

Электромагнитные волны в поглощающих искусственных гиротропных средах с анизотропией диэлектрических и магнитных свойств

И.В.СЕМЧЕНКО, С.А.ХАХОМОВ, Е.А.ФЕДОСЕНКО

Кафедра общей физики,
Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины
Советская 104, 246019, Гомель, Беларусь
e-mail: Fedosenko@gsu.unibel.by

Искусственные композитные среды, обладающие киральными свойствами в микроволновом диапазоне, активно исследовались в течение последних десяти лет [1-11]. Такие среды могут использоваться для преобразования поляризации электромагнитных волн микроволнового диапазона. Также высказывалось предположение, что на основе искусственных киральных материалов могут быть созданы безотражательные покрытия металлических поверхностей. Исследования возможного использования искусственных киральных материалов для уменьшения отражения электромагнитных волн проводились во многих статьях. Однако в работе [9] сделан вывод о том, что киральность не является существенным свойством при создании безотражательных покрытий. Достичь существенного снижения интенсивности отраженных электромагнитных волн на определенной частоте можно также с помощью некиральных поглощающих слоев. Авторы работы [9] пришли к такому выводу в результате расчета рассеяния электромагнитных волн на металлических спиралях в диэлектрической среде.

В статье [10] рассмотрено отражение электромагнитных волн от анизотропного кирального диэлектрического слоя на металлической подложке. Исследовано влияние анизотропии диэлектрических свойств на коэффициент отражения электромагнитных волн. Точное решение граничной задачи в данном случае подтверждает вывод, сделанный в статье [9]. Киральность незначительно влияет на отражательные свойства искусственных сред. В данной статье путем точного решения граничной задачи дополнительно изучено влияние магнитных свойств киральной искусственной среды на интенсивность отраженных волн.

Рассматриваемая искусственная среда представляет собой металлические микроспирали, накрученные на нейлоновые нити, расположенные внутри диэлектрического полимерного материала. Оси микроспиралей ориентированы вдоль оси X, перпендикулярно направлению распространения электромагнитных волн. Микроволновые свойства такой среды можно описать материальными уравнениями [12-18]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i\alpha \vec{H} \quad (1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} - i\tilde{\alpha} \vec{E}, \quad (2)$$

где знак “~” означает транспонирование. Поскольку нейлоновые нити в образце ориентированы вдоль оси X, то тензор диэлектрической проницаемости имеет вид одноосного тензора, ось которого направлена по оси X и задается единичным вектором \vec{a} . Диэлектрические свойства среды одинаковы для всех направлений в плоскости YZ, то есть перпендикулярно нейлоновым нитям. Эти свойства описываются диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon_o$. Если вектор напряженности электрического поля

направлен вдоль нейлоновых нитей (вдоль X), то среда проявляет другие диэлектрические свойства, характеризующиеся относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{11} = \varepsilon_e$.

Так как оси всех спиралей направлены вдоль оси X, то тензор киральности также является одноосным с единственным главным значением $\alpha_{11} = \alpha_e$, неравным нулю. Среда проявляет киральные свойства только в тех случаях, когда вектор напряженности электрического поля или вектор напряженности магнитного поля имеют компоненты вдоль оси X.

С учетом симметрии среды ее магнитные свойства также можно описать одноосным тензором относительной магнитной проницаемости $\mu = \mu_o + (\mu_e - \mu_o)\vec{a} \cdot \vec{a}$, где точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение.

Уравнения Максвелла для плоских волн с учетом уравнений (1-2) можно записать в виде:

$$\vec{m}^{\times} \vec{E} = \mu \vec{H} - i\tilde{\alpha} \vec{E} \quad (3)$$

$$\vec{m}^{\times} \vec{H} = -\varepsilon \vec{E} - i\alpha \vec{H}, \quad (4)$$

где $\vec{m} = n \vec{n}$ — вектор рефракции, n — показатель преломления, косой крест означает векторное произведение, \vec{n} — единичный вектор, направленный вдоль оси Z.

Из уравнений (3) и (4) получаем волновое уравнение для вектора напряженности электрического поля:

$$\{\vec{m}^{\times} \mu^{-1} \vec{m}^{\times} + i(\vec{m}^{\times} \mu^{-1} \tilde{\alpha} + \alpha \mu^{-1} \vec{m}^{\times}) + \varepsilon - \tilde{\alpha} \alpha \mu^{-1}\} \vec{E} = 0. \quad (5)$$

Решением уравнения (5) является суперпозиция собственных волн с амплитудами A_j ; волновыми числами k_j и эллиптичностью γ_j

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^4 A_j \frac{\vec{a} + i\gamma_j \vec{b}}{\sqrt{1 + |\gamma_j|^2}} e^{ik_j z - i\omega t}. \quad (6)$$

Эллиптичности собственных волн имеют вид

$$\gamma_j = \frac{n_j^2 \mu_o^{-1} - \varepsilon_e + \alpha_e^2 \mu_e}{n_j \alpha_e \mu_e^{-1}}, \quad (7)$$

где $n_j = \frac{ck_j}{\omega}$ — показатель преломления собственной волны

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{2\mu_o^{-1} \mu_e^{-1}} (\mu_o^{-1} \varepsilon_o + \mu_e \varepsilon_e \pm \sqrt{(\varepsilon_o \mu_o^{-1} - \varepsilon_e \mu_e^{-1})^2 + 4\alpha_e^2 \mu_o^{-1} \mu_e^{-2} \varepsilon_o}), \quad (8)$$

причем $n_{3,4} = -n_{1,2}$.

Из (3) и (4) находим напряженность магнитного поля собственных волн:

$$\vec{H} = \sum_{j=1}^4 \frac{A_j}{\sqrt{1 + |\gamma_j|^2}} (i\mu_e^{-1} (\alpha_e - n_j \gamma_j) \vec{a} + \mu_o^{-1} n_j \vec{b}) e^{ik_j z - i\omega t}. \quad (9)$$

При решении граничной задачи рассмотрим случай, когда электромагнитные волны падают нормально на анизотропный киральный слой, который нанесен на металлическую подложку. В этом случае оси микроспиралей искусственной анизотропной

киральной среды расположены перпендикулярно направлению распространения волн. В качестве металлической подложки рассматривается алюминий.

Электромагнитную волну, падающую на границу диэлектрического искусственного слоя, можно представить в виде:

$$\vec{E}_e = (A_{1e}\vec{b} + A_{2e}\vec{a})e^{ik_0z-i\omega t} \quad (10)$$

$$\vec{H}_e = (-A_{1e}\vec{a} + A_{2e}\vec{b})e^{ik_0z-i\omega t}, \quad (11)$$

где $k_0 = \frac{\omega n_0}{c}$ — волновое число электромагнитной волны в вакууме. Для отраженной волны можно записать:

$$\vec{E}_r = (A_{1r}\vec{b} + A_{2r}\vec{a})e^{-ik_0z-i\omega t} \quad (12)$$

$$\vec{H}_r = (A_{1r}\vec{a} - A_{2r}\vec{b})e^{-ik_0z-i\omega t}. \quad (13)$$

Поле в искусственной анизотропной среде описывается выражениями (6) и (9). Электромагнитные волны в металле можно представить следующим образом:

$$\vec{E}_m = (A_{1m}\vec{b} + A_{2m}\vec{a})e^{ik^1z-i\omega t} + (A_{4m}\vec{b} + A_{3m}\vec{a})e^{-ik^1z-i\omega t} \quad (14)$$

$$\vec{H}_m = \frac{ck^1}{\mu_1\omega}(A_{2m}\vec{b} - A_{1m}\vec{a})e^{ik^1z-i\omega t} + \frac{ck^1}{\mu_1\omega}(-A_{3m}\vec{b} + A_{4m}\vec{a})e^{-ik^1z-i\omega t}, \quad (15)$$

где $k^1 = \frac{2}{c}\sqrt{i\pi\lambda\mu_1\omega}$ — волновое число электромагнитной волны, распространяющейся в металле, λ — электропроводность металла, μ_1 — относительная магнитная проницаемость металла.

Тогда условия для X-компонент электромагнитных волн на границе раздела воздух-анизотропный диэлектрик можно записать в виде:

$$A_{2e}e^{-ik_0l} + A_{2r}e^{ik_0l} = \sum_{j=1}^4 \frac{A_j}{\sqrt{1+|\gamma_j|^2}}e^{-ik_jl} \quad (16)$$

$$-A_{1e}e^{-ik_0l} + A_{1r}e^{ik_0l} = \sum_{j=1}^4 \frac{iA_j\mu_e^{-1}}{\sqrt{1+|\gamma_j|^2}}(\alpha_e - n_j\gamma_j)e^{-ik_jl}. \quad (17)$$

Для Y - компонент граничные условия имеют вид:

$$A_{1e}e^{-ik_0l} + A_{1r}e^{ik_0l} = \sum_{j=1}^4 \frac{i\gamma_j A_j}{\sqrt{1+|\gamma_j|^2}}e^{-ik_jl} \quad (18)$$

$$A_{2e}e^{-ik_0l} - A_{2r}e^{ik_0l} = \sum_{j=1}^4 \frac{A_j\mu_o^{-1}}{\sqrt{1+|\gamma_j|^2}}n_j e^{-ik_jl} \quad (19)$$

Аналогично записываются граничные условия на поверхности раздела диэлектрика и металла:

$$A_{2m} + A_{3m} = \sum_{j=1}^4 \frac{A_j}{\sqrt{1+|\gamma_j|^2}} \quad (20)$$

$$A_{1m} + A_{4m} = \sum_{j=1}^4 \frac{i\gamma_j A_j}{\sqrt{1 + |\gamma_j|^2}} \quad (21)$$

$$\frac{ck^1}{\mu_1\omega} A_{4m} - \frac{ck^1}{\mu_1\omega} A_{1m} = \sum_{j=1}^4 \frac{iA_j \mu_e^{-1}}{\sqrt{1 + |\gamma_j|^2}} (\alpha_e - n_j \gamma_j) \quad (22)$$

$$\frac{ck^1}{\mu_1\omega} A_{2m} - \frac{ck^1}{\mu_1\omega} A_{3m} = \sum_{j=1}^4 \frac{A_j \mu_o^{-1}}{\sqrt{1 + |\gamma_j|^2}} n_j. \quad (23)$$

Точное решение граничной задачи с учетом магнитных свойств искусственной анизотропной киральной среды позволяет исследовать отражение электромагнитных волн и его зависимость от магнитной проницаемости. В работе [10] изучена зависимость интенсивности отраженной волны от частоты для немагнитного материала. Исследовано влияние киральности и анизотропии на интенсивность отраженной волны. Определена частота на которой наблюдается минимальное отражение электромагнитной волны. График частотной зависимости интенсивности электромагнитной волны, отраженной от поверхности анизотропного немагнитного диэлектрика, представлен кривой 1 на рис. 1, если падающая волна поляризована вдоль оси X, а также кривой 1 на рис. 2, если она поляризована вдоль Y.

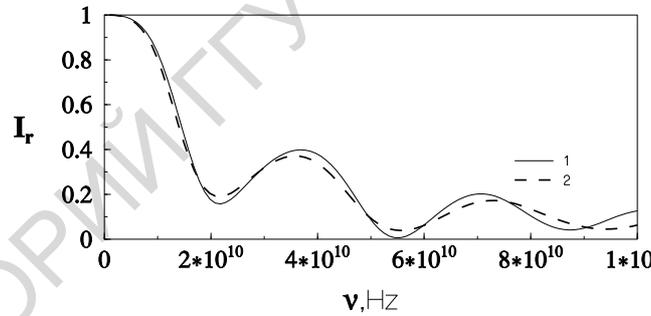


Рис. 1: График частотной зависимости интенсивности отраженной волны, если падающая волна поляризована вдоль оси X. 1 — для немагнитного диэлектрика, 2 — с учетом анизотропной магнитной проницаемости ($l = 5.5\text{мм}$, $\varepsilon_o = 4 + i0.8$, $\varepsilon_e = 3 + i0.9$, $\mu_1 = 1.0$, $\mu_o = 1.1$, $\mu_e = 1.3$, $\lambda = 5.14 \cdot 10^{17}$).

Здесь же представлены графики зависимости интенсивности отраженной волны от частоты, если искусственная среда обладает анизотропными магнитными свойствами. Исследования проводились как для среды, обладающей анизотропией магнитных свойств, так и для изотропного образца. Расчеты показывают, что влияние анизотропии магнитных свойств среды на интенсивность отраженной электромагнитной волны незначительно, большее значение имеет величина относительной магнитной проницаемости. С увеличением относительной магнитной проницаемости искусственной киральной среды интенсивность отраженной волны на частоте минимального отражения возрастает. Наблюдается также небольшой сдвиг минимума интенсивности отраженной волны в область более высоких частот.

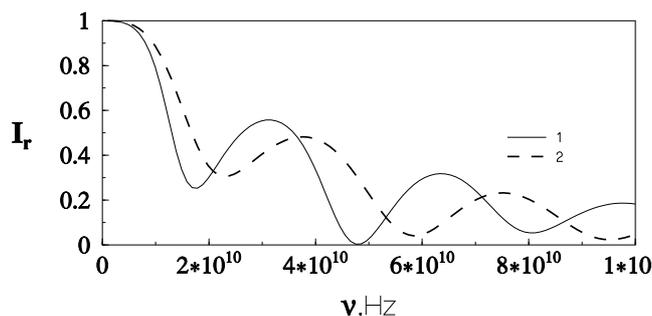


Рис. 2: График зависимости интенсивности отраженной волны от частоты когда падающая волна поляризована вдоль оси Y . 1 — для немагнитного диэлектрика, 2 — с учетом магнитной проницаемости. ($l = 5.5\text{мм}$, $\varepsilon_o = 4 + i0.8$, $\varepsilon_e = 3 + i0.9$, $\mu_1 = 1.0$, $\mu_o = 1.1$, $\mu_e = 1.3$, $\lambda = 5.14 \cdot 10^{17}$).

Литература

- [1] A.Priou, A.Sihvola, S.Tretyakov and A.Vinogradov, *Advances in Complex Electromagnetic Materials*, — Kluwer Academic Publishers, NATO ASI Series 3, vol 28,(1997).
- [2] J.H.Cloete, *The status of experimental research on chiral composites*,— Proc. of Bianisotropics'97, (University of Glasgow), pp. 39-42,(1997).
- [3] X.Lafosse, *New all-organic chiral material and characterisation between 4 and 6 GHz*,— 3rd Int. Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Media "Chiral-94", (Perigueux, France), pp. 209-214,(1994).
- [4] K.W.White and C.Y.Chang, *Composite uniaxial bianisotropic chiral materials characterization: comparison of predicted and measured scattering*, — J. Electromagn. Waves Applic., vol. 11, pp. 371–394, (1997).
- [5] S.A.Tretyakov, A.A.Sochava, C.R.Simovski, *Influence of chiral shapes of individual inclusions on the absorption in chiral composite coatings*, — Electromagnetics, vol. 16, pp. 113-127,(1996).
- [6] J.H.Cloete, M.Bingle and D.B.Davidson, *The role of chirality in synthetic microwave absorbers*, — Proc. Int. Conf. Electromagnetics in Advanced Applications, (Torino, Italy) pp. 55–58, (1999).
- [7] S.A.Tretyakov, A.A.Sochava, *Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes*, — Electron. Lett., vol. 29, pp. 1048–1049, (1993).
- [8] I.V.Semchenko, S.A.Khakhomov, S.A.Tretyakov, A.H.Sihvola, E.A.Fedosenko, *Reflection and transmission by a uniaxially bi-anisotropic slab under normal incidence of plane waves*,— Journal of Physics D: Applied Physics, No. 31,pp. 2458-2464, (1998).
- [9] C.F.Bohren, R.Luebers, H.S.Langdon, F.Hunsberger, *Microwave- absorbing chiral composites: Is chirality essential or accidental?* — Applied Optics, vol.31,no. 30, pp. 6403-6407, (1992).

- [10] I.V.Semchenko, S.A.Khakhomov, E.A.Fedosenko, *Artificial anisotropic chiral materials for decrease of reflection of electromagnetic waves from metallic surfaces*, — Proceedings of SPIE, v.4358, pp.309–315, (2001).
- [11] S.A.Kuehl, S.S.Grove, E.Kuehl, M.Bingle, J.H.Cloete, *Manufacture of microwave chiral materials and their electromagnetic properties*, — in Advances in Complex Electromagnetic Materials, ed. by A. Priou et al., Kluwer Academic Publishers, NATO ASI Series 3, vol. 28, pp. 317-332, (1997).
- [12] Ф.И.Федоров, *Теория гиротропии*, -Мн.:Навука і тэхніка,(1976).
- [13] Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков, *К феноменологической теории естественной оптической активности*, — Журн. эксп. и теор. физики, т.61, с. 1808–1813, (1971).
- [14] Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков, Ф.И.Федоров, *О форме уравнений связи в оптически активных кристаллах*, — Опт. и спектр., т.37, №2, с.288–293,(1774).
- [15] Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков, В.В.Шепелевич, *К феноменологической теории оптически активных сред*, — Опт. и спектр., т.37, №1, с.120–124,(1774).
- [16] А.Н.Sihvola, I.V.Lindell. *Bi-isotropic constitutive relations*, — Microwave and Opt. Tech. Lett., vol. 4, No.8, pp.195-297, (1991).
- [17] J.A.Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, Willey, New York, (1986).
- [18] J.C.Monzon, *Radiation and scattering in homogeneous general bi-isotropic region*, IEEE Trans. Ant. Propagat., vol. 38, №.2, pp.227-235, (1990).

Гомельский госуниверситет
им. Франциска Скорины
246699 Гомель, Беларусь

Поступило 15.06.2001