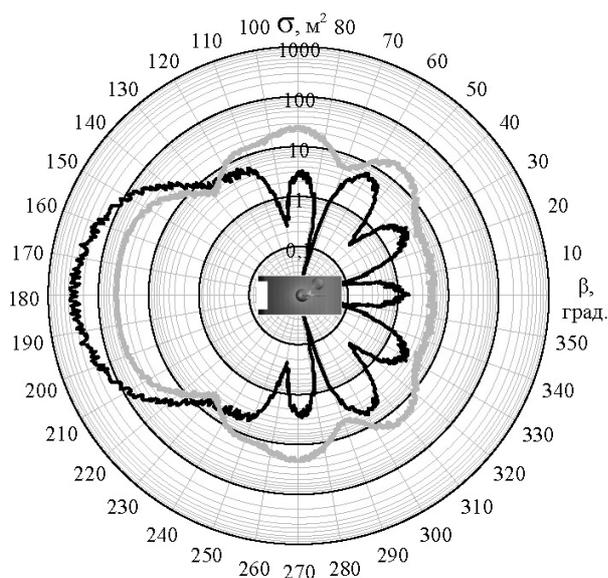


Рис. 7. Бистатическая ЭПР БТР М113А3. $f_0 = 150$ МГц, $\epsilon_c = 7 \dots 10$ град. (черная линия – горизонтальная поляризация; серая – вертикальная)

Таблица 4

Медианная бистатическая ЭПР БТР М113А3 с учетом влияния подстилающей поверхности: $f_0 = 150$ МГц, $\epsilon_c = 7 \dots 10$ град.

Поляризация	Значение ЕПР, м ²		
	Азимутальный ракурс		
	0-45 град.	45-135 град.	135-180 град.
Гориз.	0,946	2,83	139,954
Верт.	5,446	12,87	39,345

В целом продемонстрированные данные расчета представляют собой результат интерференции прямого сигнала, отраженного объектом и переотраженного подстилающей поверхностью. При малых углах места ($\epsilon_c = 2 \dots 5$ град.) эта интерференция проявляется сильнее. При больших углах ($\epsilon_c = 7 \dots 10$ град.) следует ожидать более устойчивый прием отраженного НРЛО сигнала. ХВИ БТР на двух ортогональных поляризациях существенно отличаются.

Выводы

В статье предложен метод расчета ХВИ металлических и диэлектрических объектов резонансных размеров, основанный на решении ИУ. К таким объектам можно отнести наземную бронетанковую и автомобильную технику в метровом диапазоне, мины установленные на поверхности земли в верхней части метрового и дециметрового диапазоне. Предложенный метод может быть также применен для расчета ХВИ небольших надводных кораблей в метровом диапазоне. Разработанный алгоритм позволяет получать ХВИ перечисленных объектов при заданных поляризации, пространственных и время-частотных параметрах зондирующего сигнала.

В статье кратко проанализированы результаты расчета диаграмм вторичного излучения БТР М113А3 при различных условиях облучения и приема.

В дальнейшем планируется развивать представленный метод расчета с целью получения возможности оценивать ХВИ наземных и надводных объектов на фоне шероховатой поверхности.

Список литературы

1. CARABAS – for wide-area surveillance foliage penetration system [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.saabgroup.com/en/Air/Sensor_Systems/Reconnaissance_Systems/CARABAS/Features/.
2. Вопросы подповерхностной радиолокации / Под ред. А.Ю. Гринева – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.
3. Рассеяние электромагнитных волн воздушными и наземными радиолокационными объектами: монография / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, С.В. Кукобко и др.; под ред. О.И. Сухаревского. – Х.: XV BC, 2009. – 468 с.
4. Sukharevsky O.I, Gorelyshev S.A., Vasilets V.A. 2012. UWB Pulse Backscattering from Objects Located near Uni-

form Half-Space. In J.D. Taylor et al. *Ultrawideband Radar: Applications and Design*. CRC Press Taylor & Francis Group. Boca Raton, pp. 253-284.

5. Штагер Е.А. Методы расчета радиолокационных характеристик объектов, находящихся вблизи неровной земной или морской поверхности / Е.А. Штагер // *Зарубежная радиоэлектроника*. – 1994. – № 4-5. – С. 22-40.

6. Fabbro V. Three-dimensional backscattering by a target above the sea surface / V. Fabbro // *Electromagnetics*. – 2001. – No. 21(6). – P. 451-466.

7. Johnson J.T. A study of the four-path model for scattering from an object above a half-space / J.T. Johnson // *Microwave and Optical Technology Letters*. – 2001. – No. 30(2). – P. 130-134.

8. Sarkar T.K. RCS of conducting bodies over a lossy half-space / T.K. Sarkar, R.F. Harrington // *Radio Science*. – 1980. – Vol. 15, no. 3. – P. 581-585.

9. Моделирование характеристик рассеяния воздушных объектов резонансных размеров в метровом диапазоне волн / О.И. Сухаревский, Г.С. Залевский, С.В. Нечитайло, И.О. Сухаревский // *Известия вузов. Радиоэлектроника*. – 2010. – Т. 53, № 4. – С. 51-57.

10. Zalevsky G.S. Secondary Emission Characteristics of Resonant Perfectly Conducting Objects of Simple Shape / G.S. Zalevsky, O.I. Sukharevsky // *Proceedings of International Conference on Antenna Theory and Techniques, ICATT'13. Odessa, Ukraine. 16-20 Sept. 2013. Ukrainepp. Odessa, Ukraine*. – 2013. – P. 145-147.

11. Залевский Г.С. Радиолокационные дальностные портреты крылатых ракет в различных диапазонах длин волн / Г.С. Залевский, В.А. Василец, О.И. Сухаревский // *Прикладная радиоэлектроника*. – 2014. – Т. 13, № 1. – С. 20-28.

12. Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения / Е.Н. Васильев. – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.

13. Сухаревский О.И. Рассеяние электромагнитных волн подповерхностными объектами резонансных размеров / О.И. Сухаревский, Г.С. Залевский // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 1998. – Т. 3, № 1. – С. 37-42.

14. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн / Ю.К. Сиренко, И.В. Сухаревский, О.И. Сухаревский, Н.П. Яшина. – Х.: "Крок", 2000. – 344 с.

15. Su Yan. Improving the Accuracy of the Second-Kind Fredholm Integral Equations by Using the Buffa-Christiansen Functions / Su Yan, Jian-Ming Jin, Zaiping Nie // *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*. – 2011. – Vol. 59, No 4. – P. 1299-1310.

16. Залевский Г.С. Метод радиолокационного обнаружения и идентификации металлических и диэлектрических объектов резонансных размеров, расположенных в диэлектрической среде / Г.С. Залевский, А.В. Музыченко, О.И. Сухаревский // *Известия вузов. Радиоэлектроника*. – 2012. – Т. 55, № 9. – С. 11-25.

17. M113A3. Armored personnel carrier [Электронный ресурс]. – Режим доступу: <http://www.military-today.com/apc/m113a3.htm>.

18. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.

19. Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики / А. Зоммерфельд; пер. с нем. – М.: Изд-во иностр. литературы, 1950. – 456 с.

20. Кулько В.Ф. Электромагнитное поле в слоистых проводящих средах / В.Ф. Кулько, В.Н. Михайловский. – К.: Наук. думка, 1967. – 148 с.

21. Вычислительные методы и программирование. I сборник работ ВЦ МГУ / Под ред. Н.П. Трифонова, Г.С. Рослякова, Е.А. Жоголева. – М.: МГУ, 1962. – 350 с.

22. Вычислительные методы и программирование. III сборник работ ВЦ МГУ / Под ред. В.В. Воеводина, А.Д. Горбунова, Г.П. Климова, А.Г. Свешикова. – М.: МГУ, 1965. – 546 с.

23. Фелсен Л. Излучение и рассеяние волн. Т. 2 / Л. Фелсен, Н. Маркувиц; пер. с англ. – М.: Мир, 1978. – 555 с.

24. Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. – М.: Наука, 1971. – 1108 с.

25. Бахвалов Н.С. Численные методы / Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. – М.: Наука, 1987. – 600 с.

26. Gibson W.C. *The Method of Moments in Electromagnetics* / W.C. Gibson. – Boca Raton London New York: Chapman & Hall/Taylor & Francis Group, 2008. – 288 p.

27. Eibert T.F. Some scattering results computed by surface-integral-equation and hybrid finite-element – boundary-integral techniques, accelerated by the multilevel fast multipole method / T.F. Eibert // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. – 2007. – Vol. 49, No 2. – P. 61-69.

Поступила в редколлегию 30.01.2014

Рецензент: д-р техн. наук, проф. С.П. Лещенко, Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

МЕТОД РОЗРАХУНКУ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НАЗЕМНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ ОБ'ЄКТІВ РЕЗОНАНСНИХ РОЗМІРІВ

Г.С. Залевський, О.І. Сухаревський

Розглядається метод чисельного розрахунку характеристик вторинного випромінювання наземних радіолокаційних об'єктів резонансних розмірів, заснований на розв'язанні неоднорідних інтегральних рівнянь 2-го роду. Ядрами рівнянь є електромагнітні поля диполів, що враховують наявність межі поділу діелектричних півпросторів. Розроблено метод розрахунку електромагнітних полів зазначених допоміжних диполів, який дозволяє зменшити час їх обчислення. Демонструються результати розрахунків діаграм вторинного випромінювання моделі бронетранспортера.

Ключові слова: вторинне випромінювання, інтегральне рівняння, межа поділу діелектричних середовищ, наземний радіолокаційний об'єкт.

METHOD FOR CALCULATION OF SECONDARY EMISSION CHARACTERISTICS OF GROUND RADAR OBJECTS OF RESONANT SIZES

G.S. Zalevsky, O.I. Sukharevsky

Method for calculation secondary emission characteristics of ground radar objects with resonant sizes is considered. Method is based on the 2nd kind heterogeneous integral equation solving. The kernels of equations are the electromagnetic fields of dipoles which take into account the presence of a boundary between two dielectric half-spaces. There was developed approach for calculation electromagnetic fields of mentioned auxiliary dipoles which permits to reduce the time of such field calculation. Results of calculation of secondary emission patterns of armored troop carrier model are demonstrated.

Key words: boundary between dielectric media, ground radar object, integral equation, secondary emission.