03

# Оптимизированный метод Монте-Карло для моделирования распространения когерентного оптического излучения в рассеивающих средах с возможностью учета пространственно-временных характеристик электрического поля

© А. Доронин [1], И. Владыко [1], Е.В. Васильева [1], И.В. Меглинский [2]

[1] School of Engineering and Computer Science, Victoria University of Wellington,
Wellington, New Zealand
[2] Aston Institute of Photonic Technologies, College of Engineering and Physical Sciences,
Aston University, Birmingham, UK

e-mail: alex.doronin@vuw.ac.nz, vladykilya@myvuw.ac.nz, elena.vasilieva@vuw.ac.nz, i.meglinski@aston.ac.uk

*Поступила в редакцию 07.06.2025 г.*
*В окончательной редакции 28.07.2025 г.*
*Принята к публикации 25.11.2025 г.*

Представлен новый оптимизированный алгоритм Монте-Карло с возможностью учета пространственно-временной динамики электрического поля, разработанный для максимально точного численного моделирования когерентных эффектов, возникающих при распространении поляризованного оптического излучения в рассеивающих средах. Метод основан на прямом расчете последовательных изменений электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде, что позволяет учитывать интерференцию, фазовую задержку и вращение поляризации, возникающие при многократном рассеянии в оптически неоднородной среде. Разработанный алгоритм оптимизирован для энергоэффективных процессоров Apple серии M, используя преимущества унифицированной памяти и высокопроизводительного параллельного моделирования траекторий фотонов и эволюции электрического поля в реальном времени с низким энергопотреблением. Алгоритм интегрирован в разработанный ранее программный модуль с открытым доступом, поддерживающий моделирование распространения света как с временным, так и пространственно-поляризационным разрешением, что делает его особенно привлекательным для широкого круга исследований, включая, в частности, такие методы, как поляриметрия на основе матрицы Мюллера и интерференционно-избирательной визуализации с пространственно-временной фильтрацией сигнала. Сравнение с существующими численными методами моделирования показывает, что предложенный подход обеспечивает сопоставимую точность при существенном снижении времени расчета и энергопотребления. Разработанный метод открывает возможности физически обоснованного и эффективного моделирования распространения когерентного поляризованного лазерного излучения в сложных неупорядоченных средах, включая биоткани, с возможностью эффективного использования алгоритмов параллельного моделирования для повышения точности и вычислительной производительности.

**Ключевые слова:** поляризованный свет, когерентные эффекты, многократное рассеяние, Монте-Карло моделирование, электрическое поле, процессор Apple серии M, вычислительная производительность.

DOI: 10.21883/0000000000

## Введение

Моделирование распространения оптического излучения в рассеивающих средах играет ключевую роль в исследовании фундаментальных эффектов, возникающих при взаимодействии когерентного и поляризованного света со сложной случайно-неоднородной структурой, такой как биоткань, включая интерференцию, фазовые сдвиги, деполяризацию и спекловые флуктуации [1]. В частности, для анализа интерференционных, фазовых и поляризационных преобразований, возникающих в результате многократного рассеяния [2], необходимо учитывать пространственно-временные характеристики векторного электрического поля. Традиционные модели, основанные на скалярном приближении или усредненной интенсивности [3–7], оказываются недостаточными для описания таких эффектов. В настоящей работе предлагается численный оптимизированный алгоритм моделирования, основанный на методе Монте-Карло с прямым расчетом эволюции электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде [8,9].

Моделирование взаимодействия света с биологическими тканями имеет ключевое значение для разработки и проектирования диагностических оптических систем, предназначенных для неинвазивных биомедицинских применений, и должно учитывать целый ряд технических параметров, включая длину волны, состояние поляризации, когерентность, мощность используемого детектирующего излучения, а также пространственную конфигурацию источник–детектор [6,7,10–15]. В идеале строгий теоретический подход предполагает решение

уравнений Максвелла для стохастического распределения диэлектрических рассеивателей с последующим ансамблевым усреднением по всем возможным реализациям системы. Однако чрезмерные вычислительные затраты и сложность формулировки граничных условий делают такой подход непрактичным для большинства реальных задач.

Для решения данной проблемы широкое распространение получило уравнение переноса излучения (УПИ) как эффективное приближение для моделирования распространения света в рассеивающих средах [16]. Среди наиболее устоявшихся методов решения УПИ можно выделить технику Монте-Карло (МК) — стохастический, статистически надежный подход, который стал золотым стандартом для моделирования миграции фотонов в мутных средах [17,18]. Кроме того, в настоящее время ведутся многочисленные разработки, направленные на расширение метода МК с включением когерентных и поляризационно-чувствительных механизмов взаимодействия [8,11,19,20].

В настоящей работе представлена новая оптимизированная МК-модель, основанная на отслеживании электрического поля и разработанная для моделирования распространения когерентного поляризованного света в мутных рассеивающих средах. В отличие от традиционных скалярных МК-методов представленный подход явно отслеживает эволюцию вектора электрического поля каждого фотонного пакета по мере прохождения через последовательные акты рассеяния. Данный векторный формализм позволяет моделировать такие эффекты, как память поляризации [21], динамика кросс-поляризации и когерентность [22], которыми скалярные модели [3–7,11] обычно пренебрегают. Использование специализированной аппаратной архитектуры впервые обеспечивает сохранение и доступ к локализованной пространственно-временной и трехмерной объемной информации, такой как траектории фотонов и связанные с ними электрические поля, на протяжении всего процесса МК-переноса фотонов. Данная возможность, которая ранее была труднодостижимой или неэффективной на традиционных системах CPU–GPU с раздельными пулами памяти, теперь обеспечивает физически точную и вычислительно эффективную платформу для моделирования взаимодействий поляризованного света в мутных средах.

Алгоритм, первоначально представленный Кузьминым и Меглинским [8,9,23], был расширен и теперь полностью совместим с аппаратной архитектурой и выполняется напрямую на энергоэффективных процессорах нового поколения Apple серии M, что соответствует растущей тенденции развития портативных высокопроизводительных биомедицинских вычислительных платформ. Преодолевая разрыв между традиционными МК-моделированиями на основе интенсивности и полноволновыми и строгими электромагнитными методами [22,24], разработанный метод предлагает высокоточную, но в то же время вычислительно доступную платформу для моделирования взаимодействий свет–ткань. Данная работа представляет собой значительный прогресс в моделировании переноса поляризованного излучения для приложений биомедицинской оптики.

## Основы прямого расчета последовательных изменений электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде

Метод МК признан золотым стандартом для имитации взаимодействий свет–ткань благодаря своей высокой точности и гибкости. Впервые представленный и усовершенствованный в 1990-х годах [25] классический МК-алгоритм моделирует стохастические траектории фотонных пакетов при их прохождении через процессы рассеяния, поглощения и отражения в сложных средах. Это делает метод МК особенно привлекательным для точного воспроизведения и количественного анализа локализации света в слоистых структурах модельных биологических сред, что привело к его широкому применению при решении обширного круга задач оптической томографии [26,27]. С вычислительной точки зрения метод МК оценивает физически наблюдаемые характеристики детектируемого излучения за счет статистического отбора наиболее вероятных траекторий фотонных пакетов, что позволяет детально моделировать различные пространственно-временные оптические явления. Интенсивность рассеяния оптического излучения, распространяющегося в случайно-неоднородных рассеивающих средах, в данном случае описывается на основе уравнения Бете–Солпитера [8]:

$$G(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}_n;\boldsymbol{k}_i,\boldsymbol{k}_s) = \mu_s f(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_s)\delta(\boldsymbol{R}_n-\boldsymbol{R}_1) + \mu_s \int f(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_{nj})\Lambda(\boldsymbol{R}_n-\boldsymbol{R}_j)G(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}_j;\boldsymbol{k}_{nj},\boldsymbol{k}_s)d\boldsymbol{R}_j, \quad (1)$$

где $G(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}_n;\boldsymbol{k}_i,\boldsymbol{k}_s)$ представляет собой пропагатор уравнения Бете–Солпетера, описывающий корреляцию поля. Волновые векторы $\boldsymbol{k}_i$ и $\boldsymbol{k}_s$ представляют падающие и рассеянные плоские волны соответственно; $\mu_s$ — коэффициент рассеяния. Пропагатор, описывающий перенос между событиями рассеяния:

$$\Lambda(\boldsymbol{R}) = R^2 \exp\left(-\frac{R}{l}\right).$$

Фазовая функция задается выражением:

$$f(\boldsymbol{k}_s-\boldsymbol{k}_i) = \frac{\sigma(\boldsymbol{q})}{\int_{4\pi} d\Omega\, \sigma(\boldsymbol{q})}$$

с вектором рассеяния $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_s = 2k\sin\left(\frac{\theta_s}{2}\right)$ и $\cos\theta_s = (\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_s)\cdot\boldsymbol{k}_i/k^2$.

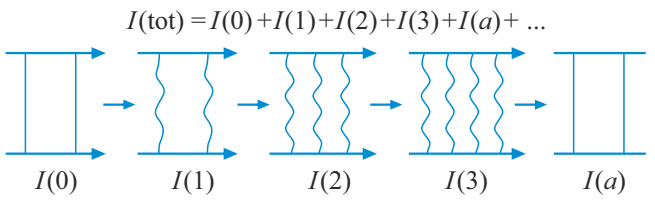


**Рис. 1.** Схематичное представление баллистических фотонов $I_{(0)}$, однократно рассеянных $I_{(1)}$, дважды рассеянных $I_{(2)}$, трижды рассеянных $I_{(3)}$, а также фотонов, прошедших асимметричные траектории $I_{(a)}$, как это обычно изображается с помощью лестничных диаграмм в контексте теории многократного рассеяния.

Итерируя уравнение Бете–Салпетера, получаем выражение для вкладов рассеяния более высоких порядков:

$$G(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_n; \boldsymbol{k}_i, \boldsymbol{k}_s) = \mu_s f(\boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_i)\delta(\boldsymbol{R}_n - \boldsymbol{R}_1) + \mu_s^2 f(\boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_{n1})\Lambda(\boldsymbol{R}_n) f(\boldsymbol{k}_{n1} - \boldsymbol{k}_i) + \mu_s^3 f(\boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_{n2}) \times \Lambda(\boldsymbol{R}_{n2}) f(\boldsymbol{k}_{n2} - \boldsymbol{k}_{21})\Lambda(\boldsymbol{R}_{21}) f(\boldsymbol{k}_{21} - \boldsymbol{k}_i) + \ldots. \quad (2)$$

Каждое слагаемое соответствует одно-, двукратным, трехкратным и последующим порядкам многократного рассеяния, стохастически учитываемых при расчете в методе МК (рис. 1).

В МК-моделировании расстояние, которое фотон проходит между последовательными актами рассеяния, подчиняется экспоненциальному распределению [28]:

$$P(s) = \mu_t \exp(-\mu_t s), \quad (3)$$

где $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ — коэффициент экстинкции. Расстояние между актами рассеяния генерируется по формуле:

$$s = -\frac{\ln \xi}{\mu_t}, \quad (4)$$

где $\xi \in (0, 1)$ — равномерно распределенное случайное число.

Таким образом, фотоные пакеты инжектируются в среду с поверхности, а их траектории итеративно обновляются до тех пор, пока они не будут поглощены или не покинут границы рассматриваемого обьема. Поглощение рассчитывается посредством последовательного уменьшения веса фотонного пакета вдоль траектории распространения в среде:

$$I = \sum_{j=1}^{N_{\text{ph}}} W_j \exp\left(-\sum_{i=1}^{n_j} \mu_a l_i\right),$$

где $W_j$ — статистический вес $j$-го пакета фотона, а $l_i$ — длина $i$-го отрезка траектории.

Поляризация электромагнитной волны, как правило, описывается в рамках формализма Стокса–Мюллера или Джонса [29,30]. Вектор Стокса и вектор Джонса характеризуют состояние поляризации, тогда как матрицы Мюллера и Джонса описывают изменение этого состояния при рассеянии, обусловленное флуктуациями диэлектрической проницаемости среды.

Формализм Стокса–Мюллера широко используется для анализа поляризации в двулучепреломляющих мутных средах при поляризационно-чувствительной оптической визуализации [31]. В ряде экспериментальных и численных работ наблюдались характерные поляризационные паттерны в обратном рассеянии, представленные в виде матриц Мюллера [32,33]. Остаточная степень поляризации в обратно рассеянном свете демонстрирует зависимость от оптических свойств рассеивающей среды. В этой связи рассмотрим линейно поляризованную волну, распространяющуюся вдоль оси $z$ с начальной поляризацией вдоль оси $x$. После рассеяния вектор поляризации $\boldsymbol{P}_i$ определяется согласно следующим выражениям:

$$\boldsymbol{P}_i = -\boldsymbol{e}_i \times (\boldsymbol{e}_i \times \boldsymbol{P}_{i-1}) = (\mathbf{I} - \boldsymbol{e}_i \otimes \boldsymbol{e}_i)\boldsymbol{P}_{i-1}. \quad (6)$$

Это может быть представлено в матричной форме как:

$$\boldsymbol{P}_i = \begin{pmatrix} 1 - e_{iX}^2 & -e_{iX}e_{iY} & -e_{iX}e_{iZ} \\ -e_{iY}e_{iX} & 1 - e_{iY}^2 & -e_{iY}e_{iZ} \\ -e_{iZ}e_{iX} & -e_{iZ}e_{iY} & 1 - e_{iZ}^2 \end{pmatrix} \boldsymbol{P}_{i-1}. \quad (7)$$

Предполагая, что начальная поляризация $\boldsymbol{P}_0 = \{1, 0, 0\}$, окончательная поляризация после $n$ актов рассеяния определяется как:

$$\boldsymbol{P}_n = \mathbf{P}_n \mathbf{P}_{n-1} \ldots \mathbf{P}_1 \boldsymbol{P}_0. \quad (8)$$

В скалярной версии МК-моделирования распространения поляризованного света параллельные и ортогональные компоненты рассеянного излучения аппроксимируются на основе взвешенных вкладов фотонов, зарегистрированных детектором. Эти компоненты могут быть вычислены следующим образом:

$$I_{XX}(\chi) = \sum_{j=1}^{N_{\text{ph}}} W_j \Gamma^{N_j} P_{XX,j}^2, \quad (9)$$

$$I_{XY}(\chi) = \sum_{j=1}^{N_{\text{ph}}} W_j \Gamma^{N_j} P_{XY,j}^2, \quad (10)$$

где $I_{XX}(\chi)$ и $I_{XY}(\chi)$ представляют интенсивности рассеяния с сохраненной (параллельной) и ортогональной поляризацией как функции угла рассеяния $\chi$. Суммирование осуществляется по всем $N_{\text{ph}}$ траекториям фотонов, достигшим детектора. Здесь $W_j$ — статистический вес $j$-го фотона, учитывающий потери на поглощение вдоль его траектории; $N_j$ — число событий рассеяния, испытанных данным фотоном. Величины $P_{XX,j}$ и $P_{XY,j}$ представляют собой поляризационно-зависимые компоненты фазовой функции, соответствующие рассеянию с

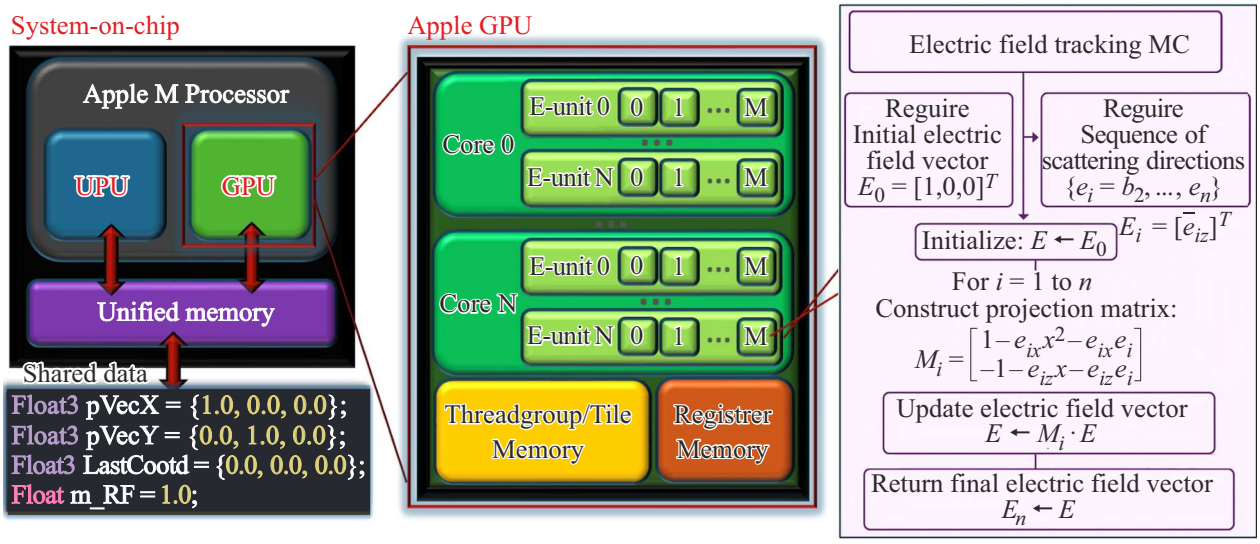


**Рис. 2.** Схематическое представление реализации алгоритма МК, учитывающего последовательные изменения электрического поля вдоль траекторий пакетов фотонов, на базе архитектуры системы-на-кристалле Apple серии M. Обновления векторов поляризации при соответствующих актах рассеяния отображаются на потоки выполнения GPU использованием унифицированной памяти и организацией параллельной обработки на уровне групп потоков GPU Apple для обеспечения эффективного доступа к данным и высокой вычислительной производительности.

параллельной и ортогональной поляризацией соответственно.

Множитель $\Gamma$ характеризует деполяризующий вклад каждого отдельного события рассеяния. Он зависит от локального угла рассеяния $\theta$ и определяется следующим выражением:

$$\Gamma = \frac{2}{1 + \cos^2\theta}. \tag{11}$$

Такая форма $\Gamma$ обеспечивает более выраженную деполяризацию при рассеянии на большие углы, что соответствует установленным физическим закономерностям взаимодействия света с биологическими тканями, особенно в режимах анизотропного рассеяния [34,35].

Детектируемый вес пакета фотонов $W_j$ определяется с учетом его координаты $\mathbf{r}_D$:

$$W_j(\mathbf{r}_D) = W_0 \exp\left(-\sum_{i=1}^{N_j} \mu_{a,i}\ell_i\right), \tag{12}$$

где $W_0$ — начальный вес фотона (обычно $= 1$), $\mu_{a,i}$ — коэффициент поглощения в $i$-м сегменте пути фотона, а $\ell_i$ — длина данного сегмента. Данное экспоненциальное затухание моделирует кумулятивный эффект поглощения вдоль траектории фотона.

## Практическая реализация моделирования с использованием ARM-процессоров Apple

Появление высокопроизводительных параллельных вычислительных платформ существенно трансформировало метод МК, позволив значительно сократить время расчетов и реализовать моделирование сложных взаимодействий свет—ткань с повышенной детализацией и физической достоверностью [6,7,36]. Этот прогресс способствовал значительным достижениям в биомедицинской оптике, открыв возможности для более глубокого анализа спектральных характеристик, поляризационно-зависимых эффектов, включая разработку современных алгоритмов реконструкции изображений с применением методов машинного обучения [14,22,37–49]. Тем не менее моделирование когерентного распространения поляризованного света в рассеивающих биологических средах остается наиболее ресурсоемкой задачей, особенно в задачах, включающих изучение особенностей формирования и пространственно-временной локализации оптического излучения с учетом двулучепреломления или поляризационно-зависимой геометрии детектирования [14,41].

Для решения данной задачи мы представляем энергоэффективный алгоритм МК с отслеживанием эволюции вектора электрического поля при миграции фотонов в рассеивающих (мутных) средах. Разработанный с учетом архитектуры процессоров Apple серии M данный метод обеспечивает высокодетализированное моделирование поляризационно-разрешенного переноса излучения в многослойных биологических тканях (рис. 2). Алгоритм отслеживает вектор электрического поля $\boldsymbol{P}$ каждого фотонного пакета, итеративно обновляя его в соответствии с каждым актом рассеяния. Предложенный подход обеспечивает точное воспроизведение эффектов деполяризации, ко- и кросс-поляризованного рассеяния, а также эффекта памяти поляризации [22,50].

Сравнение результатов моделирования методом МК с аналитическим решением Милна и результатами альтернативных численных методов моделирования [51,52]. Таблица включает как компоненты интенсивности линейной ($I_{\parallel}, I_{\perp}$), так и циркулярной ($I_{\mathrm{co}}, I_{\mathrm{cross}}$) поляризации, а также их отношения

| Источник | $I_{\parallel}$ | $I_{\perp}$ | $I_{\parallel}/I_{\perp}$ | $I_{\mathrm{co}}$ | $I_{\mathrm{cross}}$ | $I_{\mathrm{co}}/I_{\mathrm{cross}}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Решение Милна [51,52] | 3.025 | 1.563 | 1.935 | 1.751 | 2.837 | 0.617 |
| Кузьмин и соавторы [51,52] | 3.029 | 1.570 | 1.929 | 1.758 | 2.841 | 0.618 |
| Настоящая модель | 3.023 | 1.566 | 1.930 | 1.753 | 2.838 | 0.617 |

В начале моделирования фотонные пакеты инициализируются с пространственным и угловым профилем гауссова пучка. Их начальные координаты $(x, y, z)$, направляющие косинусы $(u_x, u_y, u_z)$ и векторы поляризации $\boldsymbol{P}_0$ задаются в декартовой системе координат. По мере распространения каждый акт рассеяния вызывает детерминированное преобразование текущего вектора поляризации $\boldsymbol{P}_i$ в соответствии со следующим выражением:

$$\boldsymbol{P}_i = (\mathbf{I} - \boldsymbol{e}_i \otimes \boldsymbol{e}_i)\boldsymbol{P}_{i-1}, \tag{13}$$

где $\boldsymbol{e}_i$ — единичный вектор, задающий новое направление распространения после $i^{\mathrm{th}}$-го акта рассеяния, а $\mathbf{I}$ — единичная матрица. Такое преобразование обеспечивает согласованную эволюцию поляризации вдоль траектории фотона с учетом геометрии рассеяния и анизотропии среды.

Взаимодействия фотонов описываются вероятностями упругого рассеяния $P_{\mathrm{Elastic}}$ и поглощения $P_{\mathrm{Abs}}$, определяемыми оптическими свойствами среды: коэффициентами рассеяния $\mu_s$ и поглощения $\mu_a$. Шаг перемещения фотона $\Delta r$ выбирается меньше минимального свободного пробега, чтобы обеспечить корректную выборку событий взаимодействия. На каждом шаге расчета вероятность конкретного взаимодействия вычисляется следующим образом:

$$P_i = 1 - e^{-\Delta r / l_i}, \tag{14}$$

где $l_i$ обозначает среднюю длину свободного пробега для соответствующего типа взаимодействия.

В данной реализации используется технология Metal от Apple для ускорения вычислений на графическом процессоре. Каждый поток GPU обрабатывает отдельный фотонный пакет, обеспечивая полную вычислительную независимость. Архитектура Apple серии M с унифицированной памятью минимизирует задержки между CPU и GPU, обеспечивая эффективный доступ к общей памяти при отслеживании пакета фотонов. Состояние каждого пакета фотонов, включая траекторию, статистический вес и вектор поляризации, сохраняется в регистрах устройства или буферах памяти, оптимизированных под векторное (SIMD) исполнение. Распространение пакета фотонов осуществляется в рамках итерационного цикла ядра. На каждом шаге состояние пакета фотона обновляется в соответствии с вероятностями взаимодействия. Поглощенные части пакета фотонов помечаются для завершения их дальнейшего моделирования, а их энергетический вклад регистрируется. Пакеты фотонов, подвергшиеся рассеянию, изменяют направление согласно фазовой функции Хени–Гринстейна; соответствующим образом обновляется и их вектор поляризации как описано выше. Поляризационные состояния отслеживаются непрерывно, что позволяет точно восстанавливать распределения интенсивности, соответствующие компонентам с сохраненной и измененной поляризацией. Пакеты фотонов, вышедшие за пределы допустимого пространственного или углового диапазона, исключаются из дальнейшего моделирования. Таким образом, на выходе формируются пространственно-разрешенное распределение интенсивности с учетом поляризационных характеристик детектируемого излучения.

## Результаты и обсуждение

Полученные результаты представленной модели МК, представленные в таблице , хорошо согласуются как с результатами аналитического решения Милна, так и с численными данными, полученными В.Л. Кузьминым и соавт. [9,23]. Например, рассчитанное отношение $I_{\parallel}/I_{\perp}$ близко к значениям 1.935 (по Милну) и 1.929 (по методу Кузьмина), что подтверждает высокую точность моделирования поляризационно-зависимой интенсивности. Аналогично отношение $I_{\mathrm{co}}/I_{\mathrm{cross}}$, описывающее поведение циркулярной поляризации, в точности соответствует аналитическому значению 0.617, что дополнительно подтверждает корректность описания когерентных эффектов в предлагаемом подходе.

Результаты сравнения подтверждают численную достоверность разработанной модели МК с учетом эволюции электрического поля и демонстрируют ее высокую точность в воспроизведении поляризационных эффектов. Кроме того, модель корректно воспроизводит явления инверсии спиральности и пространственные характеристики деполяризации оптического излучения [53–55].

Для валидации производительности разработанной оптимизированной МК-модели с учетом эволюции электрического поля (МК-модели с ЭП) были рассчитаны пространственные и объемные распределения ключевых поляризационно-разрешенных величин в сильно рассеивающей анизотропной среде. Как показано на рис. 3, полученные результаты демонстрируют превосходное

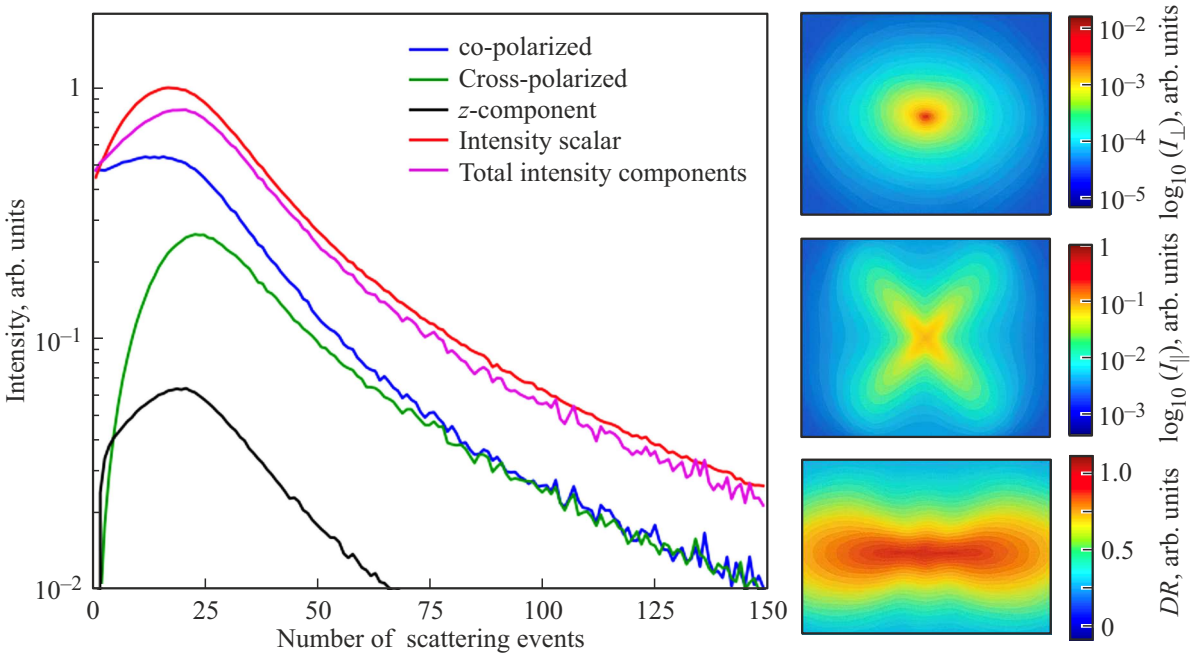


**Рис. 3.** Результаты МК-моделирования распространения поляризованного света в мутной среде с фактором анизотропии $g = 0.9$ и коэффициентом рассеяния $\mu_s = 30\,\mathrm{mm}^{-1}$. Слева: зависимость интенсивности от числа событий рассеяния для параллельно поляризованного ($I_{\parallel}$), перпендикулярно поляризованного ($I_{\perp}$) компонентов, а также для скалярной интенсивности (красная кривая) и полной векторной интенсивности (пурпурная кривая). Справа: пространственные распределения поляризационно-разрешенных параметров: вверху — параллельно поляризованная интенсивность $I_{\parallel}$; в центре $\log_{10}$ перпендикулярно поляризованной интенсивности $I_{\perp}$; внизу — пространственное распределение коэффициента деполяризации ($DR$), отражающее пространственные вариации сохранения поляризации при многократном рассеянии.

согласие с ожидаемым физическим поведением, включая эффект памяти поляризации [21] и характерные закономерности деполяризации [53–56]. В частности, модель успешно воспроизводит параллельно поляризованные ($I_{\parallel}$) и перпендикулярно поляризованные ($I_{\perp}$) компоненты интенсивности, а также коэффициент деполяризации ($DR$) в широком диапазоне рассеяния. Полученные данные позволяют получить детализированное представление о пространственной структуре обратно рассеянного света [55,57] и количественно оценить степень сохранения или утраты поляризации в результате многократного рассеяния в средах с высокой анизотропией $g = 0.9$ и коэффициентом рассеяния $\mu_s = 30\,\mathrm{mm}^{-1}$ [22,43,57]. Способность модели точно воспроизводить такие распределения подтверждает ее физическую достоверность и практическую ценность для численного анализа взаимодействия света с биологическими тканями.

Для оценки производительности реализованной оптимизированной МК модели мы провели обширное тестирование с акцентом на скорость вычислений, энергоэффективность и численную устойчивость. В первую очередь было проведено сравнение пропускной способности по числу обрабатываемых фотонов: оценивалась эффективность реализации с ускорением Metal по сравнению с ранее разработанными алгоритмами Монте-Карло на базе NVIDIA CUDA и классических CPU-реализаций. Результаты продемонстрировали впечатляющую производительность: предложенная модель способна обрабатывать от 2 миллионов фотонов в секунду (на чипе M1 Pro) до 5 миллионов фотонов в секунду (на чипе M2) в однородной среде. Такая пропускная способность делает возможным проведение крупномасштабных симуляций порядка $10^{11}$ фотонных пакетов в разумные сроки, что ранее было достижимо лишь при использовании высокопроизводительных кластеров с графическими ускорителями. Полученные данные убедительно подтверждают применимость разработанной модели в задачах портативной и высокоскоростной биомедицинской оптики в реальном времени.

Существующие решения на базе высокопроизводительных графических процессоров NVIDIA, например, в рамках CUDA-платформы [6,7], действительно обеспечивают более высокую абсолютную пропускную способность — примерно в 2.3 раза выше. Однако это сопровождается значительно большими энергозатратами. Так, видеокарта GeForce RTX 3090 способна обрабатывать примерно в два раза больше фотонов в секунду, но при этом ее энергопотребление под нагрузкой достигает 360 W, в то время как графический процессор M1 Pro потребляет всего около 10 W. Общая вычислительная эффективность определяется не только „сырыми“ показателями производительности, но и зависит от множества факторов, включая структуру алгоритма, архитектуру

аппаратного обеспечения, используемые программные интерфейсы и среду разработки.

Следует отметить, что представленная реализация МК-алгоритма специально оптимизирована для процессоров серии Apple M с использованием вычислительной платформы Metal. Однако сам алгоритм не является строго привязанным к аппаратному обеспечению Apple. Ключевые архитектурные особенности, обеспечивающие его эффективность, такие как ARM-процессоры и унифицированная память, становятся все более распространенными и на других платформах, включая процессоры Qualcomm Snapdragon и другие ARM-совместимые решения. При наличии поддержки аналогичных вычислительных API, а также доступа к унифицированной памяти, разработанный МК-алгоритм может быть адаптирован под соответствующую вычислительную платформу. Таким образом, хотя в настоящем исследовании использовалось оборудование Apple благодаря его доступной энергоэффективной архитектуре и нативной поддержке Metal, сам МК-алгоритм и его концептуальная структура являются переносимыми и не ограничены конкретной аппаратной реализацией.

## Заключение и выводы

В настоящей работе представлен новый оптимизированный алгоритм МК с возможностью учета пространственно-временной динамики электрического поля [58], разработанный для максимально точного численного моделирования когерентных эффектов, возникающих при распространении поляризованного оптического излучения в рассеивающих средах. В отличие от традиционных скалярных методов моделирования МК разработанный алгоритм обеспечивает физически корректное описание когерентных оптических эффектов, включая поляризацию, интерференцию и поглощение, за счет последовательного расчета изменений векторного электрического поля вдоль траекторий фотонов в рассеивающей среде. Представленный алгоритм МК оптимизирован под энергоэффективные процессоры Apple серии M с использованием GPU-ускорения, что позволяет выполнять высокопроизводительное моделирование на портативных компьютерных платформах. Валидация алгоритма проведена путем сравнения с аналитическим решением Милна и численно-ориентированными эталонными МК-моделями. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами эталонных расчетов пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения и коэффициентами деполяризации, подтверждая адекватность применимости модели в поляризационно-чувствительных конфигурациях. Алгоритм интегрирован в разработанный ранее программный модуль с открытым доступом к исходному коду [59], поддерживающий моделирование распространения света как с временным, так и с пространственно-поляризационным разрешением. Модуль сочетает вычислительную эффективность с физической достоверностью и может быть расширен для решения широкого круга задач, включая анализ спеклов, когерентно-селективную визуализацию и моделирование переноса света с временным разрешением. Предложенный оптимизированный МК-метод представляет собой надежную и масштабируемую платформу для численного моделирования взаимодействия света с неоднородными средами, включая биологические ткани. Метод предназначен для применения в оптических технологиях следующего поколения, таких как диффузионно-волновая оптическая когерентная спектроскопия [60,61] и фазово-поляризационно-чувствительная оптическая биопсия [47,62].

### Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность профессору В.Л. Кузьмину за его фундаментальные теоретические исследования и ключевой вклад в первоначальную реализацию алгоритма Монте-Карло на языке программирования C/C++. Этот вклад стал основой и во многом предопределил дальнейшее развитие методов численного моделирования распространения когерентного поляризованного оптического излучения в случайных средах с учетом пространственно-временной динамики электрического поля [22,57] и возможностью исследования эффектов, связанных с орбитальным угловым моментом (OAM) [41,45].

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. Квант. Электрон., **36** (11), 990 (2006). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. Quant. Electron., **36** (11), 990 (2006)]. DOI: 10.1070/QE2006v036n11ABEH013338

[2] И.В. Меглинский, В.В. Тучин. Докл. РАН. Физ. техн. науки, **524**, 23–32 (2025). [I.V. Meglinski, V.V. Tuchin. Dokl. Phys., **524**, 23–32 (2025)]. DOI: 10.7868/S3034508125050044

[3] S.T. Flock, M.S. Patterson, B.C. Wilson, D.R. Wyman. IEEE Trans. Biomed. Eng., **36** (12), 1162–1168 (1989). DOI: 10.1109/10.42107

[4] L. Wang, S. Jacques. J. Opt. Soc. Am. A, **10** (8), 1746–1752 (1993). DOI: 10.1364/JOSAA.10.001746

[5] L. Wang, S.L. Jacques, L. Zheng. Comput. Methods Programs Biomed., **47** (2), 131–146 (1995). DOI: 10.1016/0169-2607(95)01640-F

[6] I.V. Meglinski, A. Doronin. SPIE Newsroom (2011). DOI: 10.1117/2.1201110.003879

[7] A. Doronin, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **17** (9), 090504 (2012). DOI: 10.1117/1.JBO.17.9.090504

[8] I.V. Meglinski, V.L. Kuzmin, D.Y. Churmakov, D.A. Greenhalgh. Proc. R. Soc. A, **461**, 43–53 (2005). DOI: 10.1098/rspa.2004.1369

[9] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. Письма в ЖЭТФ, **79** (3), 139–142 (2004). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. JETP Lett., **79** (3), 109–112 (2004)]. DOI: 10.1134/1.1719124

[10] H.H. Barrett, K.J. Myers. *Foundations of Image Science* (Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2004).

[11] S.V. Gangnus, S.J. Matcher, I.V. Meglinski. Laser Phys., **14**, 886–891 (2004).

[12] I.V. Meglinski, A.V. Doronin, A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.V. Tuchin. In: *Computational Biophysics of the Skin,* ed. by B. Querleux (Pan Stanford Publishing, Singapore, 2014), ch. 2, p. 25–56.

[13] A.V. Bykov, A.V. Doronin, I.V. Meglinski. In: *Deep Imaging in Tissue and Biomedical Materials,* ed. by L. Shi, R.R. Alfano (Jenny Stanford Publishing, Singapore, 2017), p. 295–322.

[14] A.V. Doronin, C.M. Macdonald, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **19** (2), 025005 (2014). DOI: 10.1117/1.JBO.19.2.025005

[15] A. Doronin, I. Fine, I.V. Meglinski. Laser Phys., **21**, 1972–1977 (2011). DOI: 10.1134/S1054660X11190078

[16] S. Chandrasekhar. *Radiative Transfer* (Dover Publications, N.Y., 1960).

[17] И.В. Меглинский. Квант. Электрон., **31** (12), 1101–1107 (2001). [I.V. Meglinski. Quant. Electron., **31** (12), 1101–1107 (2001)]. DOI: 10.1070/QE2001v031n12ABEH002108

[18] E. Berrocal, D.Y. Churmakov, V.P. Romanov, M.C. Jermy, I.V. Meglinski. Appl. Opt., **44**, 2519–2529 (2005). DOI: 10.1364/AO.44.002519

[19] J.C. Ramella-Roman, S.A. Prahl, S.L. Jacques. Opt. Express, **13** (12), 4420–4438 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.004420

[20] J.C. Ramella-Roman, S.A. Prahl, S.L. Jacques. Opt. Express, **13** (26), 10392–10405 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.010392

[21] C.M. Macdonald, S.L. Jacques, I.V. Meglinski. Phys. Rev. E, **91**, 033204 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.91.033204

[22] A. Doronin, A.J. Radosevich, V. Backman, I.V. Meglinski. J. Opt. Soc. Am. A, **31** (11), 2394–2400 (2014). DOI: 10.1364/JOSAA.31.002394

[23] V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. Opt. Commun., **273** (2), 307–310 (2007). DOI: 10.1016/j.optcom.2007.01.025

[24] R. Rowland, A. Ponticorvo, M.L. Baldado, G.T. Kennedy, D.M. Burmeister, R.J. Christy, N.P. Bernal, A.J. Durkin. J. Biomed. Opt., **24** (5), 056007 (2019). DOI: 10.1117/1.JBO.24.5.056007

[25] S.L. Jacques. J. Biomed. Opt., **27** (8), 083002 (2022). DOI: 10.1117/1.JBO.27.8.083002

[26] A.F. Peña, A. Doronin, V.V. Tuchin, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **19**, 086002 (2014). DOI: 10.1117/1.JBO.19.8.086002

[27] A.F. Peña, J. Devine, A. Doronin, I.V. Meglinski. Opt. Lett., **38** (14), 2629–2631 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.002629

[28] I.M. Sobol'. *The Monte Carlo Method* (University of Chicago Press, Chicago, 1974).

[29] C. Brosseau. *Fundamentals of Polarized Light: a Statistical Optics Approach* (John Wiley & Sons, N.Y., 1998).

[30] C.F. Bohren, D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Wiley, N.Y., 1983).

[31] X. Wang, L.V. Wang. J. Biomed. Opt., **7**, 279–290 (2002). DOI: 10.1117/1.1483315

[32] S. Bartel, A.H. Hielscher. Appl. Opt., **39**, 1580–1588 (2000). DOI: 10.1364/AO.39.001580

[33] M.J. Rakovic, G.W. Kattawar, M. Mehrubeoglu, B.D. Cameron, L.V. Wang, S. Rastegar, G.L. Cote. Appl. Opt., **38**, 3399–3408 (1999). DOI: 10.1364/AO.38.003399

[34] V.V. Tuchin. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis,* 3rd ed. (SPIE Press, Bellingham, 2015). DOI: 10.1117/3.1003040

[35] V.V. Tuchin. *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics,* vol. 2: Methods, 2nd ed. (SPIE Press, Bellingham, 2016). DOI: 10.1117/3.2219608

[36] E. Alerstam, T. Svensson, S. Andersson-Engels. J. Biomed. Opt., **13** (6), 060504 (2008). DOI: 10.1117/1.3041496

[37] A. Clennell, V. Nguyen, V.V. Yakovlev, A. Doronin. Opt. Express, **31** (19), 30921–30931 (2023). DOI: 10.1364/OE.496516

[38] I.V. Meglinski, S.J. Matcher. Comput. Methods Programs Biomed., **70** (2), 179–186 (2003). DOI: 10.1016/S0169-2607(02)00099-8

[39] G.I. Petrov, A. Doronin, H.J.T. Whelan, I.V. Meglinski, V.V. Yakovlev. Biomed. Opt. *Express,* **3**, 2154–2161 (2012). DOI: 10.1364/BOE.3.002154

[40] A. Doronin, V. Yakovlev, V.S. Bagnato. *Biomed. Opt. Express,* **15**, 1682–1693 (2024). DOI: 10.1364/BOE.514003

[41] A. Doronin, N. Vera, J.P. Staforelli, P. Coelho, I.V. Meglinski. Photonics, **6** (2), 56 (2019). DOI: 10.3390/photonics6020056

[42] V.V. Dremin, Z. Marcinkevics, E.A. Zherebtsov, A. Popov, A. Grabovskis, H. Kronberga, K. Geldnere, A. Doronin, I.V. Meglinski, A.V. Bykov. IEEE Trans. Med. Imaging, **40**, 1207–1216 (2021). DOI: 10.1109/TMI.2021.3049591

[43] A. Doronin, L. Tchvialeva, I. Markhvida, T.K. Lee, I.V. Meglinski. J. Biomed. Opt., **21**, 071117 (2016). DOI: 10.1117/1.JBO.21.7.071117

[44] E.A. Zherebtsov, V.V. Dremin, A.P. Popov, A. Doronin, D.A. Kurakina, M.Yu. Kirillin, I.V. Meglinski, A.V. Bykov. Biomed. Opt. Express, **10** (7), 3545–3559 (2019). DOI: 10.1364/BOE.10.003545

[45] F. Khanom, N. Mohamed, I. Lopushenko, A.Yu. Sdobnov, A. Doronin, A. Bykov, E.U. Rafailov, I. Meglinski. Sci. Rep., **14** (1), 20662 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-70954-x

[46] D. Robinson, K. Hoong, W. Kleijn, A. Doronin, J. Rehbinder, J. Vizet, A. Pierangelo, T. Novikova. J. Biomed. Opt., **28**, 102904 (2023). DOI: 10.1117/1.JBO.28.10.102904

[47] A. Ushenko, A. Sdobnov, I. Soltys, Y. Ushenko, A. Dubolazov, V. Sklyarchuk, A. Olar, L. Trifonyuk, A. Doronin, W. Yan, A. Bykov, I. Meglinski. Sci. Rep., **14** (1), 13679 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-63816-z

[48] S. Chae, T. Huang, O. Rodríguez-Núñ ez, T. Lucas, J. Vanel, J. Vizet, A. Pierangelo, G. Piavchenko, T. Genova, A. Ajmal, J. Ramella-Roman, A. Doronin, H. Ma, T. Novikova. IEEE Trans. Med. Imaging (2025). DOI: 10.1109/TMI.2025.3567570

[49] I. Meglinski, C. Macdonald, A. Doronin, M. Eccles. In: *Optics in the Life Sciences* (Optica Publishing Group, 2013), p. BM2A.4. DOI: 10.1364/BODA.2013.BM2A.4

[50] M. Xu, R.R. Alfano. Phys. Rev. E, **72**, 065601 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevE.72.065601

[51] В.Л. Кузьмин, Е. Аксенова. ЖЭТФ, **123** (5), 929–945 (2003). [V.L. Kuzmin, E. Aksenova. J. Exp. Theor. Phys., **96** (5), 816–831 (2003)]. DOI: 10.1134/1.1581936

[52] В.Л. Кузьмин. Опт. и спектр., **93** (3), 478–487 (2002). [V.L. Kuzmin. Opt. Spectrosc., **93** (3), 439–448 (2002)]. DOI: 10.1134/1.1509828

[53] I. Meglinski, V.L. Kuzmin. Prog. Electromagn. Res. M, **16**, 47–61 (2011). DOI: 10.2528/PIERM10102106

[54] В.Л. Кузьмин, И.В. Меглинский. ЖЭТФ, **137** (5), 848–860 (2010). [V.L. Kuz'min, I.V. Meglinski. J. Exp. Theor. Phys., **110** (5), 742–753 (2010). DOI: 10.1134/S1063776110050031].
[55] I. Lopushenko, A. Bykov, I. Meglinski. Phys. Rev. A, **108**, L041502 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevA.108.L041502
[56] C. Macdonald, I. Meglinski. Laser Phys. Lett., **8** (4), 324–328 (2011). DOI: 10.1002/lapl.201010133
[57] I. Lopushenko, O. Sieryi, A. Bykov, I. Meglinski. J. Biomed. Opt., **29** (5), 052913 (2024). DOI: 10.1117/1.JBO.29.5.052913
[58] A. Doronin. Monte Carlo models and code [Электронный ресурс]. URL: https://github.com/aledoronin/ (дата обращения: 2025).
[59] A. Doronin. Cloud based Monte Carlo platform for the needs of Biophotonics, Biomedical Optics and Computer Graphics [Электронный ресурс]. URL: https://www.lighttransport.net/ (дата обращения: 2025).
[60] A. Sdobnov, G. Piavchenko, A. Bykov, I. Meglinski. Laser Photonics Rev., **18** (2), 2300494 (2024). DOI: 10.1002/lpor.202300494
[61] E. Zherebtsov, A. Sdobnov, O. Sieryi, M. Kaakinen, L. Eklund, T. Myllyl, A. Bykov, I. Meglinski. Laser Photonics Rev., **19** (2), 2401016 (2025). DOI: 10.1002/lpor.202401016
[62] I. Meglinski, I. Lopushenko, A. Sdobnov, A. Bykov. Opt. Photonics News, **12**, 43 (2024).