

**ПРОХОЖДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ СРЕДЫ
ИМЕЮЩИЕ СТРУКТУРУ ГОМОГЕННЫХ ФРАКТАЛОВ**

В.А. Чуриков, к. ф.-м. н., доцент

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина 30, тел. (3822) 563-593*

E-mail: vachurikov@list.ru

Предположим, что в трёхмерном евклидовом пространстве содержится фрактал x_α , который вдоль оси x имеет дробную размерность α , для которой справедливы неравенства $0 \leq \alpha \leq 1$. Рассматриваемый фрактал предполагается изотропным и гомогенным, т. е. его размерность постоянна $\alpha = \text{const}$ и не зависит как от пространственных координат, так и от времени. Кроме этого, предполагается, что топологические свойства фрактала не зависят от пространства и от времени. Точки фрактала x_α лежат на вещественной оси x . Точки оси x , не принадлежащие фракталу, принадлежат сопряжённому фракталу $x_{1-\alpha}$, размерности $1 - \alpha = \text{const}$, $0 \leq 1 - \alpha \leq 1$, который тоже является гомогенным фракталом. Фрактал x_α , в свою очередь, сам является сопряженным фракталом по отношению к своему сопряжённому фракталу $x_{1-\alpha}$.

На координате x точки фрактала и сопряжённого фрактала находятся в соотношении

$$x_\alpha \cup x_{1-\alpha} = x; \quad x_\alpha \cap x_{1-\alpha} = \emptyset.$$

Второе соотношение будем называть свойством *ортогональности фракталов*, из которого следует, что многие физические процессы, проходящие во фрактале и в сопряжённом фрактале, могут проходить независимо, не влияя друг на друга.

В частности к таким процессам можно отнести взаимодействие электромагнитного излучения с фракталом и с сопряжённым фракталом.

Постановка задачи

Затухание пучка электромагнитного излучения в сплошной среде описывается дифференциальным уравнением, которое описывает поглощение светового пучка в среде, распространяющегося вдоль оси x [1]

$$dI = -kI dx.$$

Здесь I - интенсивность излучения вдоль пространственной координаты x ; k - коэффициент ослабления пучка в среде.

Если сплошная среда состоит из объединения фрактала и сопряжённого фрактала, которые имеют различные физико-химические свойства, то процессы взаимодействия фотонов в них будут отличаться, а соответствующее дифференциальное уравнение описывающее ослабление пучка фотонов можно переписать в виде соотношения

$$dI \propto (-\tau_\alpha k_\alpha I dx_\alpha) \cup (-\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} I dx_{1-\alpha}). \quad (1)$$

Здесь dx_α и $dx_{1-\alpha}$ - дифференциалы по точкам фрактала x_α , и сопряжённого фрактала $x_{1-\alpha}$ которые лежат на оси x ; k_α - *линейный коэффициент ослабления* во фрактале можно представить в виде суммы $k_\alpha = k_{\alpha A}(\lambda) + k_{\alpha D}(\tau_\alpha) + k_{\alpha S}(\tau_\alpha)$, $k_{\alpha A}(\lambda)$ - *коэффициент поглощения*, который зависит от длины волны фотонов λ и от других факторов, $k_{\alpha D}(\tau_\alpha)$ - *коэффициент внутренней дифракции*, описывающий дифракцию на внутренних структурах фрактала и зависящий от геометрических и топологических особенностей фрактала, т. е. от τ_α , $k_{\alpha S}(\tau_\alpha)$ - *коэффициент внутреннего рассеяния* на неровностях фрактала, который тоже зависит от τ_α ; τ_α - *топологический коэффициент* фрактально-го пространства для рассматриваемого процесса [2], $0 \leq \tau_\alpha \leq 1$; $k_{1-\alpha}$ - линейный коэффициент ослабления в сопряжённом фрактале, который, как и во фрактале удобно представить как сумму $k_{1-\alpha} = k_{1-\alpha A}(\lambda) + k_{1-\alpha D}(\tau_{1-\alpha}) + k_{1-\alpha S}(\tau_{1-\alpha})$; $k_{1-\alpha A}(\lambda)$ - коэффициент поглощения в сопряжённом фрактале, $k_{1-\alpha D}(\tau_{1-\alpha})$ - коэффициент внутренней дифракции в сопряжённом фрактале, $k_{1-\alpha S}(\tau_{1-\alpha})$ - коэффициент внутреннего рассеяния на неровностях сопряжённого фрактала; $\tau_{1-\alpha}$ - топологический коэффициент сопряжённого фрактала, $0 \leq \tau_{1-\alpha} \leq 1$.

Топологические коэффициенты τ_α , и $\tau_{1-\alpha}$ зависят от конкретных топологических и геометрических свойств фрактала и сопряжённого ему фрактала.

В случае, когда рассматриваемый процесс невозможен из-за топологических свойств, то процесс *топологически запрещён*, тогда $\tau_\alpha = \tau_{1-\alpha} = 0$. Рассматриваемый процесс осуществляется только через фракталы, у которых топологические коэффициенты отличны от нуля. Поэтому, если топологический коэффициент хотя бы одного фрактала отличен от нуля, то рассматриваемый процесс *топологически разрешён* в данной среде.

Для коэффициентов внутренней дифракции фрактала и сопряжённого фрактала всегда должно выполняться равенство

$$k_{\alpha|D}(\tau_\alpha) = k_{1-\alpha|D}(\tau_{1-\alpha}).$$

Данное равенство выполняется ввиду того, что фрактал и сопряжённый фрактал имеют общую границу, на которой и происходит внутренняя дифракция. Поэтому в соотношениях, в которых фигурируют эти коэффициенты можно оставить любой из этих двух коэффициентов.

Строго говоря, ставить знак равенства в соотношении (1) нельзя, ввиду того, что физические размерности левой и правой части в уравнении при такой замене уже не совпадают

$$[dx_\alpha] = L^\alpha; [dx_{1-\alpha}] = L^{1-\alpha}; [dx] = L.$$

Кроме этого нельзя складывать значения слагаемых в правой части по той же причине. Поэтому вместо знака равенства поставлен знак пропорциональности \propto , а вместо сложения, знак объединения \cup .

Для дифференциалов на фракталах будет справедливо

$$dx = dx_\alpha \cup dx_{1-\alpha}.$$

В силу ортогональности фрактала и сопряжённого фрактала для дифференциалов тоже будет справедливо свойство ортогональности

$$dx_\alpha \cap dx_{1-\alpha} = \emptyset.$$

Получение решения

Вначале, для получения решения разделим переменные и поставим под знак интеграла.

$$\int \frac{dI}{I} \propto (-\tau_\alpha k_\alpha \int dx_\alpha) \cup (-\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} \int dx_{1-\alpha}). \quad (1)$$

Преобразуем правую часть так, чтобы оба члена были согласованы между собой качественно и количественно, а также были бы согласованы с левой частью.

Для этого правую часть необходимо привести к одному масштабу и к одной физической размерности с левой частью. Для этого первый член в правой части надо умножить на *коэффициент преобразования размерности* $x^{1-\alpha}$, а второй на *коэффициент преобразования размерности* x^α , который переводит размерность правой части до размерности евклидова пространства, в котором находятся фрактал и сопряжённый фрактал. Физически это соответствует тому, что учитывается прохождение пучка фотонов по всем точкам на оси x , часть из которых принадлежит фракталу, а остальные – по сопряжённому фракталу.

Далее первый член в правой части необходимо умножить на *масштабный коэффициент фрактала* $\alpha^2 \Gamma(\alpha)$, а второй член на масштабный коэффициент сопряжённого фрактала $(1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha)$. Эти коэффициенты переводят длину прохождения пучка к *эффективной толщине фрактала* и к *эффективной толщине сопряжённого фрактала* $(1-\alpha)x$ которые в одномерном случае составляют соответственно αx и $(1-\alpha)x$.

В результате, переход от интегрирования по фракталу размерности α к интегралу дробного порядка α на основе d -оператора сводится к замене

$$\int dx_\alpha \rightarrow \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} \int d^\alpha x;$$

$$\int dx_{1-\alpha} \rightarrow (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha \int d^{1-\alpha} x.$$

Здесь $\int d^\alpha x$ и $\int d^{1-\alpha} x$ - интегралы дробных порядков α и $\alpha-1$; $\Gamma(\dots)$ - гамма-функция Эйлера.

После проведённых преобразований оба члена в правой части можно сложить и приравнять их сумму с левой частью и в результате получим уравнение в котором переменные разделены

$$\int \frac{dI}{I} = -\tau_\alpha k_\alpha \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} \int d^\alpha x - \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha \int d^{1-\alpha} x.$$

Интегрируя левую часть, получим

$$\int \frac{dI}{I} = \ln(I) - \ln(C).$$

Здесь C – константа интегрирования.

Интегрируя правую часть с помощью d -оператора [3], получим для первого слагаемого

$$-\tau_\alpha k_\alpha \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} \int d^\alpha x = -\frac{\tau_\alpha k_\alpha \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha}}{\alpha \Gamma(\alpha)} x^\alpha + \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} C_\alpha(x).$$

Интегрируя второе слагаемое, получим

$$\begin{aligned} & -\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha \int d^\alpha x = \\ & = -\frac{\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^{1-\alpha}}{(1-\alpha) \Gamma(1-\alpha)} x^\alpha + (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha C_{1-\alpha}(x). \end{aligned}$$

Здесь $C_\alpha(x)$ и $C_{1-\alpha}(x)$ – полиномы интегрирования порядков α и $1-\alpha$, которые в рамках d -анализа являются обобщением констант интегрирования [3].

Приравняем к нулю вторые слагаемые, ввиду их произвольности

$$\alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} C_\alpha(x) = 0;$$

$$(1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha C_{1-\alpha}(x) = 0.$$

Окончательно получим для суммы в правой части

$$-\tau_\alpha k_\alpha \alpha^2 \Gamma(\alpha) x^{1-\alpha} \int d^\alpha x = -\tau_\alpha k_\alpha \alpha x;$$

$$-\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)^2 \Gamma(1-\alpha) x^\alpha \int d^\alpha x = -\tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha) x.$$

Приравняв обе части, получим решение

$$\ln(I) = -\tau_\alpha k_\alpha \alpha x - \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha) x + \ln(C).$$

Потенцируя это выражение, получим общее решение в явном виде

$$I = C \exp(-\{\tau_\alpha k_\alpha \alpha + \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)\} x).$$

Найдём частное решение для задачи Коши с начальными условиями x_0 и $I_0 = I(x_0)$. Выразив константу интегрирования через начальные условия, получим: $C = \exp(-\{\tau_\alpha k_\alpha \alpha + \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)\} x_0 + \ln(I_0))$. Подставив значение C в общее решение, найдём частное решение для заданных начальных условий, которое является обобщением закона БЛБ на случай распространения светового пучка в рассматриваемой среде, которая является объединением фрактала и сопряжённого фрактала

$$I = I_0 \exp[-\{\tau_\alpha k_\alpha \alpha + \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)\} (x - x_0)]. \quad (2)$$

Здесь $x - x_0 \geq 0$ – толщина среды, через которую проходит пучок фотонов, а $\alpha(x - x_0)$ – эффективная толщина фрактала, а $(1-\alpha)(x - x_0)$ – эффективная толщина сопряжённого фрактала, для которых всегда выполняется равенство

$$(x - x_0) = \alpha(x - x_0) + (1-\alpha)(x - x_0).$$

В частности, когда $\alpha = 1$, (или $\alpha = 0$), тогда эффективная толщина фрактала (или сопряжённого фрактала) становится равным нулю и топологический коэффициент будет $\tau_\alpha = 1$ (или $\tau_{1-\alpha} = 1$), что соответствует отсутствию фрактала (или сопряжённого фрактала). В этих предельных случаях среда становится сплошной и соотношение (2) переходит в классический закон БЛБ, $I = I_0 \exp[-k(x - x_0)]$ [1].

В случае, когда $\tau_\alpha k_\alpha \alpha \gg \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)$ или $\tau_\alpha k_\alpha \alpha \ll \tau_{1-\alpha} k_{1-\alpha} (1-\alpha)$, то ослаблением пучка можно пренебречь в сопряжённом фрактале, или во фрактале. Тогда соотношение перейдёт в закон БЛБ для одного однородного фрактала. Такое приближение называется *приближением одного потока* [4].

Предположим, что фрактал состоит из атомов одного элемента, а сопряжённый фрактал их из атомов другого элемента. Будем считать, что через среду проходит пучок жёсткого рентгеновского излучения с длиной волны менее одного ангстрема. В этом случае можно пренебречь внутренней дифракцией. Тогда коэффициенты ослабления для прохождения рентгеновского излучения через фрактал и сопряжённый фрактал будут [5]

$$k_{\alpha} = k_{\alpha|A}(\lambda) + k_{\alpha|S}(\tau) \approx \frac{\eta_{\alpha} N_A}{A_{\alpha}} \left(B_{\alpha} Z_{\alpha}^4 \lambda^3 + \frac{8\pi e^4 Z_{\alpha}}{3m^2 c^4} \right),$$

$$k_{1-\alpha} = k_{1-\alpha|A}(\lambda) + k_{1-\alpha|S}(\tau) \approx \frac{\eta_{1-\alpha} N_A}{A_{1-\alpha}} \left(B_{1-\alpha} Z_{1-\alpha}^4 \lambda^3 + \frac{8\pi e^4 Z_{1-\alpha}}{3m^2 c^4} \right).$$

Здесь $k_{\alpha|A}(\lambda)$ и $k_{1-\alpha|A}(\lambda)$ коэффициенты поглощения связанные с взаимодействием рентгеновского излучения и внутренних электронов оболочек атомов фрактала и сопряжённого фрактала (внутренний фотоэффект); $k_{\alpha|S}(\tau)$ и $k_{1-\alpha|S}(\tau)$ коэффициенты рассеяния для материала фрактала и сопряжённого фрактала; B_{α} и $B_{1-\alpha}$ полуэмпирические коэффициенты, зависящие от длины волны фотонов и от атомной структуры вещества фрактала и сопряжённого фрактала [3]; Z_{α} и $Z_{1-\alpha}$ заряды ядер элементов из которых состоит фрактал и сопряжённый фрактал; η_{α} и $\eta_{1-\alpha}$ плотности материала фрактала и сопряжённого фрактала; N_A - число Авогадро; A_{α} и $A_{1-\alpha}$ веса одного грамм-атома (атомный вес) вещества фрактала и сопряжённого фрактала; e - заряд электрона; m - масса электрона; c - скорость света.

Подставив полученные выражения для коэффициентов k_{α} и $k_{1-\alpha}$ в (2) и получим закон БЛБ описывающий прохождение жёсткого рентгеновского излучения через среду, состоящую из двух гомогенных и ортогональных фракталов

$$I = I_0 \exp \left[- \left\{ \tau_{\alpha} \alpha \left(\frac{\eta_{\alpha} N_A}{A_{\alpha}} \left(B_{\alpha} Z_{\alpha}^4 \lambda^3 + \frac{8\pi e^4 Z_{\alpha}}{3m^2 c^4} \right) \right) + \tau_{1-\alpha} (1-\alpha) \frac{\eta_{1-\alpha} N_A}{A_{1-\alpha}} \left(B_{1-\alpha} Z_{1-\alpha}^4 \lambda^3 + \frac{8\pi e^4 Z_{1-\alpha}}{3m^2 c^4} \right) \right\} (x - x_0) \right].$$

Для рассматриваемой задачи с большой точностью можно принять $\tau_{1-\alpha} = \tau_{1-\alpha} = 1$.

Литература.

1. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. 2-е изд. М.: Из-во МГУ; Наука, 2004. 656 с.
2. Чуриков В.А. Замечания по поводу дробной размерности при описании процессов во фракталах // Математика и математическое моделирование: Сборник материалов VII всероссийской молодежной научно-инновационной школы (г. Саров, СарФТИ НИЯУ МИФИ, 16 – 19 апреля 2013 г.) – Саров: СарФТИ НИЯУ МИФИ, – 2013, – С. 59.
3. Чуриков В.А. Краткое введение в дробный анализ целочисленных порядков. – Томск: Изд-во ТПУ, - 2011. – 72 с.
4. Чуриков В.А. Замечания о методе разделения потоков без обмена при описании физических процессов на фракталах // Математика и математическое моделирование: Сборник материалов VII всероссийской молодежной научно-инновационной школы (г. Саров, СарФТИ НИЯУ МИФИ, 16 – 19 апреля 2013 г.) – Саров: СарФТИ НИЯУ МИФИ, – 2013, – С. 54–55.
5. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей.— М.: ГИТТЛ. 1957.— 518 с.

ЗАКОН ОМА И ЗАКОН ДЖОУЛЯ – ЛЕНЦА ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ СО СТРУКТУРОЙ ГОМОГЕННЫХ ФРАКТАЛОВ

В.А. Чуриков, к. ф.-м. н., доцент

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 30, тел. (3822) 563-593

E-mail: vachurikov@list.ru

В последнее время широко рассматриваются различные физические свойства материалов, которые имеют дробную, как правило, нецелочисленную размерность, которые были названы фракталами [1].

Сопротивление проводников с фрактальной структурой

Рассмотрим активное сопротивление электрического тока в проводнике с фрактальной структурой. В случае, когда фрактал анизотропный и имеет фрактальную (дробную) размерность вдоль трёх координат, $0 \leq \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \leq 1$ и предполагается, что фрактальные размерности вещественны и постоянны $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 = \text{const}$. Фрактальная размерность вдоль распространения тока α_1 , а размерно-