«Оптика атмосферы», **2**, № 11 (1989)

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ

УДК 519.68:551.521.14

В.С. Антюфеев, А.Л. Маршак

МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО И УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ДЛЯ РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

Рассматривается уравнение переноса излучения для плоского слоя растительной среды. Приведены две его формы: интегродифференциальное уравнение и интегральное уравнение 2-го рода. Описан алгоритм решения интегрального уравнения методом Монте-Карло. Отмечены преимущества этого алгоритма и перспективы его использования для решения прямых и обратных задач.

1. Введение

В последние годы в связи с бурным развитием аэрокосмического зондирования растительности возникла потребность в создании различных моделей процессов взаимодействия солнечного излучения с растительным покровом (РП). Существуют различные модели радиационного режима РП: геометрические модели, модели мутной среды, смешанные модели и статистические модели.

Предлагаемая ниже модель находится на стыке моделей мутной среды и статистических моделей. Включение в модель мутной среды вертикальных и горизонтальных неоднородностей, рядковости посадки и размеров фитоэлементов приводит к значительным вычислительным трудностям. Учет же этих геометрических факторов в статистической модели проводится естественным образом. Однако использование статистических моделей типа модели [4] для оценки геометрических параметров отдельного растения и посева в целом довольно затруднительно в связи с невозможностью расчета производных по этим параметрам от траекторий фотонов [1].

Итак, в данной статье мы предлагаем описание радиационного режима РП при помощи уравнения переноса (с включением в него всех важных геометрических параметров), а решение его — при помощи метода Монте-Карло. Разработанная методика позволяет обобщить технику решения методом Монте-Карло прямых и обратных задач атмосферной физики [2] на растительную среду.

Для простоты изложения ограничимся однородным РП. В первых двух пунктах мы опишем интегро-дифференциальное уравнение переноса в пластинчатой среде и переход к интегральному уравнению. Его решению методом Монте-Карло посвящены два следующих пункта. Затем мы включим в нашу модель размеры пластин для учета эффекта обратного блеска.

2. Уравнение переноса в растительном покрове

Рассмотрим плоскопараллельную однородную пластинчатую среду толщиной H, верхняя граница которой освещена прямой солнечной радиацией, а нижняя представляет собой Ламбертову отражающую поверхность с альбедо r_s. Процесс переноса радиации в такой среде описывается краевой задачей

$$-\mu\frac{\partial I}{\partial\tau}+G(\mathbf{\Omega})\,I(\tau,\,\mathbf{\Omega})=\frac{1}{\pi}\int\limits_{4\pi}\Gamma(\mathbf{\Omega}'\to\mathbf{\Omega})\,I(\tau,\,\mathbf{\Omega}')\,d\mathbf{\Omega}';$$

$$I(0,\,\mathbf{\Omega})=I_0\delta(\mathbf{\Omega}-\mathbf{\Omega}_0),\ \mu<0; \tag{1}$$

$$I(H,\,\mathbf{\Omega})=\frac{r_s}{\pi}\int\limits_{2\pi}|\mu|\,I(H,\,\mathbf{\Omega}')\,d\mathbf{\Omega}',$$

где $G(\Omega)$ является средней проекцией нормалей пластин на направление $\mathbf{\Omega}$, т.е.

$$G(\mathbf{\Omega})=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{2\pi+}g_L(\mathbf{\Omega}_L)\,|\mathbf{\Omega}_L\mathbf{\Omega}|\,d\mathbf{\Omega}, \tag{2}$$

где $\dfrac{1}{2\pi}g_L(\Omega_L)$ есть плотность вероятности распределения нормалей пластин (здесь и далее 4π, $2\pi\pm$, стоящие под интегралом, обозначают всю единичную сферу и соответственно ее верхние и нижние полусферы). Единичный вектор $\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}(\mu, \varphi)$ имеет азимутальный угол φ и полярный угол θ ($\cos\theta = \mu$) относительно внешней нормали, направленной противоположно оси z. Вектор $\mathbf{\Omega}_0 = \mathbf{\Omega}(\mu_0, \varphi_0)$ есть направление солнечного излучения с интенсивностью I_0, функция Γ/π есть ненормированная индикатриса элементарного объема:

$$\Gamma(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{2}\int g_L(\Omega_L)\,|\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega}_L|\,f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega},\ \mathbf{\Omega}_L)\,d\mathbf{\Omega}_L, \tag{3}$$

где f есть индикатриса отражения от поверхности листа. Если обозначить через ω_L альбедо листа, т.е.

$$\omega_L = \int_{4\pi} f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega},\ \mathbf{\Omega}_L)\,d\mathbf{\Omega}, \tag{4}$$

то функция

$$P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}) = \frac{\Gamma(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega})}{\pi G(\mathbf{\Omega}')} \tag{5}$$

является нормированной к альбедо листа индикатрисой рассеяния

$$\int_{4\pi} P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega})\,d\mathbf{\Omega} = \omega_L. \tag{6}$$

3. Интегральное уравнение переноса

Обозначим

$$J(\tau,\ \mathbf{\Omega}) = I(\tau,\ \mathbf{\Omega})\,G(\mathbf{\Omega}). \tag{7}$$

Интегро-дифференциальное уравнение (1) относительно функции $I(\tau, \mathbf{\Omega})$ можно свести обычным путем к интегральному уравнению относительно функции $J(\tau, \mathbf{\Omega})$. Опуская промежуточные выкладки, выпишем это интегральное уравнение:

$$J(\tau,\ \mathbf{\Omega}) = \int_{4\pi}\int_0^H k\,[(\tau',\ \mathbf{\Omega}') \to (\tau,\ \mathbf{\Omega})]\,J(\tau',\ \mathbf{\Omega}')\,d\tau' d\mathbf{\Omega}' + F(\tau,\ \mathbf{\Omega}), \tag{8}$$

где

$$k(\boldsymbol{x}' \to \boldsymbol{x}) = \begin{cases} k_1(\boldsymbol{x}' \to \boldsymbol{x}), & \mu < 0, \\ k_2(\boldsymbol{x}' \to \boldsymbol{x}), & \mu > 0, \end{cases} \tag{9}$$

а $x = (\tau, \mathbf{\Omega})$ — точка фазового пространства X. Здесь

$$k_1(\boldsymbol{x}' \to \boldsymbol{x}) = \begin{cases} P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega})\dfrac{G(\mathbf{\Omega})}{|\mu|}\exp\left[-\dfrac{G(\mathbf{\Omega})}{|\mu|}(\tau - \tau')\right], & 0 \leqslant \tau' \leqslant \tau, \\ 0, & \tau < \tau' \leqslant H; \end{cases} \tag{10}$$

$$k_2(\boldsymbol{x}' \to \boldsymbol{x}) = \begin{cases} 0, & 0 \leqslant \tau' \leqslant \tau, \\ P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega})\dfrac{G(\mathbf{\Omega})}{\mu}\exp\left[-\dfrac{G(\mathbf{\Omega})}{\mu}(\tau' - \tau)\right] & \tau \leqslant \tau' \leqslant H, \end{cases} \tag{11}$$

а функция $F(\tau, \mathbf{\Omega})$ есть

$$F(\tau,\ \mathbf{\Omega}) = J(0,\ \mathbf{\Omega})\exp\left[-\frac{G(\mathbf{\Omega})}{|\mu|}\tau\right],\ \mu < 0. \tag{12}$$

Заметим, что интегральное уравнение (8) можно вывести и непосредственно из физических соображений.

4. Решение интегрального уравнения методом Монте-Карло

Запишем интегральное уравнение (8) в операторном виде

$$J = KJ + F, \tag{13}$$

где интегральный оператор K имеет ядро, определенное в (9)—(11). Дадим ему вероятностное толкование. Ядро $k(x' \to x)$ есть плотность вероятности столкновения в точке $\boldsymbol{x}$ фазового пространства при условии, что предыдущее столкновение произошло в точке x' Здесь $\boldsymbol{x} = (\tau, \boldsymbol{\Omega})$, где τ — глубина точки столкновения, а $\boldsymbol{\Omega}$ — направление движения фотона непосредственно перед столкновением; $J(\tau, \boldsymbol{\Omega})$ — фазовая плотность столкновений; $F(\tau, \boldsymbol{\Omega}) \,/\, |\mu|$ — плотность первых столкновений фотонов, покинувших источник с плотностью излучения $I(0, \boldsymbol{\Omega})$ в направлении $\boldsymbol{\Omega}$.

Известно, что если $\|K\| < 1$, то уравнение (13) имеет единственное решение, которое можно представить рядом Неймана

$$J = F + KF + K^2F + \ldots . \tag{14}$$

Часто бывает достаточно найти не все решение, а лишь некоторый функционал от него. Например, для расчета коэффициента спектральной яркости (КСЯ) нам необходимо знать $J(0, \boldsymbol{\Omega}^*)$, $\boldsymbol{\Omega}^* = \boldsymbol{\Omega}(\mu^*, \varphi^*)$, $\mu^* > 0$, т. е. отражение от верхней поверхности в направлении $\boldsymbol{\Omega}^*$. Тогда

$$J(0, \boldsymbol{\Omega}^*) = (J, \delta_{x^*}) = \int_X J(x)\, \delta_{x^*}(x)\, dx,$$

где δ_{x^*} — дельта функция Дирака, а $x^* = (0, \boldsymbol{\Omega}^*)$. С учетом (14) последнее равенство можно привести к виду

$$J(0, \boldsymbol{\Omega}^*) = (F, \delta_{x^*}) + (KF, \delta_{x^*}) + (K^2F, \delta_{x^*}) + \ldots = (F, K^*\delta_{x^*}) +$$
$$+ (KF, K^*\delta_{x^*}) + (K^2F, K^*\delta_{x^*}) + \ldots .$$

Мы учли, что $(F, \delta_{x^*}) = 0$, ибо солнечное и отраженное излучения направлены в разные стороны. Оператор K^* есть оператор, сопряженный с K, а именно:

$$(K^*\Psi)(x) = \int_X k(x \to x')\, \Psi(\boldsymbol{x}')\, d\boldsymbol{x}'.$$

Отсюда

$$(K^*\delta_{x^*})(\tau, \boldsymbol{\Omega}) = P(\boldsymbol{\Omega} \to \boldsymbol{\Omega}^*)\, \frac{G(\boldsymbol{\Omega}^*)}{\mu^*} \exp\left(-\tau \frac{G(\boldsymbol{\Omega}^*)}{\mu^*}\right).$$

Обозначая правую часть последнего равенства через $\Psi(\tau, \boldsymbol{\Omega})\, G(\boldsymbol{\Omega}^*)$, получим

$$I(0, \boldsymbol{\Omega}^*) = \frac{J(0, \boldsymbol{\Omega}^*)}{G(\boldsymbol{\Omega}^*)} = (F, \Psi) + (KF, \Psi) + (K^2F, \Psi) + \ldots, \tag{15}$$

где функция вклада

$$\Psi(\tau, \boldsymbol{\Omega}) = P(\boldsymbol{\Omega} \to \boldsymbol{\Omega}^*) \exp\left[-\frac{G(\boldsymbol{\Omega}^*)}{\mu^*}\tau\right] \Big/ \mu^*. \tag{16}$$

Здесь $\boldsymbol{\Omega}^*$ — направление наблюдения, причем точка наблюдения находится на верхней границе среды, а $P(\boldsymbol{\Omega} \to \boldsymbol{\Omega}^*)$ вычисляется по формулам (2), (3) и (4).

В случае отражения от подстилающей ламбертовой поверхности

$$J(0, \boldsymbol{\Omega}^*) = (J, \delta_{x^*}) = \int_X J(x)\, \delta_{x^*}(x)\, dx,$$

В сумме (15) i-е слагаемое есть вклад в оценку КСЯ от фотонов i-х столкновений. Разложение

(15) находится в соответствии с алгоритмом метода Монте-Карло для расчета коэффициента спектральной яркости, а именно: согласно двум плотностям распределения (плотности распределения длины свободного пробега и плотности распределения направления рассеяния $P(\Omega \to \Omega)$), входящим в определение ядра $k(x' \to x)$, моделируются траектории фотонов $x_0^n \to x_1^n \to \ldots \to x_m^n$, где x_i^n — точки столкновения n-го фотона в фазовом пространстве, а m — номер последнего до вылета или поглощения столкновения. При очередном столкновении в точке в статистическую оценку I заносится вклад $W_i^n \Psi(x_i^n)$ и

$$I(0, \mathbf{\Omega}^*) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \sum_{i=0}^{m} W_i^n \Psi(x_i^n),$$

где N — число траекторий; W_i^n — «вес» n-го фотона после i-го столкновения.

5. Моделирование цепи Маркова

Для решения уравнения переноса нам осталось смоделировать траекторию фотона. Процесс моделирования осуществляется согласно ядру k, которое состоит из двух плотностей вероятностей: плотности вероятности длины свободного пробега фотона в направлении $\mathbf{\Omega}$ и плотности вероятности рассеяния в направлении $\mathbf{\Omega}$.

1) *Моделирование длины свободного пробега.* Оптическая длина свободного пробега

$$\bar{\tau} = -\ln \alpha,$$

где α — случайная величина, равномерно распределенная в интервале (0,1). Отсюда оптическая глубина свободного пробега

$$\bar{\tau} = -\frac{\mu}{G(\mathbf{\Omega})} \ln \alpha.$$

2) *Моделирование направления рассеяния*. Пусть $\mathbf{\Omega}'$ — направление пробега фотона перед столкновением. Рассмотрим вопрос о моделировании направления $\mathbf{\Omega}$ после столкновения. Плотность перехода из состояния $\mathbf{\Omega}'$ в $\mathbf{\Omega}$ имеет вид

$$P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi^+} g(\mathbf{\Omega}_L) \frac{|\mathbf{\Omega}'\mathbf{\Omega}|}{G(\mathbf{\Omega}')} f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_L)\, d\mathbf{\Omega}_L.$$

Заметим, что плотность моделирования должна удовлетворять двум требованиям: первое — быть удобной для моделирования; второе — быть универсальной.

Поясним: универсальность означает, что плотность, используемая в алгоритме расчета, не должна изменяться при изменении реального распределения. В противном случае для каждого варианта расчета придется подбирать свою моделирующую формулу, и алгоритм расчета получается неуниверсальным. Метод Монте-Карло предлагает осуществлять моделирование по некоторой единой и удобной плотности, а для компенсации смещения статистической оценки «вес» частицы при очередном столкновении умножать на соответствующий множитель. «Вес» входит сомножителем в функцию вклада.

Таким образом, представим функцию $P(\Omega' \to \Omega)$ в виде суперпозиции двух плотностей:

$$P(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}) = \int_{2\pi^+} \frac{1}{2\pi} g_L(\mathbf{\Omega}_L) \frac{|\mathbf{\Omega}_L \mathbf{\Omega}'|}{G(\mathbf{\Omega}')} \times f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_L)\, d\mathbf{\Omega}_L.$$

Моделирование направления $\mathbf{\Omega}_L$ теперь может быть реализовано следующим образом: согласно плотности

$$P(\mathbf{\Omega}_L) = \frac{1}{2\pi} g_L(\mathbf{\Omega}_L) \frac{|\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{\Omega}_L|}{G(\mathbf{\Omega}')}$$

моделируем нормаль листа $\mathbf{\Omega}_L$, а затем, зная $\mathbf{\Omega}_L$, моделируем направление $\mathbf{\Omega}$ согласно плотности $f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_L)$. Однако плотность $p(\mathbf{\Omega}_L)$ не удовлетворяет двум упомянутым выше требованиям: не существует простых моделирующих формул, и функция распределения листовых нормалей $g_L(\mathbf{\Omega}_L)$ является в общем случае многопараметрической.

В предположении, что нормали листьев распределены равномерно по азимуту φ, а их распределение по μ выбирается из трехпараметрического семейства [3], представим плотность $g_L(\mathbf{\Omega}_L)/2\pi$ в виде

$$\frac{1}{2\pi} g_L(\mathbf{\Omega}_L) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \cdot \frac{1}{2\pi} g^*(\mu),$$

где

$g^*(\mu) = a + b(2\mu^2 - 1) + c(8\mu^4 - 8\mu^2 + 1)$, a, b, c — const. Функцию $\frac{1}{2\pi}\frac{2}{\pi\sqrt{1-\mu^2}}$ будем рассматривать как новую плотность для направления $\mathbf{\Omega}_L \sim (\mu_L, \varphi_L)$, где $1/2\pi$ — плотность по φ_L, а $\frac{2}{\pi\sqrt{1-\mu^2}}$ — плотность по μ_L. Итак, плотность поΩ_L является универсальной (она не зависит от параметров a, b, c) и удобной ввиду простоты моделирующих формул: $\varphi_L = 2\pi\alpha$, $\mu_L = \sin(\pi\beta/2)$, где α и β случайные (независимые) величины, равномерно распределенные в интервале (0; 1).

Теперь выделим из функции $P(\mathbf{\Omega}_L)$ вышеупомянутую плотность:

$$P(\mathbf{\Omega}_L) = \left[\frac{1}{2\pi} \frac{2}{\pi\sqrt{1-\mu^2}}\right]\left[g^*(\mu)\frac{|\mathbf{\Omega}'\mathbf{\Omega}|}{G(\mathbf{\Omega}')}\right].$$

Первый из сомножителей взят в качестве новой плотности для $\mathbf{\Omega}_L$, а второй умножается на «вес» частицы при очередном столкновении. Следует отметить, что факторизацию можно выполнить и по-другому, однако выбранный нами способ удобен тем, что неограниченный сомножитель $1/\sqrt{1-\mu^2}$ включен в плотность и соответственно исключен из «веса», поэтому оценка остается ограниченной. Неограниченность оценки привела бы к большим погрешностям расчета.

Моделирование направления $\mathbf{\Omega}$ при известном $\mathbf{\Omega}_L$ осуществляется согласно плотности взаимодействия фотона с поверхностью листа. В случае биламбертовского закона рассеяния

$$f(\mathbf{\Omega}' \to \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_L) = \begin{cases} r_L|\Omega\Omega_L|/\pi, & (\Omega\Omega_L)(\Omega'\Omega_L) < 0, \\ t_L|\Omega\Omega_L|/\pi, & (\Omega\Omega_L)(\Omega'\Omega_L) > 0, \end{cases}$$

где r_L, t_L — дифференциальные коэффициенты отражения и пропускания. Тогда моделирование $\mathbf{\Omega}$ осуществляется по формулам

$$\varphi = 2\pi\alpha, \quad \mu = \delta\sqrt{\beta},$$

где μ и φ — координаты вектора $\mathbf{\Omega}$ в сферической системе координат с осью Ω_L, а

$$\delta = \begin{cases} +1, & [(\Omega'\Omega_L) > 0]\ \&\ [\gamma > r_L/(r_L + t_L)] \text{ или} \\ & [(\Omega'\Omega_L) < 0]\ \&\ [\gamma < r_L/(r_L + t_L)], \\ -1 & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

здесь α, β, γ — случайные величины, равномерно распределенные в интервале (0, 1).

3) Вычисление функции вклада. В качестве функции вклада следует взять не точную величину $\Psi(\tau, \Omega)$, которую трудно вычислять после каждого столкновения, а ее рандомизированную по Ω_L оценку $f(\mathbf{\Omega} \to \mathbf{\Omega}^*, \Omega_L)\exp(-\tau^*)/\mu^*$. Здесь $\mathbf{\Omega}_L$ — смоделированная после столкновения нормаль листа, а τ^* — оптическая толщина слоя от точки столкновения до приемника в направлении наблюдения $\mathbf{\Omega}^*$.

6. Учет эффекта обратного блеска

Построенная выше модель хорошо аппроксимирует РП, в которых размеры фитоэлементов пренебрежимо малы но сравнению с высотой растений и задаются лишь плотностью распределения их нормалей. Однако в реальных РП фитоэлементы имеют конечные размеры, что приводит к образованию так называемого обратного блеска у КСЯ: в направлении на Солнце наблюдается значительный рост яркости РП, зависящий от геометрической структуры как одного растения, так и посева в целом [4]. Коэффициент ослабления потока радиации в направлении $\mathbf{\Omega}$ после столкновения оказывается зависимым не только от распределения нормалей $g_L(\mathbf{\Omega}_L)$ (см. (2)), но также и от направления движения до столкновения. Если известен коэффициент взаимной корреляции индикаторных функций наличия пластин в дифференциальном слое в направлениях $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{\Omega}'$ [5], то можно вычислить новый коэффициент ослабления σ_κ, зависящий от размеров фитоэлементов. В случае однородного РП имеем

$$\sigma_\varkappa[(\tau, \Omega) \to (\tau', \Omega')] = \begin{cases} G(\Omega), \ \mu\mu' > 0, \\ G(\Omega)\left[1 - \sqrt{A'/A}\exp\left(-\dfrac{\Delta(\Omega\Omega')\,|\tau-\tau'|}{\varkappa}\right)\right], \ \mu\mu' < 0, \end{cases}$$

где $A = G(\mathbf{\Omega})/|\mu|$, $A' = G(\mathbf{\Omega}')/|\mu'|$, а

$$\Delta(\Omega, \Omega') = (\mu^{-2} + \mu'^{-2} + 2(\Omega' \cdot \Omega)/|\mu\mu_0|)^{1/2},$$

здесь к есть средняя длина хорды фитоэлемента. Понятно, что в случае $\mathbf{\Omega} = -\mathbf{\Omega}'$, т. е. когда отражение идет строго назад, ослабление отсутствует и $\sigma_\kappa = 0$.

Таким образом, при моделировании длины свободного пробега фотона вместо $G(\mathbf{\Omega})$ мы используем новый коэффициент ослабления σ_κ. Здесь к — средние линейные параметры листа [5].

7. Заключение

Предложенная выше методика решения интегрального уравнения переноса излучения (для растительности) методом Монте-Карло позволяет оценивать коэффициент спектральной яркости системы «почва—растительность» для различных типов сельскохозяйственных посевов.

Результаты хорошо согласуются с решением интегро-дифференциального уравнения методом дискретных ординат.

1. Маршак А. Л. //Изв. АН СССР. Сер. Физика. Математика. 1987. Т. 36. № 3. С. 289—293.
2. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назаралиев М. А. и др. Метод Монте- Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 256 с.
3. Bunnik N. J. J. The multispectral reflectance of shortuwave radiation by Agricultural crops in relation with their morphological and optical properties. Nether- land: Wageningen, 1978. 175 p.
4. Ross J. K., Marshak A. L. //Remote Sens. Env. 1988. V. 24. P. 213—225.
5. Kuusk A., Nilsen T. The reflection of shortwave radiation from multilayer plant canopies. Tallin, 1989. (Preprint A-1).

Вычислительный центр СО АН СССР, Новосибирск
Тартуский госуниверситет

Поступила в редакцию
25 мая 1989 г.

V. S. Antyufeev, A. A. Marshak. **Monte-Carlo Method Application to Solution of the Radiation Transfer Equation for a Plane Layer of Vegetation.**

The paper considers radiation transfer equation for a plane layer of vegetation. Two forms of this equation are given: integrodifferential and integral equation of the second kind. The algorithm is described for solving the integral equation by Monte-Carlo method. Advantages of this algorithm are shown, and prospects of its use for solving direct and inverse problems are described.