

В.А. Турченков¹, Д.Е. Баранов¹, М.В. Гагарин¹

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОТНОУПАКОВАННЫМИ НЕОДНОРОДНЫМИ ДИСПЕРСНЫМИ СИСТЕМАМИ

Обсуждается подход к оценке радиофизических характеристик поглощающих слоев с углеродными волокнами в качестве дисперсного наполнителя, базирующийся на модели плотноупакованного слоя с произвольно и равновероятно распределенными по объему тонкими проводящими цилиндрическими частицами.

Ключевые слова: *излучение, рассеяние, дисперсная фаза, тонкий цилиндр.*

V.A. Turchenkov¹, D.E. Baranov¹, M.V. Gagarin¹

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH DENSELY-PACKED HETEROGENEOUS DISPERSE SYSTEMS

This paper is concerned with the approach for evaluating the radiophysical characteristics of absorbing layers with carbon fibers, as a dispersed filler, based on the densely-packed model with thin conductive cylindrical-shaped particles, arbitrarily and equiprobable distributed through the volume.

Keywords: *radiation, dispersion, dispersed phase, thin cylinder.*

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов» Государственный научный центр Российской Федерации [Federal state unitary enterprise «All-Russian scientific research institute of aviation materials» State research center of the Russian Federation] E-mail: admin@viam.ru

В общем случае для описания взаимодействия излучения с плотноупакованными дисперсными слоями, в которых расстояние между частицами соизмеримо или меньше длины волны падающего излучения, а также сравнимо с их собственными размерами, необходимо использовать теорию многократного рассеяния [1, 2]. Однако математический аппарат этой теории, основанный на применении фейнмановских диаграмм, является сложным и громоздким и позволяет получить законченное решение в крайне ограниченном числе случаев для простейших дисперсных систем.

Другой, феноменологический, подход к теоретическому описанию распространения излучения в плотноупакованных дисперсных системах, основанный на уравнении переноса излучения, является более наглядным и простым. Однако взаимодействие излучения с такими средами имеет свои специфические особенности. Они обусловлены тем, что при высокой концентрации дисперсной фазы каждая частица находится в поле излучения, рассеянного соседними неоднородностями. В общем случае в стационарных плотноупакованных дисперсных средах необходим учет не только когерентного «вторичного» излучения, но и использования статистического описания состояния дисперсной среды. Однако для поглощающих слоев, содержащих хаотически ориентированные в пространстве тонкие цилиндрические частицы, парная (бипарная) корреляционная функция близка к нулю даже при очень высоких коэффициентах заполнения [3].

В связи с этим, для получения количественных оценок по радиофизическим характеристикам поглощающих слоев, содержащих в качестве дисперсного наполнителя углеродные волокна, целесообразно привлечение модельной системы в виде геометрически толстого плотноупакованного слоя из хаотически ориентированных в простран-

стве тонких проводящих цилиндрических частиц [4]. Предполагается, что толщина слоя постоянна и больше длины частиц, произвольно и равномерно распределенных по объему слоя.

Рассматривается случай нормального падения излучения на поглощающий слой, содержащий случайно ориентированные в пространстве монодисперсные по радиусу и длине цилиндрические частицы, для которых одновременно выполняются следующие условия:

$$a \ll 2l, a \ll \lambda, 2l \approx \lambda, \quad (1)$$

где a – радиус цилиндра, м; $2l$ – длина цилиндра, м; λ – длина волны падающего излучения, м.

Когерентное пропускание дисперсного слоя будет убывать с ростом толщины слоя h по экспоненте:

$$T_k = e^{-q^* \cdot C \cdot h}, \quad (2)$$

где q^* – удельное сечение ослабления отдельной частицы для определенной концентрации дисперсной фазы, м²/кг; C – концентрация дисперсной фазы, кг/м³; h – толщина слоя, м.

При малых концентрациях частиц ($C \rightarrow 0$) удельное сечение ослабления отдельной частицы q^* тождественно равно удельному сечению ослабления изолированного рассеивателя q . При высоких концентрациях дисперсной фазы удельное сечение ослабления частицы определяется не только микрофизическими параметрами отдельных частиц, но и их объемной концентрацией.

Характер зависимости удельного сечения ослабления от объемной концентрации дисперсной фазы определяется микрофизическими параметрами частиц и структурой дисперсной среды [5–9]. Аналитическое выражение, описывающее зависимость удельного сечения ослабления когерентного излучения от фактора упаковки частиц в дисперсной среде, если среднее расстояние между частицами меньше длины волны падающего излучения, получено в работах [5, 6]:

$$q^* = q + (q - w) \frac{(1 - f)^4}{(1 + 2f)^2}, \quad (3)$$

где w – удельное сечение поглощения изолированной частицы, м²/кг; f – фактор упаковки, равный отношению суммы объемов всех частиц к объему слоя, в котором они распределены.

Соотношение (3) получено в соответствии с предположением отсутствия корреляции взаиморасположения частиц при любом значении фактора упаковки. Это справедливо для тонких цилиндрических рассеивателей, не мешающих друг другу располагаться в любом месте слоя.

Коэффициент когерентного (направленного) отражения излучения от геометрически толстого плотноупакованного слоя (в приближении однократного рассеяния [1]) определяется следующим выражением:

$$R_k = \frac{g}{2q^*} [1 - e^{-2q^* \cdot C \cdot h}], \quad (4)$$

где g – удельное сечение обратного рассеяния, м²/кг.

Некогерентная (диффузная) интенсивность рассеяния от геометрически толстого плотноупакованного слоя, содержащего хаотически ориентированные в пространстве

тонкие цилиндрические частицы (в приближении однократного рассеяния) может быть рассчитана с помощью следующего выражения:

$$I_{\text{нк}} = I_0 \cdot A \cdot q^* \cdot f \cdot x(y), \quad (5)$$

где I_0 – интенсивность падающего на слой излучения; A – альбеда однократного рассеяния, равное отношению сечения рассеяния к сечению ослабления; $x(y)$ – нормированная индикатриса рассеяния:

$$2\pi \int_0^\pi x(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1. \quad (6)$$

Анализ полученных выражений показывает, что радиофизические характеристики поглощающих слоев, содержащих в качестве дисперсного наполнителя цилиндрические частицы (волокна), в первую очередь, определяются удельными сечениями взаимодействия излучения с отдельными частицами, которые, в свою очередь, зависят от таких микрофизических параметров, как радиус, длина и удельная электропроводность волокон.

Исследование зависимостей удельных сечений взаимодействия излучения от микрофизических параметров углеродных волокон основано на решении интегрального уравнения, описывающего электромагнитный отклик диполя, обладающего конечной проводимостью σ :

$$ZI(\nu) + i\eta_0 k_0 \int_{-\nu_0}^{+\nu_0} K(R) \cdot I(\nu') \cdot \Gamma(R) d\nu' = E_0 \sin \theta_0 \exp(i\nu \cos \theta_0), \quad (7)$$

где: $Z = \frac{ik_0 \eta_0 J_0(x)}{2\pi x J_1(x)}$ – импеданс цилиндрического проводника;

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

η_0 – импеданс свободного пространства;

$K(R) \approx \frac{2}{R^2} + i \frac{2}{R}$ – ядро интегрального уравнения;

$\Gamma(R) = \frac{e^{-ik_0 R}}{4\pi R}$ – скалярная функция Грина для свободного пространства;

$R = \sqrt{\alpha^2 + i(\nu + \nu^2)^2}$ – параметр;

$x = e^{-i\frac{\pi}{4}} \alpha \sqrt{\frac{\eta_0 \sigma}{k_0}}$ – параметр;

θ_0 – угол падения излучения на цилиндр.

Решение интегрального уравнения (7) находится в виде ряда Фурье:

$$I(\nu) = \sum_{n=1} A_n \cos \left[(2n-1) \frac{\pi \nu}{2\nu_0} \right] + B_n \sin \left[n \frac{\pi \nu}{\nu_0} \right]. \quad (8)$$

Такое представление тока в проводнике позволяет удовлетворить граничным условиям на концах диполя:

$$I(\pm \nu_0) = 0. \quad (9)$$

Значения коэффициентов разложения находят стандартным способом интегрирования по ν в пределах от $-\nu_0$ до $+\nu_0$ после подстановки ряда (8) в уравнение (7) и

умножения полученного выражения на $\cos\left[(2k-1)\frac{\pi\nu}{2\nu_0}\right]$ или $\sin\left[k\frac{\pi\nu}{\nu_0}\right]$. В результате преобразований получают две системы линейных уравнений относительно коэффициентов разложения A_n и B_n :

$$\sum_{n=1} A_n (Z\delta_n^k + C_{kn}) = E_0 C_k ; \quad (10)$$

$$\sum_{n=1} B_n (Z\delta_n^k + S_{kn}) = E_0 S_k , \quad (11)$$

где C_{kn} , C_k , S_{kn} и S_k – постоянные коэффициенты, полученные после интегрирования; δ_n^k – символ Кронекера–Капелли.

В дальней зоне поле, рассеянное диполем, описывается уравнением:

$$E^s(\theta) = \frac{i\eta_0 \sin\theta \exp(-ik_0 r)}{4\pi r} \int_{-\nu_0}^{+\nu_0} I(\nu) \cdot \exp(i \cdot \nu \cos\theta) d\nu, \quad (12)$$

где θ – угол рассеяния.

С другой стороны, рассеянное поле может выражаться через амплитудную функцию рассеяния $F(\theta_0, \theta)$:

$$E^s(\theta) = F(\theta_0, \theta) \frac{\exp(-ik_0 r)}{ik_0 r} E_0. \quad (13)$$

$$\text{Отсюда } F(\theta_0, \theta) = -\frac{\eta_0 k_0 \sin\theta}{4\pi E_0} \int_{-\nu_0}^{+\nu_0} I(\nu) \exp(i \nu \cos\theta) d\nu. \quad (14)$$

После подстановки выражения (8) в (14) получим выражение, устанавливающее связь амплитудной функции рассеяния с коэффициентами разложения A_n и B_n :

$$F(\theta_0, \theta) = -\frac{\eta_0 \nu_0 \sin\theta}{2E_0} \sum_{n=11} (-1)^{n+1} (A_n L_n + iB_n M_n), \quad (15)$$

$$\text{где } L_n = \frac{2(2n-1) \cos(\nu_0 \cos\theta)}{(2n-1)^2 \pi^2 - 4\nu_0^2 \cos^2 \theta}, \quad M_n = \frac{n \sin(\nu_0 \cos\theta)}{n^2 \pi^2 - \nu_0^2 \cos^2 \theta}.$$

Выражения для расчета сечений ослабления, поглощения и обратного рассеяния запишем в следующем виде:

$$S_{\text{осл}} = \frac{4\pi}{k_0^2} \text{Re}\{F(\theta, \pi - \theta_0) E_0\}; \quad (16)$$

$$S_{\text{погл}} = \frac{60k_0 \nu_0}{\alpha^2 \sigma} \sum_{n=1} \left| \frac{A_n}{E_0} \right|^2; \quad (17)$$

$$S_{\pi} = \frac{4\pi}{k_0^2} |F(\theta, \theta_0) E_0|^2. \quad (18)$$

Для системы равновероятно ориентированных в объеме поглощающего слоя тонких цилиндрических частиц, в случае нормального падения излучения, выражения для вычисления удельных сечений ослабления, поглощения и обратного рассеяния имеют вид:

$$\begin{Bmatrix} q \\ w \\ g \end{Bmatrix} = \frac{4\pi^2}{\alpha^2 \nu_0 \lambda^3} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \begin{Bmatrix} S_{\text{осл}}(\theta_0) \\ S_{\text{погл}}(\theta_0) \\ S_{\pi}(\theta_0) \end{Bmatrix} \sin \theta_0 d\theta_0. \quad (19)$$

Таким образом, задача об определении радиофизических параметров поглощающего слоя неоднородной дисперсной среды свелась к нахождению значений удельных сечений взаимодействия излучения с ансамблем хаотически ориентированных в пространстве углеродных волокон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исимуру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир. 1981. 63 с.
2. Барабаненков Ю.И. Многократное рассеяние волн на ансамбле частиц и теория переноса излучения //УФН. 1975. Т. 102. №1. С. 3–42.
3. Займан Дж. Модели беспорядка. М.: Мир. 1982. 592 с.
4. Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск: Наука и техника. 1988. 191 с.
5. Twersky V. Transparency of pair-correlated, random distributions of small scatterers, with applications to cornea //J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. №5. P. 524–530.
6. Twersky V. Propagation in pair-correlated distributions of small spaced lossyscatterers //J. Opt. Soc. Amer. 1979. V. 69. №11. P. 1567–1572.
7. Twersky V. Propagation in pair-correlated distributions of large-spaced scatterers //J. Opt. Soc. Amer. 1983. V. 73. №3. P. 313–320.
8. Верещагин В.Г., Понявина А.Н. Влияние плотности упаковки рассеивающих слоев на их прозрачность //Журнал прикладной спектроскопии. 1979. Т. 31. №3. С. 518–524.
9. Понявина А.Н., Верещагин В.Г. Концентрационные эффекты при когерентном рассеянии плотноупакованной системой крупных частиц //Журнал прикладной спектроскопии. 1984. Т. 40. №2. С. 302–308.

REFERENCES LIST

1. Isimuru A. Rasprostranenie i rassejanie voln v sluchajno-neodnorodnyh sredah [Propagation and scattering of waves in randomly inhomogeneous media]. M.: Mir. 1981. 63 s.
2. Barabanenkov Ju.I. Mnogokratnoe rassejanie voln na ansamble chastic i teorija perenosa izlucheniya [Multiple scattering of waves by an ensemble of particles and radiation transfer theory] //UFN. 1975. T. 102. №1. S. 3–42.
3. Zajman Dzh. Modeli besporjadka [Models of Disorder]. M.: Mir. 1982. 592 s.
4. Ivanov A.P., Lojko V.A., Dik V.P. Rasprostranenie sveta v plotnoupakovannyh dispersnyh sredah [Propagation of light in dispersive media packed]. Minsk: Nauka i tehnika. 1988. 191 s.
5. Twersky V. Transparency of pair-correlated, random distributions of small scatterers, with applications to cornea //J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. №5. P. 524–530.
6. Twersky V. Propagation in pair-correlated distributions of small spaced lossyscatterers //J. Opt. Soc. Amer. 1979. V. 69. №11. P. 1567–1572.
7. Twersky V. Propagation in pair-correlated distributions of large-spaced scatterers //J. Opt. Soc. Amer. 1983. V. 73. №3. P. 313–320.
8. Vereshhagin V.G., Ponjavina A.N. Vlijanie plotnosti upakovki rasseivajushhhih sloev na ih prozrachnost' [Effect of the packing density of the scattering layers on their transparency] //Zhurnal prikladnoj spektroskopii. 1979. T. 31. №3. S. 518–524.

9. Ponjavina A.N., Vereshhagin V.G. Koncentracionnye jeffekty pri kogerentnom rassejanii plotnoupakovannoj sistemoj krupnyh chastic [Concentration effects for coherent scattering of large particles packed system] //Zhurnal prikladnoj spektroskopii. 1984. T. 40. №2. S. 302–308.