

МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ НЕИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩЕГО ОБЪЕКТА С ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

к.т.н. В.А. Василец, к.т.н. А.З. Сазонов, д.т.н., проф. О.И. Сухаревский,
к.т.н. К.И. Ткачук

Предлагается метод расчета электромагнитного поля, рассеянного объектом, имеющим неидеально отражающую поверхность и окруженного тонкой диэлектрической диафрагмой. Основой метода является расчет поля, рассеянного неидеально отражающим объектом в дальней и ближней зонах рассеивателя, и оценке поправки, вносимой диэлектрической оболочкой в поле, рассеянное этим объектом в дальней зоне.

Введение. Расчет характеристик рассеяния неидеально отражающих объектов, охватываемых диэлектрической оболочкой малой толщины является весьма актуальным при решении ряда задач электродинамики и радиолокации. Примером такой задачи может быть расчет характеристик рассеяния беспилотного летательного аппарата, фюзеляж которого выполнен из тонкого стеклопластика и внутри содержит элементы с неидеально отражающей поверхностью.

В [1] предложен асимптотический метод расчета влияния тонкой диэлектрической оболочки на рассеяние волн идеально проводящим объектом. Метод основан на оценке рассеяния металлических элементов конструкции и учете влияния тонкой диэлектрической диафрагмы на результирующее поле. *Метод, предлагаемый в статье, является развитием описанного в [1] метода и позволяет оценивать рассеянное поле в случае неидеально отражающего внутреннего объекта.*

Описание метода. На рис. 1 представлено изображение исследуемого объекта. S_0 – поверхность внутреннего неидеально отражающего объекта; S_1 – поверхность диэлектрической оболочки V_δ толщины δ ; \vec{R}^0, \vec{r}^0 – направления облучения и приема, соответственно.

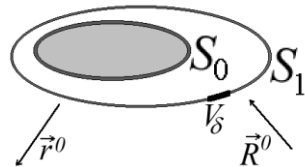


Рис. 1. Исследуемый объект

Применим обобщенную лемму Лоренца [2] к искомому полю (\vec{E}, \vec{H}) , порожденному плоской монохроматической волной:

$$\begin{aligned}\vec{E}^0(x) &= \vec{p}^0 \exp(-ik_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})); \\ \vec{H}^0(x) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p}^0 \times \vec{R}^0) \exp(-ik_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{x})),\end{aligned}\quad (1)$$

а также к полю $(\vec{E}(x|x_0, \vec{p}), \vec{H}(x|x_0, \vec{p}))$, рассеянному объектом (без диэлектрической оболочки) при облучении его точечным электрическим диполем, расположенным в точке x_0 с вектор-моментом \vec{p} и порожденным током $\vec{J}_0^e = -j\omega\vec{p}\delta(x-x_0)$:

$$\begin{aligned}\int_{S_0} [\vec{E}^T(x|x_0, \vec{p})\vec{H}^\perp(x) - \vec{E}^T(x)\vec{H}^\perp(x|x_0, \vec{p})] dS &= -j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x|x_0, \vec{p})\vec{E}(x) dV + \\ &+ \iint_{V_\delta} \vec{J}^e(x)\vec{E}(x|x_0, \vec{p}) dV - \iint_{V_\delta} \vec{J}^e(x)\vec{E}(x) dV.\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь $\vec{J}^e(x)$ – объемная плотность тока, порождающая поле облучения объекта.

Используя принцип суперпозиции и фильтрующее свойство δ -функции, преобразуем выражение (2) к виду

$$\begin{aligned}j\omega\vec{p}(\vec{E}(x_0) - \vec{E}(x_0)) &= -j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x|x_0, \vec{p})\vec{E}(x) dV + \\ &+ \int_{S_0} [\vec{E}^T(x|x_0, \vec{p})\vec{H}^\perp(x) - \vec{E}^T(x)\vec{H}^\perp(x|x_0, \vec{p})] dS.\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь $\vec{E}(x_0)$ – полное дифрагированное поле, рассеянное всей системой «объект-оболочка»; $\vec{E}(x_0)$ – соответствующее поле, возникающее в результате дифракции на неидеально отражающем объекте (в отсутствие диэлектрической оболочки).

Если устремить точку наблюдения к бесконечности

$$\vec{x}_0 = R\vec{r}^0, \quad R \rightarrow \infty,$$

то в выражение (3) может быть преобразовано к виду

$$\begin{aligned}j\omega\vec{p}(\vec{E}(\vec{r}^0) - \vec{E}(\vec{r}^0)) &= -j\omega(\varepsilon - \varepsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x|\vec{r}^0, \vec{p})\vec{E}(x) dV + \\ &+ \int_{S_0} [\vec{E}^T(x|\vec{r}^0, \vec{p})\vec{H}^\perp(x) - \vec{E}^T(x)\vec{H}^\perp(x|\vec{r}^0, \vec{p})] dS,\end{aligned}\quad (4)$$

где $\bar{E}(\bar{r}^0), \bar{E}(\bar{r}^0)$ – диаграммы рассеяния всей системы и объекта без диэлектрической оболочки в направлении \bar{r}^0 . Здесь $\bar{E}, \bar{H}(x | \bar{r}^0, \bar{p})$ – поле, аналогичное полю $\bar{E}, \bar{H}(x | x_0, \bar{p})$, но порождено плоской волной:

$$\begin{aligned}\bar{E}_0^e(x | \bar{r}^0, \bar{p}) &= k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \bar{p}^T \exp(-ik_0(\bar{r}^0 \cdot \bar{x})); \\ \bar{H}_0^e(x) &= -k_0^2 \omega (\bar{r}^0 \times \bar{p}) \exp(-ik_0(\bar{r}^0 \cdot \bar{x})).\end{aligned}\quad (5)$$

Соотношение (4) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned}\bar{p}(\bar{E}(\bar{r}^0) - \bar{E}(\bar{r}^0)) &= k_0^3(\epsilon' - 1) \iint_{V_\delta} \bar{E}'(x | \bar{r}^0, \bar{p}) \bar{E}(x) dV + \\ &+ \frac{k_0^2}{j} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_{S_0} [\bar{E}'^T(x | \bar{r}^0, \bar{p}) \bar{H}^\perp(x) - \bar{E}^T(x) \bar{H}'^\perp(x | \bar{r}^0, \bar{p})] dS.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь поле $\bar{E}', \bar{H}'(x | \bar{r}^0, \bar{p})$ (без учета рассеяния диэлектрической оболочкой) порождено волной:

$$\begin{aligned}\bar{E}_0'^e(x | \bar{r}^0, \bar{p}) &= \bar{p}^T \exp(-ik_0(\bar{r}^0 \cdot \bar{x})); \\ \bar{H}_0'^e(x | \bar{r}^0, \bar{p}) &= \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\bar{p} \times \bar{r}^0) \exp(-ik_0(\bar{r}^0 \cdot \bar{x})).\end{aligned}\quad (7)$$

В [1] показано, что поле, рассеянное объектом в присутствии диэлектрической оболочки несущественно отличается от рассеяния без диэлектрической оболочки (при толщине оболочки $\delta \rightarrow 0$):

$$\bar{E}(x_0) = \bar{E}(x_0) + O(\delta).\quad (8)$$

В этом случае ($\delta \rightarrow 0$) выражение (6) может быть преобразовано к виду

$$\begin{aligned}\bar{p}(\bar{E}(\bar{r}^0) - \bar{E}(\bar{r}^0)) &= k_0^3 \delta (\epsilon' - 1) \int_{S_1} \bar{E}'(x | \bar{r}^0, \bar{p}) \bar{E}(x) dS - \\ &- j k_0^2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_{S_0} [\bar{E}'^T(x | \bar{r}^0, \bar{p}) \bar{H}^\perp(x) - \bar{E}^T(x) \bar{H}'^\perp(x | \bar{r}^0, \bar{p})] dS.\end{aligned}\quad (9)$$

Поле $(\bar{E}(x), \bar{H}(x))$ уже порождено исходной плоской волной (1) без учета диэлектрической оболочки и может быть рассчитано, например, с помощью метода, предложенного в [3].

В случае совмещенного приема $(\bar{R}^0 = -\bar{r}^0)$ применение приближения физической оптики к интегралу по S_0 , т.е. замена полей (\bar{E}', \bar{H}') и

(\vec{E}, \vec{H}) на поверхности S_0 их значениями в приближении Кирхгофа.

В случае разнесенного приема, после замены подинтегральной функции в интеграле по S_0 на ее физоптическое приближение, обращается в ноль главный член стацфазной асимптотики для этого интеграла.

Заключение. Таким образом, интегральное представление (9) позволяет асимптотически оценить поле, рассеянное неидеально отражающим объектом с диэлектрической оболочкой, используя лишь знания поля, рассеянного этим объектом без оболочки. Отметим, что практическое использование соотношения (9) требует не только малости δ по сравнению с длиной волны зондирующего сигнала, но и малости произведения $(\epsilon' - 1)\delta$.

Полученное представление (9) может быть использовано также при оценке вклада антенных устройств с обтекателем в общее рассеянное поле исследуемого объекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З. Метод расчета влияния тонкой диэлектрической оболочки на рассеяние волн идеально проводящим объектом // *Радиотехника*. – Х.:ХТУРЭ. – 2003. – Вып. 131. – С. 87 – 90.
2. Сухаревский О.И. Обобщенная лемма Лоренца и интегральные представления решений некоторых задач электродинамики // *Радиотехника и электроника*. – 1987. – Т. 32, № 11. – С. 2255 – 2262.
3. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З., Ткачук К.И. Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных формул // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2000. – Т. 5, № 1. – С. 47 – 54.

Поступила 14.04.2003

ВАСИЛЕЦ Виталий Алексеевич, канд. техн. наук, снс, старший научный сотрудник Харьковского военного университета. В 1991 году окончил ЖВУРЭ ПВО. Область научных интересов – вторичное излучение радиолокационных объектов.

САЗОНОВ Александр Захарович, канд. техн. наук, директор завода агрегатных станков. В 1987 году окончил ВИРТА ПВО. Область научных интересов – расчетные методы вторичного излучения радиолокационных целей.

СУХАРЕВСКИЙ Олег Ильич, доктор техн. наук, профессор, ведущий научный сотрудник научного центра при ХВУ. В 1972 году окончил Харьковский государственный университет. Область научных интересов – дифракция и рассеяние радиоволн, вычислительные методы в электродинамике.

ТКАЧУК Константин Иванович, канд. техн. наук, младший научный сотрудник научного центра при ХВУ. В 1998 году окончил ХВУ. Область научных интересов – расчетные методы вторичного излучения радиолокационных целей.