

Р. В. Галёв, О. Б. Ковалев

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

galev@itam.nsc.ru; kovalev@itam.nsc.ru

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАТЕРИАЛАМИ

На основе уравнений Максвелла сформулированы постановки ряда задач о распространении и поглощении лазерного излучения применительно к моделированию процессов лазерной обработки материалов: резки, сварки, сверления металлов, селективного лазерного плавления и спекания порошков. Реализован на языке фортран, с элементами распараллеливания вычислений, алгоритм численного решения уравнений Максвелла методом Finite Difference Time Domain (FDTD), и изучены особенности постановки ряда граничных условий применительно к задачам лазерного взаимодействия для изотропных сред.

Ключевые слова: численные решения уравнений Максвелла, лазерное излучение, гауссов пучок, лазерная обработка.

Введение

С развитием лазерных технологий лазеры стали с успехом применяться для резки, сварки и сверления материалов [1]. Кроме того, в настоящее время активно развивается область изготовления сложных 3D-объектов (3D-печать, прототипирование трехмерных изделий), которые из-за их малых размеров или сложной формы невозможно изготовить на токарных и фрезерных станках. Использование лазеров в этой области демонстрирует отличные перспективы [1; 2].

Характер и эффективность воздействия лазерного излучения на вещество определяется плотностью потока энергии электромагнитного поля. Поглощательная способность материалов также играет важную роль во всех лазерных технологических процессах.

В области задач взаимодействия лазерного излучения с веществом для расчета по-

глощаемой мощности излучения принято использовать приближение геометрической оптики [3–13]. Связано это с тем, что в подобных задачах со сложными границами раздела сред непосредственное использование уравнений Максвелла весьма затруднено. Однако приближение геометрической оптики не всегда является правомерным, так как характерные геометрические размеры физических объектов могут оказаться сравнимы с длиной волны излучения. Использование численных методов решения дифференциальных уравнений Максвелла, без привлечения приближения геометрической оптики, также не лишено недостатков.

Одним из численных методов, простым в реализации, является метод Finite Difference Time Domain (FDTD) [14]. Одним из его недостатков можно считать необходимость густой пространственной сетки для разрешения длины волны излучения, что с увеличением геометрических размеров расчетной

области задачи влечет за собой быстрое приближение требуемой машинной памяти к пределу. Другими словами, метод позволяет решать уравнения Максвелла лишь в небольшой пространственной области, обычно недостаточной для поставленных задач (в кубике с ребром около пяти длин волн). Однако развитие компьютерных технологий в настоящее время позволяет проводить вычисления параллельно на большом количестве процессоров с большим суммарным ресурсом памяти. Что в свою очередь позволяет использовать метод FDTD для задач с более широкими геометрическими рамками.

Пользуясь достижениями компьютерных технологий, развитым численным методом (FDTD) и возможностью распараллеливать процесс вычисления (посредством Message Passing Interface), в данной работе реализован алгоритм расчета FDTD, использовано поглощающее граничное условие Perfectly Matched Layer (PML), реализован источник излучения гауссова пучка, проведены трехмерные численные расчеты электромагнитных полей в нескольких задачах моделирования лазерного взаимодействия с материалами.

Численный метод

Уравнения Максвелла. Безразмерные роторные уравнения Максвелла имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \nabla \times \bar{E} - \frac{1}{\mu} (\bar{M}_{\text{ист}} + \sigma^* \bar{H}), \\ \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \bar{H} - \frac{1}{\varepsilon} (\bar{J}_{\text{ист}} + \sigma \bar{E}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \bar{H}, \bar{E} – магнитное и электрическое поле, $\mu, \sigma^*, \varepsilon, \sigma$ – магнитная проницаемость и магнитная проводимость, диэлектрическая проницаемость и электрическая проводимость сред соответственно, $\bar{M}_{\text{ист}}, \bar{J}_{\text{ист}}$ – магнитный и электрический токи. Согласно [14] дополнительные члены $\bar{M}_{\text{ист}}, \sigma^*$ в (1) отвечают за наличие гипотетических магнитных зарядов и токов, используемых для моделирования поглощающего граничного условия.

Безразмерные уравнения Максвелла получены с использованием масштабов λ , $T = \lambda / c$ и E_0 для пространственных переменных, времени и напряженностей полей

соответственно. При этом безразмерные величины выражаются через величины СГС так:

$$\tilde{r} = r / \lambda, \quad \tilde{t} = ct / \lambda, \quad \tilde{\sigma} = \sigma \frac{4\pi\lambda}{c}, \quad \tilde{\omega} = \omega\lambda / c,$$

где c – скорость света в вакууме.

Удовлетворение расчетных полей дивергентным уравнениям Максвелла ($\text{div} \bar{B} = 0$, $\text{div} \bar{D} = 0$) проверяется прямым вычислением.

Поглощающее граничное условие. Для решения дифференциальных уравнений Максвелла необходимо задавать значения полей \bar{H}, \bar{E} или их производные, которые на удаленной границе, заранее неизвестны. При этом численное решение задачи с использованием конечно-разностной схемы реализуется в области конечных размеров. Проблема разрешается заданием граничного условия, имитирующего бесконечность, а именно: на внешней границе расчетной области вводится Perfectly Matched Layer (PML) – тонкий пространственный слой (достаточно 8 сеточных узлов в толщину) синтетического вещества [14], поглощающего все падающее излучение. Поглощающий слой PML характеризуется отличной от нуля проводимостью гипотетических магнитных зарядов $\bar{M}_{\text{ист}}, \sigma^*$ в (1).

Расчетная схема. Основу метода FDTD составляет представление производной функции в виде центральной разности значений функции, например

$$\begin{aligned} f'(x_0) &= \\ &= \frac{f(x_0 + \Delta x/2) - f(x_0 - \Delta x/2)}{\Delta x} + O(\Delta x^2), \end{aligned}$$

применительно к роторным уравнениям Максвелла (1) относительно всех четырех переменных: x, y, z, t . Поэтому пространственная сетка имеет шахматный вид. Кроме того, поля вычисляются не в единый момент времени (рис. 1).

В явном виде записывается численная схема [14], по которой значения полей в некоторый момент времени вычисляются через их пространственные распределения в предыдущие моменты времени. Двумерные и трехмерные задачи решаются на равномерной сетке в декартовой системе координат. Для примера ниже приведена формула расчета одной из шести компонент электромагнитного поля:

$$E_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}} \right) E_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2} + \left(\frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{H_z \Big|_{i,j+1,k+1/2}^n - H_z \Big|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i,j+1/2,k+1}^n - H_y \Big|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta z} - J_{ист} \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \right).$$

Здесь индексами обозначено: n – временной шаг, i, j, k – номера пространственных узлов по x, y, z соответственно.

Метод FDTD позволяет вычислять электромагнитное поле в ограниченном трехмерном объеме в каждый момент времени с учетом пространственного распределения диэлектрической и магнитной проницаемостей, проводимости и токов.

Распараллеливание вычислений. С одной стороны, пространственная сетка должна быть мелкой, чтобы имелась возможность разрешать длину волны, с другой стороны, имеется ограничение оперативной памяти, которое не позволяет создавать слишком большие массивы данных в процессе расчета. Размер массива тесно связан с количеством расчетных узлов. При реализации алгоритма FDTD размер оперативной памяти ПК ограничивает размер кубического объема параметрами $100 \times 100 \times 100$ узлов. При необходимости разрешать длину волны как минимум двадцатью узлами получается, что расчетный объем должен иметь ребро с длиной, не превышающей 5 длин волн (рис. 2, а). Поэтому для решения более крупных про-

странственных задач используется вычислительный кластер и алгоритм распараллелен на «процессы». Для распараллеливания выбран метод Message Passing Interface (MPI). Порядок нумерации «процессов» следующий: сначала по оси x , далее по оси y , следом по оси z (рис. 2, б).

Использованы следующие операции для «процессов»: определение номеров соседних «процессорных» объемов; отправление данных соседним «процессам»; получение данных от соседних «процессов». Благодаря этим операциям в конце каждого расчетного шага по времени каждый «процесс» получает от соседних «процессов» новые граничные условия.

Преимущество распараллеливания в данном случае заключается в том, что суммарный размер памяти, используемой всеми «процессами» в вычислительном кластере, значительно больше размера памяти персонального компьютера. Таким образом, при использовании вычислительного кластера становится возможным рассчитывать геометрически более объемные задачи, чем при использовании персонального компьютера.

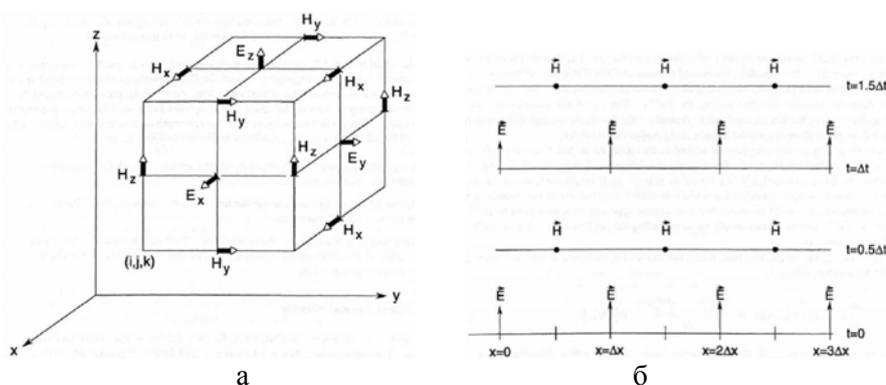


Рис. 1. Расчетная сетка:

а – ячейка пространственной сетки; б – временная последовательность вычисления полей

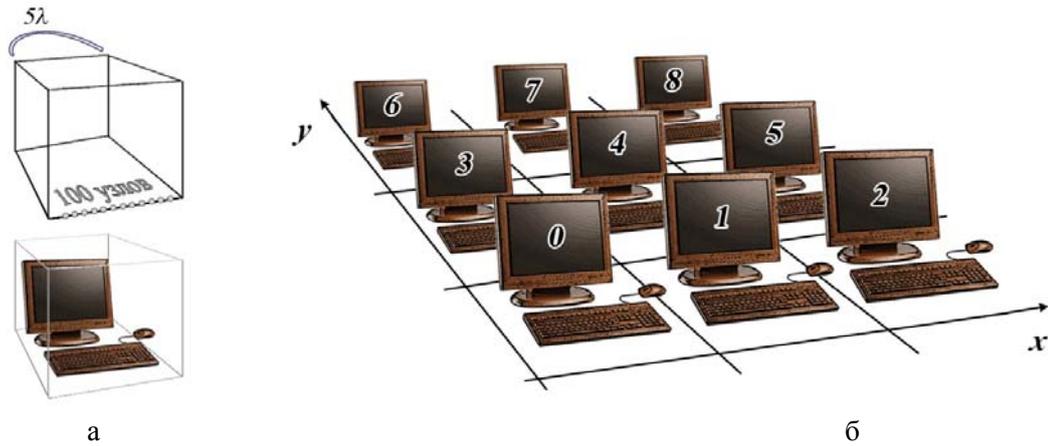


Рис. 2. Распараллеливание:
 а – расчетная область одного «процесса»; б – схема нумерации «процессов» первого слоя по оси z

Источник излучения. Лазерное излучение моделируется гауссовым пучком [15-17]. Для введения в расчетную область электромагнитной волны, распространяющейся в виде гауссова пучка, в реализованном численном алгоритме FDTD используется слабое $\vec{J}_{ист}$ в правой части уравнений Максвелла (1), играющее роль источника излучения, а именно: на некоторой плоскости, $z = z_{ист}$, задается ток с фазой и амплитудой колебаний, которые соответствуют аналитическому выражению «гауссов пучок»:

$$\psi(r, z, t) = \frac{l_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2\xi(z)^2}\right\}}{\sqrt{l_0^2 + z^2}} \times \exp\left\{i\left[kzn(r, z) - \omega t - \arctg \frac{z}{l_0}\right]\right\}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$l_0 = \xi_0^2 k, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad n(r, z) = 1 + \frac{r^2}{2(l_0^2 + z^2)},$$

$$\xi(z) = \xi_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{l_0}\right)^2}.$$

При получении выражения (2) используется условие $\xi_0 \gg \lambda$, где ξ_0 – размер поперечной перетяжки гауссова пучка, λ – длина волны. Откуда следует, что чем ближе размер перетяжки ξ_0 к длине волны λ , тем приведенное аналитическое выражение гауссова пучка (2) меньше отражает свойства решения исходных уравнений Максвелла.

Однако в задачах лазерного взаимодействия с материалами эти размеры могут быть сравнимы: $\xi_0 \approx \lambda$. Следовательно, численные решения могут не совпадать с (2).

В зависимости от типа нужной поляризации в алгоритме используются следующие выражения для компонент источника $\vec{J}_{ист} = (J_x, J_y, J_z)$: в случае линейной поляризации (рис. 3) –

$$J_x(x, y, z_{ист}) = \text{Re}(\psi),$$

$$J_y(x, y, z_{ист}) = J_z(x, y, z_{ист}) = 0;$$

в случае круговой поляризации –

$$J_x(x, y, z_{ист}) = \text{Re}(\psi),$$

$$J_y(x, y, z_{ист}) = \text{Im}(\psi), \quad J_z(x, y, z_{ист}) = 0.$$

Между аналитическим и численным решениями (рис. 3, а, б) в области каустики и границы тени наблюдаются отличия (~ 4 %, рис 3, в). Здесь можно вспомнить о том, что аналитическое решение «гауссов пучок» само по себе является не точным решением уравнений Максвелла, а решением приближенного уравнения, использование которого имеет требование – перетяжка много больше длины волны. В рассматриваемом случае перетяжка сравнима с длиной волны, что не принципиально для численного решения, но принципиально для соответствия аналитического выражения «гауссов пучок» решению уравнений Максвелла.

Кроме того, в расчете имеет место ненулевая компонента поля E_y , которая в аналитическом решении для плоскополяризованного пучка полагается равной нулю.

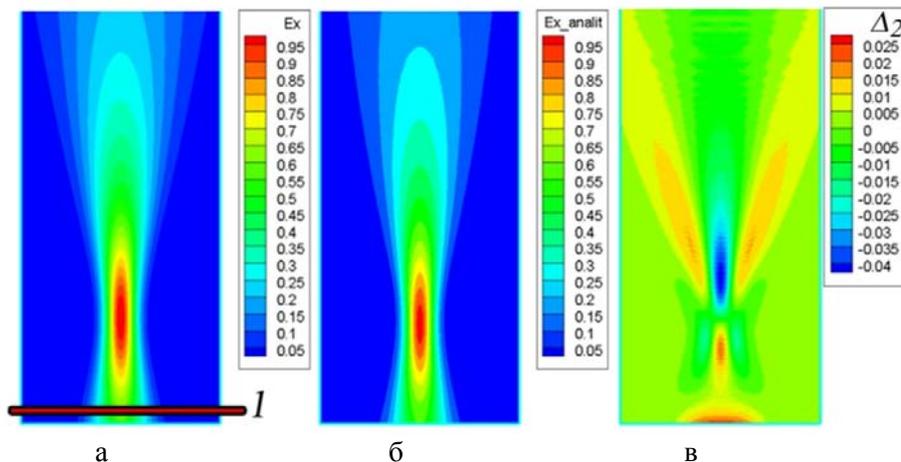


Рис. 3. Амплитуда колебания компоненты E_x :
 а – численное решение (I – плоскость источника излучения); б – аналитическое решение;
 в – прямая разность решений Δ_2

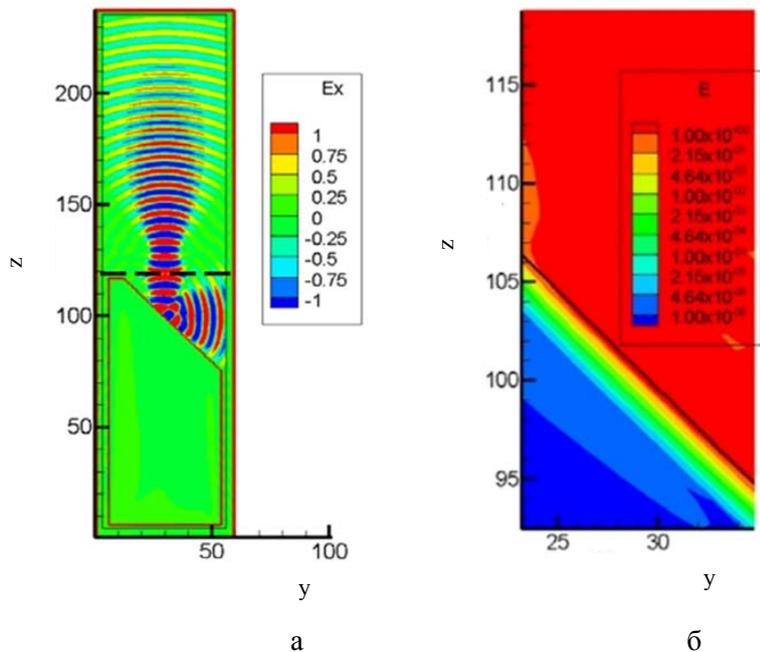


Рис. 4. Гауссов пучок и наклонная поверхность «металла»: а – мгновенное значение компоненты E_x в вакууме (пунктиром показано положение излучающей плоскости); б – амплитудное значение $E_A = |\vec{E}|$ в «металле» $\tilde{\sigma} = 100$

Максимальное значение поля E_y составляет 0,1 % от максимального значения поля E_x .

Таким образом, несмотря на нарушение требования $\xi_0 \gg \lambda$, численное решение отличается от аналитического выражения «гауссов пучок» лишь на несколько процентов в области каустики и на границе светотени.

Задание материальных трехмерных объектов. Материальные трехмерные объекты в расчетах задаются своими значениями

$$\sigma = \sigma(x, y, z), \quad \varepsilon = \varepsilon(x, y, z), \quad \mu = \mu(x, y, z)$$

в пространственных узлах расчетной сетки.

Тестовые расчеты с материальными объектами хорошо согласуются с такими аналитическими положениями электродинамики как:

- значение коэффициента отражения плоской волны от плоской границы раздела двух диэлектрических сред,
- равенство угла падения углу отражения (рис. 4, а),
- значение толщины скин-слоя (рис. 4, б).

Так как токовая плоскость (пунктирная линия на рис. 4, а) излучает по нормали в обоих направлениях одинаково, то в верхнюю часть токовой плоскости электромаг-

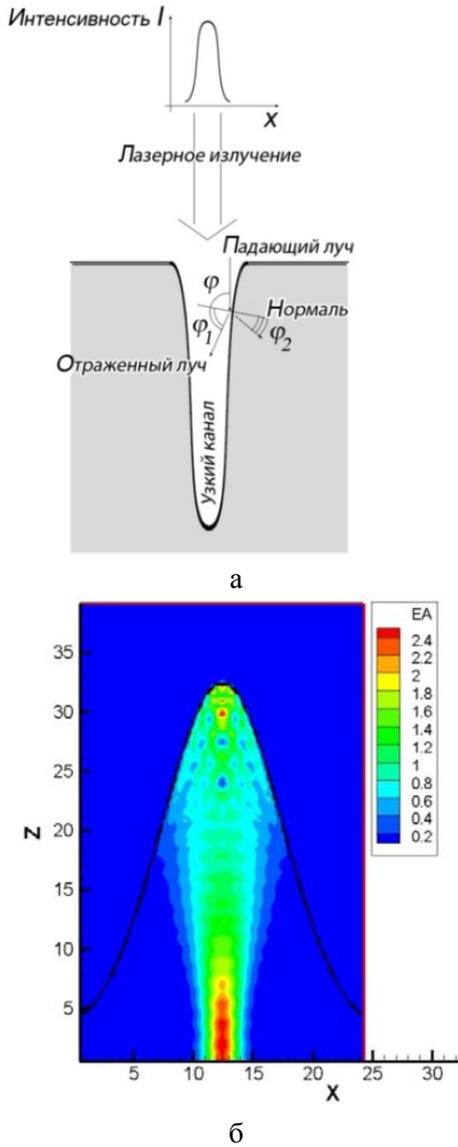


Рис. 5. Задача о взаимодействии гауссова пучка с каверной: *a* – схема распространения лазерного излучения в каверне (Oz направлена вниз); *б* – рассчитанная методом FDTD амплитуда колебаний электрического поля (Oz направлена вверх)

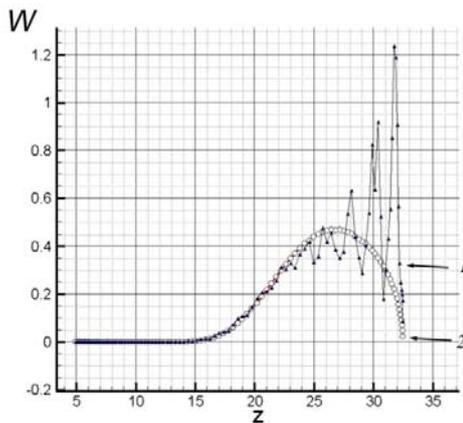


Рис. 6. Сравнение двух методов расчета: 1 – FDTD; 2 – геометрическая оптика

нитная волна распространяется свободно. В нижней части от токовой плоскости волна взаимодействует с поверхностью «металла» и отражается от неё под углом 45° . Таким образом, наблюдаемая на рис. 4, *a* картина отражения лазерного излучения согласуется с законом Снелиуса: «угол падения равен углу отражения».

На рис. 4, *б* представлено распределение амплитудного значения электрического поля в поверхностном слое «металла» (скин-слое). Линией черного цвета под углом 45° обозначена граница «металла» («металл» снизу).

Расчет аналитической толщины скин-слоя производится по формуле из [18]:

$$\delta = c / \sqrt{2\pi\sigma\omega} = \lambda / \sqrt{\tilde{\sigma}\tilde{\omega}/2},$$

где $\lambda = 1$ см – длина волны, $\tilde{\sigma} = 4\pi\lambda\sigma/c = 100$ – безразмерная проводимость, $\tilde{\omega} = \omega\lambda/c = 2\pi$ – безразмерная частота. Аналитическая толщина составляет $0,1/\sqrt{\pi}$ см, что совпадает по порядку величины с оценкой толщины скин-слоя в численном решении: 0,1 см.

Вычисление поглощенной энергии. Усредним по периоду колебаний закон сохранения энергии в виде [18]:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div}\vec{S} = -(\vec{E} \cdot \vec{j}),$$

где w – объемная плотность электромагнитной энергии, \vec{S} – вектор Пойнтинга, $(\vec{E} \cdot \vec{j})$ – объемная плотность поглощенной (тепловой) мощности.

$$\left\langle \frac{\partial w}{\partial t} \right\rangle + \langle \text{div}\vec{S} \rangle = -\langle (\vec{E} \cdot \vec{j}) \rangle.$$

Для периодических процессов, где

$$\left\langle \frac{\partial w}{\partial t} \right\rangle = 0,$$

получаем $\text{div}\langle \vec{S} \rangle = -\langle (\vec{E} \cdot \vec{j}) \rangle$.

Таким образом, $\langle (\vec{E} \cdot \vec{j}) \rangle = \sigma \langle |\vec{E}|^2 \rangle$ – поглощенная плотность энергии, приходящаяся на единицу времени, усредненная по периоду, эквивалентна с обратным знаком $\text{div}\langle \vec{S} \rangle$ – дивергенции усредненного по периоду вектора Пойнтинга.

Хотя, с учетом того, что компоненты электромагнитного поля в алгоритме вычисляются в разных точках пространства и в разные моменты времени, вычисление ве-

личины $\sigma \langle |\vec{E}|^2 \rangle$ предпочтительнее, в данной работе сделана попытка вычислять обе эти величины: $\sigma \langle |\vec{E}|^2 \rangle$ и $\text{div} \langle \vec{S} \rangle$.

Задачи лазерной обработки материалов

Задача о взаимодействии гауссова пучка с каверной. В горизонтальной плите из модельного металла с безразмерной проводимостью $\tilde{\sigma} = 100$ имеется каверна. Форма поверхности каверны задается аналитически: $z = f(r, \alpha)$. Вдоль оси Oz распространяется электромагнитное излучение в виде гауссова пучка с круговой поляризацией, которое взаимодействует с металлом. Особенность постановки в том, что перетяжка гауссова пучка равна длине волны. Требуется найти пространственное распределение объемной плотности поглощенной мощности $w = \sigma \langle |\vec{E}|^2 \rangle$. Картина соответствует начальному этапу сверления металла лазерным излучением (рис. 5, а).

Полученный расчет методом FDTD (рис. 5, б) сравнивается с расчетом общепринятым методом (использующим геометрическое приближение). Для сравнения выбрана зависимость поглощенной мощности W от координаты z , приходящейся на единицу длины вдоль Oz (рис. 6). На рис. 6 значения переменной z приведено в безразмерных величинах, значение поглощенной мощности, приходящейся на единицу длины, W – в относительных единицах.

В цилиндрической системе координат искомая величина для FDTD-метода по расчитанной

$$w_1(r, \alpha, z) = \sigma(r, \alpha, z) \langle |\vec{E}(r, \alpha, z)|^2 \rangle$$

формально вычисляется так:

$$W_1(z) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} w_1(r, \alpha, z) r d\alpha dr.$$

Однако при численном вычислении $W_1(z)$ пределы численного интегрирования по r сужены с учетом того, что энергия поглощается лишь в ограниченной приповерхностной области, занятой материалом.

Для общепринятого метода, использующего геометрическое приближение, сначала

вычисляется распределение поглощенной мощности, приходящейся на единицу площади поверхности каверны,

$$w_2(z, \alpha) = \langle \vec{S} \rangle \frac{T_{TE} + T_{TM}}{2},$$

где $T_{TE, TM}$ – коэффициенты поглощения, зависящие от угла падения, \vec{S} – вектор Пойнтинга «гауссова пучка» в геометрическом месте точек поверхности каверны. Далее полученное распределение численно интегрируется по аксиальному углу в цилиндрических координатах, что дает искомую зависимость:

$$W_2(z) = \int_0^{2\pi} w_2(r(z), \alpha, z) r(z) d\alpha.$$

Можно видеть (рис. 6), что, в отличие от $W_2(z)$, $W_1(z)$ имеет некоторое количество локальных максимумов и минимумов вблизи дна каверны, где ширина становится сравнимой с длиной волны излучения. В то же время при $z \in \{5, 23\}$ расчеты сравнимы.

Можно думать, что в случаях, где перетяжка сравнима с длиной волны, рельеф дна каверны выглядит более сложно, чем представляется на основании расчетов с использованием приближения геометрической оптики [3–13].

Задача о взаимодействии гауссова пучка с зернистым слоем частиц сферической формы. Гауссов пучок с круговой поляризацией (рис. 7, а) взаимодействует с упакованными в зернистый слой шаровыми частицами одинакового диаметра (рис. 7, б). Особенность постановки в том, что диаметр шаров равен длине волны излучения. От расчета к расчету меняются параметры материала частиц (диэлектрическая проницаемость и проводимость). Требуется найти пространственное распределение объемной плотности поглощенной мощности:

$$\text{div} \langle \vec{S}(x, y, z) \rangle.$$

Рисунок 8 иллюстрирует распределение амплитуды колебаний электрического поля \vec{E} в плоскости Oyz : а – материал, обладающий нулевой проводимостью с комплексным показателем преломления $\hat{n} = 2$ (модельный диэлектрик); б – материал с низкой проводимостью $\hat{n} = 2 + 0,1 \cdot i$ (модельная керамика); в – материал с высокой проводимостью, $\hat{n} = 2 + i$ (модельный металл).

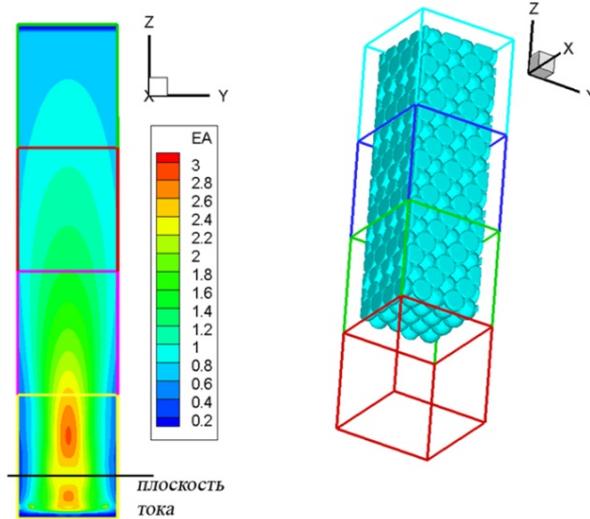


Рис. 7. Задача о взаимодействии лазерного излучения с зернистым слоем: *a* – амплитуда электрического поля в плоскости Oyz при отсутствии зернистой среды; *б* – 3D-схема расчетной области, занятой зернистым материалом

В свободном от зернистого материала пространстве, между плоскостью тока и поверхностью зернистого слоя, длина стоячей волны равна половине длины волны, распространяющейся в вакууме, что характерно для суммы падающей и отраженной моно-

хроматических волн. Что касается поля \vec{E} в самой зернистой среде, то можно видеть, рис. 8, *a*, что оно существенно неоднородно.

Можно видеть, что, в случае керамики (рис. 9, *a*), лазерная энергия поглощается во всем объеме пограничных шаров, причем в срединной части шара поглощается больше энергии, чем у его края. В случае металла (рис. 9, *б*), энергия поглощается малой частью поверхности шара, обращенной к падающему излучению. На основании проведенных расчетов можно объяснить экспериментально наблюдаемый факт [19]: керамические частицы плавятся изнутри, в то время как металлические – с краев.

Из расчетов видно, что глубина проникновения лазерного излучения в зернистый слой имеет обратную зависимость от проводимости материала частиц, и напрямую связана с поглощением излучения в объеме каждого отдельного зерна. Можно полагать, что если размер частицы сравним с толщиной скин-слоя, то частица будет разогреваться и плавиться по всему своему объему равномерно, а зернистая среда будет поглощать электромагнитное излучение на толщине, превосходящей линейный размер частиц. В связи с этим для улучшения селективного лазерного плавления можно

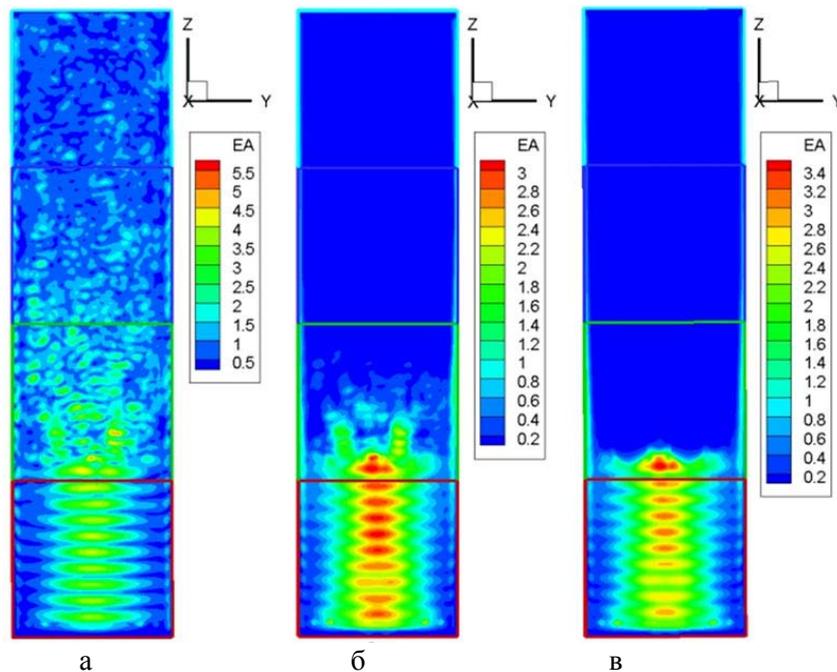


Рис. 8. Распределение амплитуды колебаний электрического поля в плоскости Oyz . Модельный материал: *a* – диэлектрик; *б* – керамика; *в* – металл

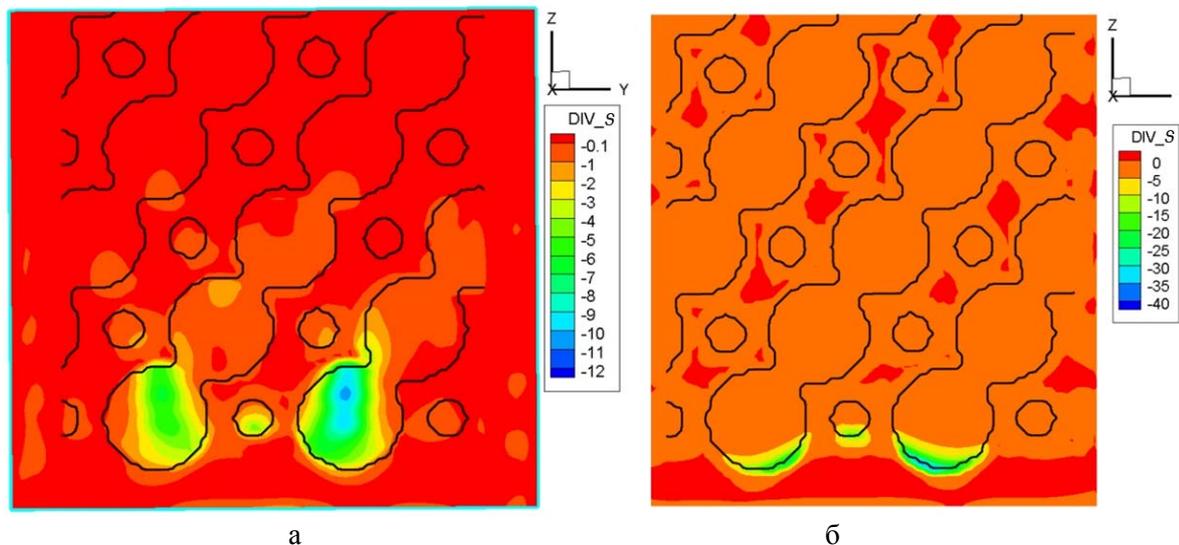


Рис. 9. Распределение дивергенции вектора Пойнтинга в зернистом слое. Модельный материал: а – керамика; б – металл

подбирать либо размер частиц материала, либо длину волны используемого излучения, поскольку с ростом длины волны или с уменьшением размера частиц проплавление насыпного слоя порошка должно быть более равномерным.

Заключение

Исследованы некоторые особенности использования численных решений уравнений Максвелла при моделировании задач лазерного взаимодействия с материалами. Судя по доступной литературе, этот вопрос принципиально ранее не обсуждался.

Демонстрация использования уравнений Максвелла при моделировании лазерного взаимодействия с материалами заключалась в решении трех типовых задач:

- о распространении электромагнитного излучения в свободном пространстве в виде гауссова пучка;
- о распространении гауссова пучка в металлической камере заданной формы;
- о взаимодействии гауссова пучка с зернистым пористым слоем.

Список литературы

1. Панченко В. Я., Голубев В. С., Васильцов В. В. и др. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы

фундаментальных исследований и прикладных разработок / Под ред. В. Я. Панченко. М.: Физматлит, 2009.

2. Шишковский И. В. Лазерный синтез функционально-градиентных мезоструктур и объемных изделий. М.: Физматлит, 2009.

3. Kaplan A. A Model of Deep Penetration Laser Welding Based on Calculation of the Keyhole Profile // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. P. 1805–1814.

4. Milewski J., Sklar E. Modeling and Validation of Multiple Reflections for Enhanced Laser Welding // Modeling Simul. Mater. Sci. Engng. 1996. Vol. 4. P. 305–322.

5. Solana P., Negro G. A Study of the Effect of Multiple Reflections on the Shape of the Keyhole in the Laser Processing of Materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. P. 3216–3222.

6. Duan J., Man H. C., Yue T. M. Modeling the Laser Fusion Cutting Process. I. Mathematical Modeling of the Cut Kerf Geometry for Laser Fusion Cutting of Thick Metal // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 2127–2134.

7. Ковалев О. Б., Зайцев А. В. Моделирование формы свободной поверхности при лазерной резке металлов. 2. Модель многократного отражения и поглощения излучения // ПМТФ. 2005, Т. 46, № 1. С. 16–20.

8. Кривилев М. Д., Харанжевский Е. В., Гордеев Г. А., Анкудинов В. Е. Управление лазерным спеканием металлических порошковых смесей // Управление техническими

системами и технологическими процессами. 2010. Вып. 31. С. 299–322.

9. Гусаров А. В., Ковалев Е. П. Эффективная теплопроводность свободно насыпанных и слабо спеченных порошков. I. Модель // Физика и химия обработки материалов. 2009. № 1. С. 70–82.

10. Гусаров А. В., Ковалев Е. П. Эффективная теплопроводность свободно насыпанных и слабо спеченных порошков. II. Анализ экспериментальных данных // Физика и химия обработки материалов. 2009. № 2. С. 66–71.

11. McVey R. W., Melnychuk R. M., Todd J. A., Martukanitz R. P. Absorption of Laser Irradiation in a Porous Powder Layer // Journal of Laser Applications. 2007. Vol. 19. No. 4. P. 214–224.

12. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И., Михэилеску И. Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.

13. Черепанов Г. П., Черепанов А. Г. О форме и глубине реза лазерным пучком // Физика и химия обраб. материалов. 1990. № 2. С. 133–137.

14. Taflov A., Hagness S. C. Computation Electrodynamics. The Finite-Difference Time-Domain Method. Boston, MA: Artech House, Inc, 2005.

15. Скромный Г. В. Свойства одномодового гауссова пучка электромагнитных волн // Материалы IX Всесоюз. шк. по голографии. Л.: ЛИЯФ, 1977. С. 7–20.

16. Ораевский А. Н. Гауссовы пучки и оптические резонаторы // Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева. М.: Наука, 1988. Т. 187. С. 36–59.

17. Kogelnik H., Li T. Laser Beams and Resonators // Proc. IEEE. 1966. Vol. 54. No. 10. P. 1312–1329.

18. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1989.

19. Бушма А. И. Моделирование процессов взаимодействия лазерного излучения с дисперсными материалами при лазерном и гибридном лазерно-плазменном нанесении покрытий: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Киев, 2008.

Материал поступил в редколлегию 14.01.2014

R. V. Galev, O. B. Kovalev

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

galev@itam.nsc.ru; kovalev@itam.nsc.ru

ABOUT THE USE MAXWELL EQUATIONS IN NUMERICAL SIMULATION OF INTERACTION OF LASER RADIATION WITH MATERIALS

The following problems have formulated using Maxwell equations. These are problems of the propagation and absorption of laser radiation with respect to the modeling of processes of laser materials processing: cutting, welding, drilling metals, selective laser melting and sintering of powders. With elements of parallel computing the algorithm for numerical solution of Maxwell's equations has been implemented in FORTRAN by Finite Difference Time Domain method (FDTD). Features of posing of a number of boundary conditions have been studied applied to the problems of laser interaction in isotropic media.

Keywords: numerical solutions of Maxwell's equations, laser radiation, Gaussian beam, laser processing.