

ОБЩАЯ ФИЗИКА

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОПЫТЕ С ЗЕРКАЛОМ ЛЛОЙДА

М.И.Бакунов, С.Б.Бирагов, П.В.Казарин

Нижегородский госуниверситет

При расчете интерференционной картины в различных оптических схемах обычно применяют правило потери полуволны (сбоя фазы на π) при отражении от оптически более плотной среды [1-3]. В настоящей работе обращается внимание на то, что данное правило не является универсальным: в случае наклонного падения волны ТМ поляризации нельзя однозначно судить о наличии (отсутствии) сбоя фазы, иногда же применение данного правила может привести к неверному результату.

Амплитудные и фазовые закономерности отражения электромагнитных волн от границы раздела двух сред исчерпывающим образом описываются формулами Френеля. Из них однозначно следует, что при отражении волны ТЕ поляризации от оптически более плотной среды действительно происходит сбой фазы на π . В то же время изменение знака коэффициента отражения ТМ волны не следует универсально трактовать как появление сбоя фазы волны при отражении: ввиду неколлинеарности векторов $\mathbf{E}$ в падающей и отраженной волнах однозначно судить о наличии (отсутствии) сбоя фазы можно лишь в случаях, когда падение близко к нормальному или скользящему.

В качестве первого примера рассмотрим интерференцию волн в тонкой пленке. Хотя применение правила потери полуволны и приводит в данном случае к правильному результату, однако для ТМ компоненты световой волны невозможно однозначно сказать, при отражении от какой поверхности пленки происходит эта потеря. Особенно показательным является переход угла падения через угол Брюстера, когда коэффициенты отражения от обеих поверхностей одновременно меняют знак и происходит “перескок” места локализации сбоя фазы с одной границы на другую.

Еще более поучительным является интерференционный опыт с зеркалом Ллойда. При скользящем падении волны на зеркало, что, как правило, реализуется в данной схеме, становится возможной однозначная трактовка сдвига фазы между падающей и отраженной волнами (вектора $\mathbf{E}$ в этих волнах почти коллинеарны). При этом шаблонное применение правила потери полуволны требует переворота вектора $\mathbf{E}$ при отражении независимо от соотношения между углом падения волны α и углом Брюстера α_B . В то же время, как следует из формул Френеля, такой переворот имеет место только при $\alpha > \alpha_B$, что реализуется при использовании зеркала

из диэлектрического материала с показателем преломления n , не слишком сильно превышающим единицу. Для зеркала из материала с очень большим показателем преломления (например, металлического) может быть реализован случай $\alpha < \alpha_B$ даже при скользких углах падения. При этом переверота вектора E и сбоя фазы при отражении от оптически более плотной среды не происходит.

Для демонстрации указанных поляризационных эффектов была разработана экспериментальная установка интерференционного опыта Ллойда в СВЧ диапазоне. Источником линейно поляризованного излучения (с длиной волны 3 см) служила рупорная антенна, питаемая от клистронного генератора. В качестве зеркала (длиной около 5 м) в одном случае использовалось органическое стекло ($n \approx 2$), в другом – алюминиевый лист ($|n| \gg 1$). Распределение интенсивности в интерференционной картине вдоль направления, перпендикулярного плоскости зеркала, регистрировалось перемещающейся рупорной антенной с детектором, подключенной к самописцу.

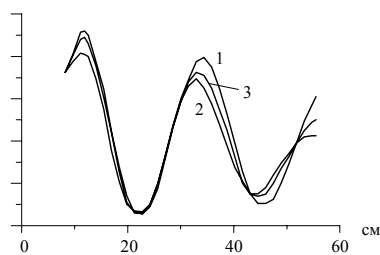


Рис.1

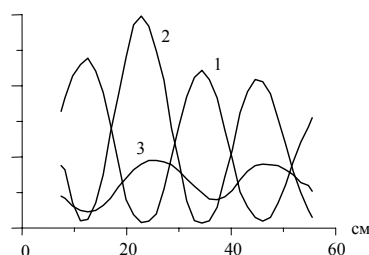


Рис.2

Результаты измерений представлены на рис. 1,2 (по оси абсцисс отложена координата, отсчитываемая от плоскости зеркала). В случае диэлектрического зеркала (рис.1) интерференционные картины для волн ТЕ (кривая 1) и ТМ (кривая 2) поляризаций совпадают и при наложении (когда падающая волна поляризована под углом 45° к плоскости падения) дают четкую интерференционную картину (кривая 3). В случае же металлического зеркала (рис.2) интерференционные картины для волн ТЕ (кривая 1) и ТМ (кривая 2) поляризаций сдвинуты на полуширину полосы, так что при наложении контраст результирующей интерференционной картины (кривая 3) сильно падает.

- [1] Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, 1980, 751 с.
- [2] Калитеевский Н.И. Волновая оптика. –М.: Высш. школа, 1978, 383 с.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. –М.: Наука, 1973, 855 с.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ЭКСПОНИРОВАНИЯ ДВУХФАЗНОЙ ФОТОРЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

С.Н.Менсов, А.О.Печников, А.В.Романов

Нижегородский госуниверситет

Основными характеристиками фоторегистрирующих сред являются разрешающая способность и шум. Для хорошо известных серебряных фотоэмульсий качество записи определяется зернистостью материала [1]. Однако в последнее время широкое применение находят и другие регистрирующие среды – фотополимеризующиеся композиции (ФПК), основанные на изменении показателя преломления при фазовом переходе от мономера (n_{mono}) к полимеру (n_{poly}). Показатель преломления $n = n_{mono} + P(n_{poly} - n_{mono})$ в точке определяется степенью конверсии P , которую для ФПК можно интерполировать функцией:

$$P(x, H) = 1 - \exp\{H(x)/H_0\}^\gamma, \quad (1)$$

где $H(x)$ – экспозиция, γ – показатель контраста, H_0 – нормировочный параметр [2].

В работе численно исследовалась динамическая модель процесса экспонирования ФПК с учетом диффузионного процесса, сопровождающего фазовый переход, в рамках уравнения:

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = V(x, t) + D \frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial x^2}, \quad (2)$$

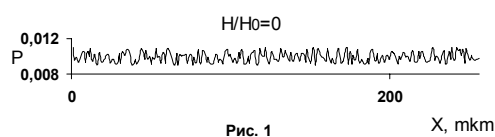


Рис. 1

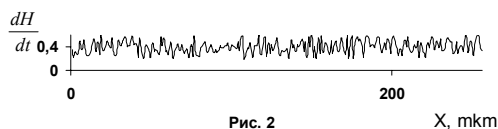


Рис. 2

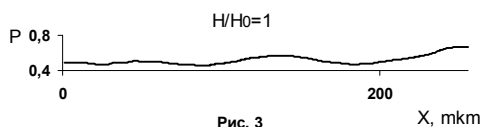


Рис. 3

где $V = \frac{\partial P}{\partial H} \cdot \frac{\partial H}{\partial t}$ – скорость полимеризации в точке, определяемая экспонирующим полем, D – коэффициент диффузии.

Результаты численного эксперимента показали, что диффузионный процесс значительно влияет на дисперсию и пространственный масштаб шума полимерной фоторегистрирующей среды. Установлено, что флуктуации показателя преломления ФПК зависят как от начальных условий, так и от флуктуаций

экспозиции H . При этом любые пространственные распределения не только начальных условий (рис.1), но и экспозиции (рис.2) создают шум ФПК (рис.3), поперечный радиус корреляции ρ которого стремится к постоянному значению

речный радиус корреляции ρ которого стремится к постоянному значению $\rho^* = \sqrt{D / \langle V \rangle_t}$, определяемому коэффициентом диффузии D и контрастом γ .

Для определения разрешающей способности фотополимера проведен ряд численных экспериментов, в которых рассматривалась запись регулярных сигналов (меандр разных периодов). Сигнал задавался пространственным распределением интенсивности экспонирующего поля, нормированным на его максимум. Качество записи оценивалось функцией видности, определяемой по формуле:

$$V = (P_{\max} - P_{\min}) / (P_{\max} + P_{\min}). \quad (3)$$

Показано, что видность записываемой картины в значительной степени зависит не только от коэффициента контраста ФПК и глубины модуляции регистрируемого пространственного распределения интенсивности, но и от его пространственной частоты, а также от величины начального предэкспонирования и времени экспозиции. При этом разрешающая способность определяется, в основном, коэффициентом диффузии. В качестве примера приведены зависимости видности от времени экспозиции (рис.4) и пространственного периода регистрируемого сигнала (рис.5), при $\gamma=5$, $D=500 \text{ мкм}^2/\text{с}$.

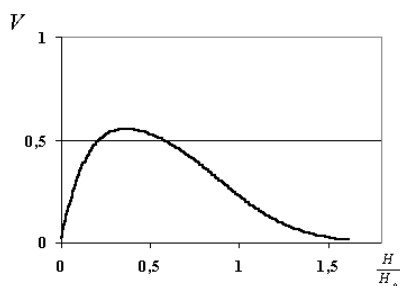


Рис. 4

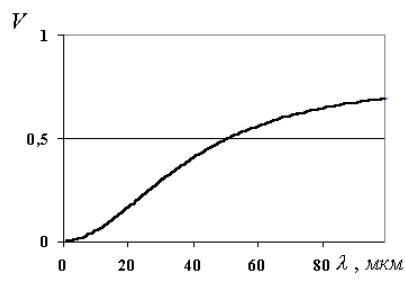


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-03-33040.

- [1] Юу Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. –М.: Советское радио, 1979, 304 с.
- [2] Абакумов Г.А., Менсов С.Н., Семенов А.В. //Оптика и спектроскопия. 1999. Т.86, №6. С.1029.

К ВОПРОСУ О НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ПОТОКОВ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

В.Д.Пикулин, Н.С.Степанов

Нижегородский госуниверситет

Исследованию различных механизмов неустойчивости плазменных потоков, в том числе “градиентных”, т.е. обусловленных неоднородностью параметров среды, посвящена обширная литература. При теоретическом анализе этих вопросов чаще всего используется так называемое “локальное” приближение, при котором (не смотря на неоднородность среды) решение предполагается гармоническим во времени и по всем пространственным координатам. Задача тогда сводится к отысканию комплексных решений получающегося дисперсионного уравнения, в которое включаются и члены, содержащие первые производные параметров среды. Такой подход, однако, в общем случае неверен, что ясно уже из того, что сам вид градиентных членов зависит от конкретного выбора исходной физической величины, для которой записывается уравнение. Легко видеть, например, что для простейшего случая ТЕ – волн в неподвижном слоистом диэлектрике с проницаемостью $\varepsilon(x)$ для вектора $\mathbf{E}$ получается уравнения без градиентных членов. Но для векторов $\mathbf{B}$ и $\mathbf{D}$ уравнения будут содержать производные $\partial\varepsilon/\partial x$, и формально следует вывод о возможности градиентной неустойчивости, что заведомо ошибочно. Но и в тех ситуациях, когда неустойчивости реально существуют, “навязывание” гармоничности волны в направлении градиента параметров, вообще говоря, приводит к неправильным результатам.

В связи с этим в настоящей статье рассматривается конкретный пример плоскостойкого плазменного потока со скоростью $V_z(x)$ в однородном продольном магнитном поле B_z . Считая поле гармоничным по t, y, z , для потенциала Ψ нетрудно получить уравнение [1]:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} - (k_y^2 + k_z^2)\Psi + \left(\frac{\omega_p^2 k_z^2}{(\omega - k_z V)^2} + \frac{k_y k_z \omega_p^2}{\omega_B (\omega - k_z V)^2} \frac{dV}{dx} \right) \Psi = 0, \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота, ω_B – гирочастота электронов. “Локальное” приближение, т.е. предположение $\Psi(x) \sim \exp(-ik_x x)$, приводит к дисперсионному уравнению:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega_p^2 k_z^2}{(\omega - k_z V)^2} \left(1 - \frac{k_y}{k_z \omega_B} \frac{dV}{dx} \right). \quad (2)$$

Решая уравнение (2) относительно частоты, получаем:

$$\omega = k_z V \pm \frac{\omega_B}{k} \sqrt{k_z^2 - \frac{k_y k_z}{\omega_B} \frac{dV}{dx}}, \quad (3)$$

откуда следует условие градиентной неустойчивости [1]:

$$k_z < \frac{k_y}{\omega_B} \frac{dV}{dx}. \quad (4)$$

Более строгий анализ можно провести в приближении геометрической оптики, которое позволяет, в частности, адекватно учесть негармоничность зависимости $\Psi(x)$. При этом амплитуда $\Psi(x)$ определяется из уравнения первого порядка по малому параметру dV/dx . Дисперсионное уравнение в этом случае оказывается отличным от (2):

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega_p^2 k_z^2}{(\omega - k_z V)^2} \left(1 - \left(\frac{k_y}{k_z \omega_B} + i \frac{k_z}{k_x (\omega - k_z V)} \right) \frac{dV}{dx} \right). \quad (5)$$

Уравнение (5), естественно, нужно решать методом последовательного приближения по малому параметру $\sim dV/dx$. Нулевое приближение, которое определяется дисперсионным уравнением без градиентных поправок, даёт устойчивые решения:

$$\omega_0 = k_z V \pm \omega_p \frac{k_z}{k}, \quad k_{x0}^2 = \frac{\omega_p^2 k_z^2}{(\omega_0 - k_z V)^2} - k_x^2 - k_z^2. \quad (6)$$

Опуская выкладки, укажем, что обусловленное градиентом скорости поправка к частоте ($\omega = \omega_0 + \omega_1$), обусловленная градиентом скорости, оказывается равной

$$\omega_1 = - \left((\omega_0 - k_z V) \frac{k_y}{k_z \omega_B} + i \frac{k_z}{k_{x0}} \right) \frac{dV}{dx}. \quad (7)$$

Как следует из (7), первое слагаемое в квадратной скобке, приводящее в (3) к неустойчивости решения, в приближении геометрической оптики даёт лишь действительную поправку к частоте, неустойчивость же решения обуславливается именно дополнительным слагаемым (5). В результате условие градиентной неустойчивости оказывается отличным от (3), хотя необходимый для этого знак производной $dV/dx > 0$ остается в силе.

Аналогичным образом нуждаются в уточнении и результаты многих других опубликованных работ, посвященных градиентным неустойчивостям.

- [1] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. –М: Атомиздат, т.2, 1977, с.61.

ДЕМОНСТРАЦИОННАЯ УСТАНОВКА “ВОЛНЫ НА МЕЛКОЙ ВОДЕ”

П.В.Казарин, Н.С.Степанов, Н.Ф.Услугин

Нижегородский госуниверситет

Изучение нелинейных волновых явлений – одно из актуальных направлений современной физики. Этим вопросам уделяется значительное внимание и в курсах общей физики. Весьма желательны и соответствующие лекционные демонстрации. Наиболее известные в нелинейной оптике опыты (по удвоению частоты, самофокусировке и др.), требующие достаточно мощных лазеров и сложной юстировки, трудно воспроизводимы в условиях лекционной аудитории. Поэтому в качестве демонстрации некоторых из хорошо известных нелинейных эффектов предлагается опыт с гравитационными волнами на поверхности жидкости. Заметим, что определенные аспекты нелинейной деформации таких волн могут исследоваться и в лабораторной работе [1], однако соответствующая установка не адаптирована к условиям лекционной демонстрации.

Как известно [2], на мелкой воде, когда $h \ll \lambda$ (здесь h – глубина жидкости, а λ – длина волны), скорость гравитационных волн зависит от глубины и равна $V = \sqrt{gh}$, где g – ускорение свободного падения. Такое выражение справедливо и для волн конечной амплитуды, при этом под $h(x,t)$ следует понимать локальное значение высоты волны на произвольном ее участке. Гребни волн, двигаясь быстрее впадин, “настигают” их, в результате происходит нелинейная деформация профиля волны (например, вначале синусоидального). На достаточно больших расстояниях возможно даже и “опрокидывание” волны.

Демонстрация этого явления в лекционной аудитории, однако, встречает определенные трудности. С одной стороны, демонстрационная установка, естественно, должна быть достаточно компактной, а с другой стороны, для заметного изменения формы, гребень волны должен пройти достаточное расстояние (в масштабе длин волн). При этом эффекты должны быть заметны “на глаз”, без сложной регистрационной техники.

Установка для наблюдения гравитационных волн на поверхности воды (рис.1) состоит из ванны из прозрачного материала (оргстекло), длиной 170см, шириной 8.5см, высотой бортов 18см. Невозмущенная глубина воды выбирается в пределах 4-10см. Генерация волн осуществляется электромеханическим волнопродуктором, частоту и амплитуду которого можно менять в ходе эксперимента. Профиль водной поверхности можно наблюдать непосредственно или на экране телемонитора, для чего используется миниатюрная TV-камера.

Опыты показывают, что наиболее наглядна картина волн, когда на длине ванны укладывается от 5 до 10 волн. Исходя из этих соображений, подбирается частота и амплитуда генерируемых волн. К сожалению, эффект деформации профиля волны при постоянной глубине при таких параметрах не успевает накапливаться. Большого эффекта удастся достичь, если глубину жидкости сделать уменьшающейся (для

этого в конце ванны устанавливается наклонная пластина). Пример получающегося профиля набегающей волны показан на рис.2.

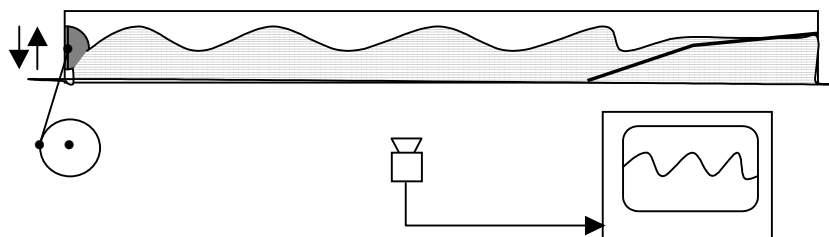


Рис.1



Рис.2

Таким образом, в отличие от [1] на данной установке можно наглядно наблюдать весь процесс деформации волн при ее распространении на мелкой воде. Особенно это заметно при использовании телекамеры и TV-монитора, при этом удастся хорошо рассмотреть опрокидывание волны при “выкатывании” ее на мелководье, а при достаточном увеличении можно наблюдать и движение мелких частичек, взвешенных в жидкости (на экране телемонитора хорошо видны замкнутые траектории движения таких частичек).

- [1] Петров В.В. Динамика поверхностных гравитационных волн: описание к лабораторной работе. –Н.Новгород: ННГУ, 1995, 20с.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. Т. VI. Гидродинамика. –М.: Наука, 1988, с.55.

СВОЙСТВА КЛАССИЧЕСКИХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ МОДИФИЦИРОВАННЫХ БАЗИСОВ В ЗАДАЧАХ АППРОКСИМАЦИИ ЦИФРОВЫХ ДАННЫХ

А.К.Бритенков

Нижегородский госуниверситет

Задача аппроксимации в общем виде состоит не только в получении максимально приближенной к оригиналу зависимости, но также в нахождении наиболее простого аналитического описания такой зависимости. Разложение функции, заданной в виде набора значений в узловых точках

$$s(t) = \{z_1(t_1), z_2(t_2), \dots, z_k(t_k)\}, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (1)$$

в обобщенный ряд Фурье по ортогональному базису $\{\varphi_i(t)\}$ с весом $\rho(mt)$

$$\int_0^T \varphi_j(t) \varphi_i(t) \rho(mt) dt = 0 \quad \text{если} \quad i \neq j, \quad (2)$$

где m – масштабный коэффициент, “растягивающий” или “сжимающий” эффективный диапазон функции $\varphi_i(x)$ по оси x , позволяет перейти к аналитическому описанию массива цифровых данных $s(t)$ с заданной точностью ε :

$$s(t) = \sum_{i=0}^N A_i \varphi_i(t) \pm \varepsilon \quad \text{при} \quad t \in (0, T). \quad (3)$$

Для сокращения длины ряда и оптимизации описания (3) с заданной точностью ε , базисные функции необходимо подбирать в соответствии с формой $s(t)$. Выбор базиса $\{\varphi_i(t)\}$ реализуется с помощью вычисления коэффициента формы K_n , определяющего похожесть зависимости (1) на форму $\{\varphi_i(t)\}$ первых членов ряда (3). K_n определяется как отношение проекции $s(t)$ на обратную по форме к $\{\varphi_i(t)\}$ функцию, к проекции $s(t)$ на базисную функцию [1]. В случае степенного ряда

$$K_n = \int_0^T s(t)(T-t)^n dt \Big/ \int_0^T s(t)t^n dt, \quad n \geq 1, \quad (4)$$

где n – параметр, определяющий “чувствительность” коэффициента формы к характеру $s(t)$. Нахождение минимума функционала невязки (среднеквадратичного отклонения) как функции масштабного коэффициента m для сокращения длины ряда N разложения (3) при заданной точности ε , дает дополнительную информацию о свойствах $s(t)$, поскольку при правильном выборе базиса первые члены ряда несут наибольшую информацию о свойствах (1). Кроме выбора базисных функций нужной формы важно руководствоваться конечной целью описания (3). Поскольку в интеграл Фурье для вычисления коэффициентов разложения входит весовая функция $\rho(mt)$, то точность аппроксимации (как интегральная, так и локальная, в конкретной точке на интервале $[0, T]$) существенно зависит от характера $\rho(mt)$:

$$A_i(m) = \int_0^T S(t) \rho_i(mt) \rho(mt) dt. \quad (5)$$

Возможность получения набора классических модифицированных ортогональных функций $\{\varphi_i(mx)\}$ с помощью рекуррентных соотношений вида

$$\varphi_{i+1}(x) = (a+bx)\varphi_i(x) + c\varphi_{i-1}(x), \quad (6)$$

где $a=a(i)$, $b=b(i)$, $c=c(i)$ – рекуррентные коэффициенты [2], позволяет быстро вычислять интеграл (5) и достигать необходимой точности разложения увеличением N . С другой стороны, практическая реализация подобного метода сопряжена с особенностями численного эксперимента. Так, ортогональность классических базисов при вычислении на ПК имеет порядок шага дискретной сетки, как показано на примере исследования ортогональности функции Лагерра с шагом 0,1, $m=1$ на отрезке $[0,100]$ (рис.1: В горизонтальной плоскости на осях отложены номера базисных функций, по вертикальной оси – значение интеграла (2)), и оказывается недостаточной для аппроксимации с заданной точностью. Уменьшение шага не решает проблему полностью (рис.2 – функция Лагерра, $m=1$, шаг 0,02).

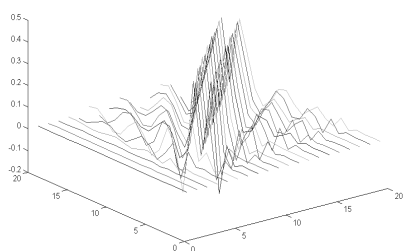


Рис.1

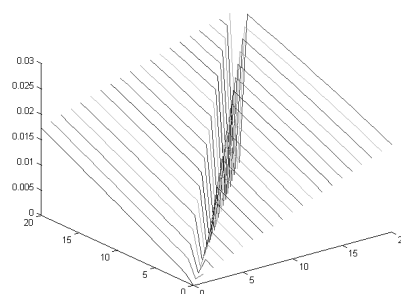


Рис.2

Поэтому актуальной задачей остается построение соотношений (6) и вычисление коэффициентов Эйлера-Фурье (5) с учетом специфических особенностей зависимости (1) и $\rho(mt)$. Это позволяет вычислять 10^4 и более коэффициентов разложения, при этом увеличение N монотонно уменьшает ошибку аппроксимации.

- [1] Дедус Ф.Ф., Махортых С.А., Устинин М.Н., Дедус А.Ф. Обобщенный спектрально-аналитический метод обработки информационных массивов. Задачи анализа изображений и распознавания образов/ Под общ. ред. Дедуса Ф.Ф. –М.: Машиностроение, 1999.
- [2] Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовца М., Стиган И.// Пер с англ. –М.: Наука, 1979.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНАХ

В.В.Клиньшов

Нижегородский госуниверситет

В данной работе было рассмотрено несколько задач, связанных с движением частиц в жидкости при возбуждении на ее поверхности волны. Во всех этих случаях задавалось поле скоростей, а уравнения движения для частиц решались численными методами с помощью персонального компьютера.

Во всех случаях использовалось приближение длинных волн малой амплитуды: $A \ll h_0 \ll \lambda$, где A – амплитуда отклонений поверхности жидкости, h_0 – глубина жидкости, λ – длина волны. Тогда вертикальную составляющую скорости течения v можно считать пропорциональной высоте над уровнем дна, а горизонтальную u – постоянной [1]. Из этих предположений

$$u(x, y, t) = -\frac{1}{h} \cdot \int_0^x \frac{\partial h}{\partial t} dx \quad v(x, y, t) = \frac{y}{h} \cdot \frac{\partial h}{\partial t}, \quad (1)$$

где x, y – координаты точки, h – высота поверхности жидкости.

1) Движение частиц в гармонической поверхностной волне

Если на поверхности жидкости существует стоячая гармоническая волна, то $h(x, t) = h_0 + A \sin \omega t \cos kx$, и из уравнений (1) следует

$$u_1(x, y, t) = -A (g/h_0)^{1/2} \cos \omega t \sin kx, \quad (2a)$$

$$v_1(x, y, t) = A (\omega y/h_0) \cos \omega t \cos kx, \quad (2b)$$

где k – волновое число, ω – частота волны; k и ω связаны дисперсионным уравнением $\omega^2 = (gh) k^2$. На основе данных уравнений были найдены траектории движения частиц. Результаты общеизвестны и были получены лишь для проверки метода.

2) Осаждение инородных частиц при гармонической поверхностной волне

В этом случае частицы примеси двигаются под действием осаждающей их силы тяжести и силы вязкого трения окружающей жидкости, и уравнение их движения выглядит так:



Рис. 1

$$\partial u_2 / \partial t = \eta (u_1 - u_2) \quad (3a)$$

$$\partial v_2 / \partial t = \eta (v_1 - v_2) - g^*, \quad (3b)$$

где u_2 и v_2 – горизонтальная и вертикальная скорости частиц, η – нормированная на массу частицы вязкость, g^* – ускорение свободного падения с учетом Архимедовой силы, а u_1 и v_1 определяются уравнениями (2).

Осаждаясь, частицы колеблются, увлекаемые жидкостью, как показано на рис.1, и их распределение на дне будет неравномерным. Частицы будут скапливаться в пучностях отклонения поверхности и “проноситься” жидкостью мимо узлов волны. На рис.2 показано распределение осевших частиц, полученное в компьютерном эксперименте при условии, что частицы осаждаются достаточно долго по сравнению с периодом волны.

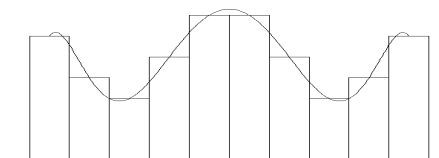


Рис.2

3) Движение частиц при образовании на поверхностной волне солитона

Далее рассматривалось движение частиц при возникновении на фоне стоячей линейной волны двух солитонов, движущихся в противоположных направлениях. Такие солитоны наблюдались экспериментально [2]. Форма солитона задается следующим уравнением для смещения поверхности жидкости (знаки “+” и “-” соответствуют разным направлениям движения):

$$\Delta h = B ch^{-2} ((3B/4h_0^3)^{1/2} (x \pm v_s t)), \quad (4)$$

где B – амплитуда солитона, а $v_s = (gh)^{1/2} (1 + B/2h_0)$ – его фазовая

скорость. Характерная ширина солитона $\Delta x \approx 2 h^{3/2} B^{-1/2}$. На рис.3 показаны траектории частиц жидкости. Они сходны со случаем чисто гармонических волн, но солитон периодически “вырывает” частицы вверх и немного сдвигает по направлению своего движения.

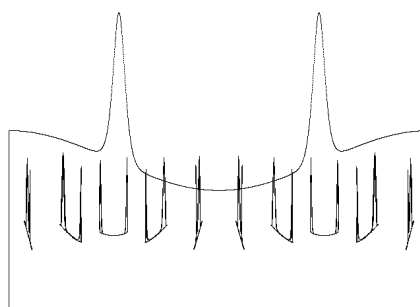


Рис.3

- [1] Нелинейные волны./Под ред. С. Лейбовича и И. Сибатса. –М.: Мир, 1977.
- [2] Papko V.V., Ezersky A.B., and Mutabazi I. Laboratory Modeling of Impurity Transport in a Bottom Boundary Layer of Surface Waves /Abstract Book 20th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. P.215.

ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ УСАДОЧНЫМИ ПРОЦЕССАМИ В СЛОЕ ПРОЗРАЧНОГО ФОТОМАТЕРИАЛА ЗА СЧЕТ ВНУТРЕННЕГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ

С.Н.Менсов, А.В.Семенов

Нижегородский госуниверситет

Известно, что в процессе фотополимеризации, помимо чисто химического превращения мономера в полимер, происходит усадка полимеризующегося объема в силу того, что плотность полимера ρ_p примерно на 5% выше плотности мономера ρ_m [1]. Если засвечивать полимеризующийся фотоматериал не однородно по объему, то и усадка будет различной в каждой из точек. Это приведет к диффузии мономера из незаполимеризованных областей в “усевшие” области, т.е. в области с большей степенью конверсии. Тогда уравнение, описывающее изменение концентрации мономера в объеме, занимаемом только им самим, можно записать так:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial t} M_0 \rho_p \frac{\rho_p - \rho_m}{(\rho_p - \rho_m P)^2} + D \Delta M, \quad (1)$$

где P – степень конверсии, M_0 – начальная концентрация мономера, D – коэффициент диффузии. Анализ уравнения (1) значительно упрощается, если учесть следующее. Все полимеризующиеся композиции обладают значительным периодом индукции до некоторой экспозиции H_0 , после которого степень конверсии практически мгновенно достигает предельной величины P_m [1,2]. По сути дела, в этом случае мы имеем движущийся фронт полимеризации в сторону убывания интенсивности I инициирующего излучения. Если скорость движения этого фронта много меньше скорости диффузионного потока, а именно:

$$\frac{I^2(x, y, z)}{|\nabla I| H_0} \ll \sqrt{2D},$$

то диффузию можно считать мгновенной, и концентрация мономера в полимеризующемся объеме выравнивается до M_0 за счет “прихода” мономера из незаполимеризованной области, объем которого при этом уменьшается на величину:

$$\Delta V_{\text{моном}} = \iiint_{\text{где } P=P_m} \left(1 - \frac{\rho_m}{\rho_p}\right) P_m dV. \quad (2)$$

Такие управляемые светом диффузионно-усадочные процессы были нами использованы при изготовлении линзовых растров. Для этого слой фотополимера толщины H засвечивался через маску, состоящую из непрозрачных кругов радиуса R , расположенных в узлах квадратной сетки (рис.1). Тогда в цилиндрическом полимеризующемся объеме под каждым из кругов создавалось, за счет рассеяния света на собственных гауссовых неоднородностях полимера [2], распределение

интенсивности, показанное на рис.2. Здесь “тонкими” кривыми показаны линии постоянной интенсивности, уровень которых убывает сверху вниз. В этом случае фронт полимеризации будет двигаться в направлении противоположном ∇I . Причем, исходя из (2), полимеризация прекратится по истечению мономера, т.е. на той линии уровня, объем под которой будет составлять порядка 95% начального объема цилиндра. Следовательно, форма поверхности полимера будет повторять форму этой “последней” линии уровня.

Численный расчет показал, что при засветке слоя фотополимера толщиной 5мм через маску с $R=1\text{мм}$ (рис.1), обеспечивалось условие многократного рассеяния, и “последняя” линия уровня оказалась практически частью сферы (“жирная” кривая на рис.2). Это позволило при таких условиях изготовить линзовый растр (рис.3), состоящий из идентичных сферических линз с фокусным расстоянием порядка 10мм.

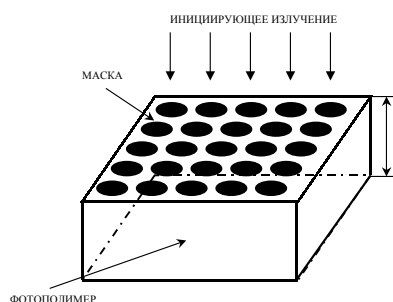


Рис. 1

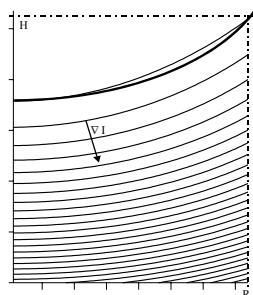


Рис.2

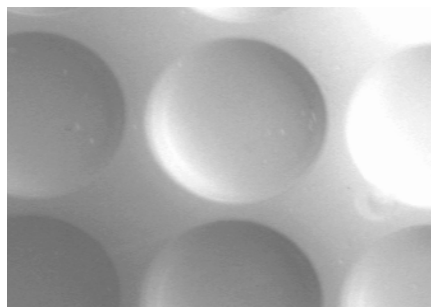


Рис.3

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-03-33040.

- [1] Берлин А.А. Акриловые олигомеры и материалы на их основе. —М.: Химия, 1983, 336 с.
- [2] Абакумов Г.А., Менсов С.Н., Семенов А.В. //Оптика и спектроскопия. 1999. Т.86, №6. С.1029.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ОЦЕНИВАНИЯ КОМПОНЕНТ ПЛОСКОГО ТЕНЗОРА ДИСТОРСИИ НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРУЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

О.В.Семенова, О.А.Морозов

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время большое внимание уделяется рассмотрению поведения тела в ходе пластической деформации на мезоскопическом масштабном уровне, когда учитывается структурная неоднородность материалов.

Установлено, что при пластическом деформировании структурно-неоднородного материала на поверхности происходит локализация деформаций, и поля смещений и деформаций носят сугубо неоднородный характер. Для выявления особенностей пластического течения на поверхности, в основном, применяют метод обработки оптических изображений (ОИ) [1], основанный на использовании корреляционного анализа изображений поверхности исследуемого материала и построении полей смещений участков поверхности. Он дает приемлемые результаты, когда используется усреднение по достаточно большой области поверхности, а анализируемые изображения имеют хорошие корреляционные свойства.

В частности, на вид корреляционного максимума оказывают сильное влияние изменение масштаба и локальные повороты участков изображения. В ряде задач важно рассматривать не поля смещений, а поля деформаций, тогда возникает задача численного дифференцирования. Изменения величины компонент поля смещений определяются с точностью до одного элемента разрешения, то есть являются дискретными, с чем связана высокая погрешность измерений, которая не позволяет получать из поля смещений поле деформаций с достаточной для расчетных целей точностью. Вследствие дискретности полей смещений поля деформации приобретают “скачкообразный характер”. Анализ неточных полей смещений и деформаций может привести к неверным выводам о механизмах развития деформаций. Задача прецизионного оценивания смещений поверхности исследуемого объекта в настоящее время является актуальной.

В данной работе предлагается методика количественного определения значений неоднородных деформаций и смещений на участках поверхности, эволюционирующей в ходе пластического деформирования материала, основанная на использовании методов многомерной оптимизации функционала рассогласования (ОФР) рельефов деформируемой поверхности. Методика может рассматриваться как самостоятельная, но в то же время может использовать оценку смещений и деформаций, полученную различными методами, для уточнения.

Вектор координат глобального минимума составленной многомерной функции будет являться искомой оценкой функции деформации.

$$\mathbf{e} = \arg \left\{ \max_{\mathbf{e}} P(\mathbf{e}) = \frac{\int_{\Omega} (f' - g[\mathbf{e}, f])^2 d\Omega}{\int_{\Omega} f'^2 d\Omega} \right\},$$

где $f' = f'(x, y)$ – реальный деформированный рельеф, $g = g(x, y)$ – модельный рельеф, приближаемый к деформированному, $\mathbf{e}$ – оценка тензора дисторсии, $f = f(x, y)$ – недеформированный рельеф, Ω – область, на которой вычисляется рассогласование.

Основой реализованного алгоритма является схема последовательных приближений на базе метода Хука-Дживса. Эта схема подразумевает использование методов многомерной оптимизации несколько раз, на каждом этапе увеличивается размерность оптимизируемого функционала, которая зависит от количества участков разбиения рельефа поверхности, а посчитанные деформации или смещения являются начальным приближением для следующего этапа. Возможно использование случайного начального приближения на начальных этапах, в этом случае есть возможность оценить ошибку определения значений деформаций и смещений.

С целью тестирования алгоритма проведены модельный и полунатурный эксперименты. Для сравнения результатов использовался метод обработки оптических изображений. Модельный эксперимент заключался в следующем. В качестве исходного рельефа поверхности использовалось реальное изображение алюминиевого образца. Задавались распределения деформаций (смещений), на их основе деформировалась сетка координат исходного изображения, и с помощью специальной процедуры интерполяции строилось деформированное изображение алюминиевой поверхности. Два рельефа поверхности служили исходными данными для алгоритма ОФР и метода обработки оптических изображений. Результаты обоих методов показали, что метод ОФР восстановил поля смещений и деформаций с точностью до 2% к заданным, а метод ООИ только качественно отразил неоднородное поведение поля смещений, в то время как поля деформаций были отличны от заданных. Второй эксперимент был проведен с упругим материалом (резина). На одну сторону поверхности материала была нанесена сетка, другая сторона покрашена с помощью красителей для имитации шероховатости поверхности. Материал был подвергнут неоднородному растяжению. Восстанавливались поля смещений тремя методами: методом ОФР, методом ООИ и методом сеток [2]. Метод сеток позволяет вычислять деформации и смещения по измеряемым параметрам нанесенной на образец сетки. Все поля смещений оказались внешне очень похожими, но поле смещений, полученное методом ОФР, оказалось наиболее точным по сравнению с остальными.

Проведенные эксперименты показали, что методика позволяет оценивать поля смещений точнее, чем традиционно используемые методы.

- [1] Панин В.Е., Егорушкин В.Е. и др. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов. –Новосибирск: Наука Сиб. отд., 1995.
- [2] Фридман Я.Б. и др. Изучение пластической деформации и разрушения методом накатанных сеток. –М.: Оборонгиз, 1962.

СРАВНЕНИЕ РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Е.В.Веретенников, Н.Ф.Услугин, А.В.Шишарин

Нижегородский госуниверситет

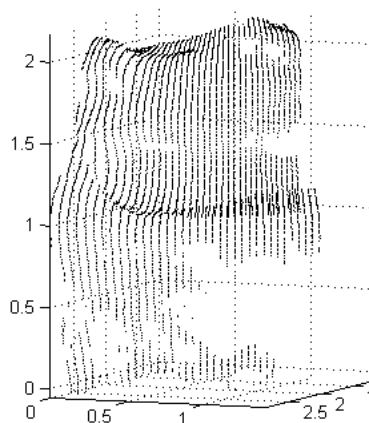
А.Л.Манаков

Нижегородская государственная медицинская академия

Существует ряд задач, в которых требуется сравнить два или более объектов, имеющих как похожие, так и различные участки. При сравнении трёхмерных образов этих объектов задача распадается на две составляющие: совмещение объектов и непосредственно их сравнение. Совмещение объектов каким-либо стандартным математическим методом минимизации функции расстояния в данном случае не подходит, так как при этом совместятся в каком-то среднем смысле как участки, которые должны совместиться, так и те, которые, как ожидается, должны получиться различными. Задача может осложняться ещё и тем, что границы одинаковых и различных областей задаются весьма приближённо.

Подобного типа задача возникает, например, в стоматологической практике. Эксплуатационные свойства создаваемых зубных протезов во многом зависят от того, насколько плотно они прилегают к дёснам при любом возможном движении челюсти. В настоящее время зубные протезы изготавливаются по гипсовым моделям беззубых челюстей, которые, в свою очередь, отливаются с так называемых функциональных оттисков – слепков, полученных непосредственно с тканей беззубой полости рта. Форма оттиска зависит от пластичности, скорости полимеризации и некоторых других свойств оттискового материала. Из практики известно, что зубные протезы, полученные по оттискам, изготовленным из некоторого набора материалов, обладают наилучшими свойствами. В условиях постоянного появления новых материалов возникает необходимость объективного контроля качества моделей, сделанных по оттискам из разных материалов, путём сравнения их между собой.

Экспериментальная установка, использованная для сравнения моделей, аналогична той, что описана в [1]. Перемещающий объект относительно светового листа, последовательно высвечиваются кривые, являющиеся границами сечения объекта плоскостью этого листа. Высве-



чиваемые кривые фиксируются камерой, и после обработки и исправления искажений, вносимых оптической системой, получается изображение, пример которого показан на рисунке. Поскольку разрешение камеры больше, чем сдвиг объекта относительно светового листа, образ объекта является в достаточной степени подробным вдоль каждой снятой кривой и разреженным вдоль линии перемещения объекта. На изображении также присутствуют явные пропуски, связанные с затенением одних частей объекта другими и с недостаточной яркостью света, отражённого от некоторых участков.

Трёхмерные образы похожих объектов, полученные таким образом, обычно являются сдвинутыми и повернутыми относительно друг друга, так как чрезвычайно сложно одинаково позиционировать разные объекты относительно камеры и светового листа. Поэтому перед сравнением одно изображение нужно наложить на другое, причём так, чтобы как можно тщательнее совместились области, где предполагается малое отличие. Отсутствие ярко выраженных характерных точек, разреженность сетки и небольшие ошибки, связанные с процессом измерения, не позволяют точно привязать точки изображения одного объекта к соответствующим им точкам изображения другого объекта, и, таким образом, рассчитать необходимые для совмещения коэффициенты преобразования сдвига и поворота.

Известно, что верхние части слепков должны быть в значительной степени одинаковы. Чтобы совместить эти части, на них искусственно был выделен набор характерных точек, являющихся самыми верхними точками модели. Кривые, построенные по этим точкам, в проекции на горизонтальную плоскость представляют собой кусочно-линейные функции, а в проекции на одну из вертикальных плоскостей – более-менее гладкие кривые. Однако проекции, относящиеся к разным моделям, оказываются в значительной степени идентичными. Это позволяет по характерным особенностям этих кривых найти преобразование сдвига, совмещающее какую-либо чётко видимую особую точку (например, точку изгиба), а также преобразование поворота, окончательно совмещающее эти участки. Полученный набор преобразований, применённый ко всему изображению, в конечном итоге достаточно точно совмещает рассмотренные, искусственно выделенные кривые, а вместе с ними и всё остальное изображение.

Сравнение наложенных изображений представляет определённые сложности в силу нетривиальности поиска расстояния от произвольной точки одного изображения до другого. Разреженность изображения приводит к необходимости введения процедуры интерполяции. Простейшей является линейная интерполяция, поэтому расстояние от точки первого изображения до второго рассчитывалось как расстояние до плоскости ближайшего треугольника, вершинами которого являются точки второго изображения. Используя данную функцию расстояния, были выделены отличающиеся на объектах области, а также рассчитана величина этих отличий.

- [1] Ветеренников Е.В., Татаринов В.Ю., Услугин Н.Ф., Шишарин А.В. //В кн.: Тр. 5-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2001 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2001, с.169.

ДЕМОНСТРАЦИЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

П.В.Казарин, С.Н.Менсов

Нижегородский госуниверситет

В учебной литературе в качестве иллюстрации силовых линий электрических и магнитных полей приводятся опыты по визуализации их в основном для однородных сред [1]. В демонстрационном кабинете ННГУ демонстрируются структуры магнитных полей в средах с резкими границами [2]. В данной работе рассматривается возможность визуализации картины силовых линий электрического поля, преломляющихся на границе двух диэлектриков.

Анализируется поведение таких линий при прохождении через границу раздела в отсутствие на ней свободных зарядов. Из закона преломления силовых линий электрического поля $\operatorname{tg}\alpha_1/\operatorname{tg}\alpha_2 = \varepsilon_1/\varepsilon_2$ (где α_1 и α_2 – углы между линиями и нормалью к границе раздела сред, ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости сред) следует, что силовые линии испытывают преломление. При переходе из диэлектрика с большей диэлектрической проницаемостью ε_1 в диэлектрик с меньшей ε_2 силовые линии приближаются к нормали $\mathbf{n}$, т.е. угол α_2 уменьшается, уменьшается и концентрация (разрежение) силовых линий в диэлектрике с меньшей диэлектрической проницаемостью.

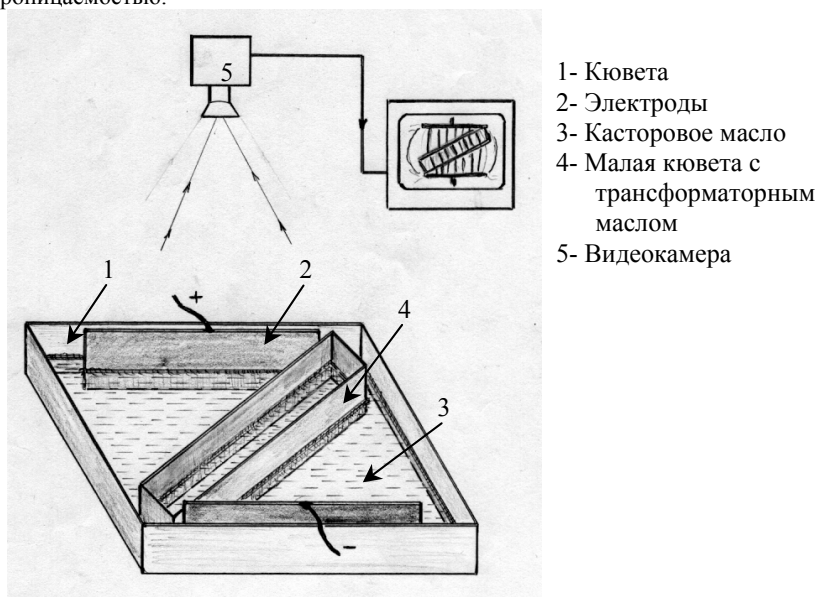


Рис.1

Суть эксперимента заключается в организации границы между двумя диэлектриками с разными диэлектрическими проницаемостями и размещением ее в однородном электростатическом поле под некоторым углом к его направлению. В качестве диэлектриков использовались касторовое масло ($\epsilon = 2,1-2,2$) и трансформаторное ($\epsilon = 4,1-4,5$). Последнее налито в узкую тонкостенную кювету (рис.1), которая диагонально устанавливается между электродами плоского конденсатора, погруженными в сосуд с касторовым маслом. На поверхность жидкостей, по возможности равномерно, распределяется ликоподий. При подключении электродов к кондукторам электрофорной машины наблюдается искривление линий внутри малой кюветы относительно наружного поля (рис.2), что подтверждает преломление их на границе сред. Картина силовых линий искажается течениями жидкости, вызываемые силами, действующими на нее в неоднородном поле. Особенно они значительны на стенках кювет. Мешает также и капиллярность, создающая дополнительную неоднородность. Вследствие указанного, опыт целесообразнее показывать не с помощью диапроектора, а с использованием телевизионной техники.

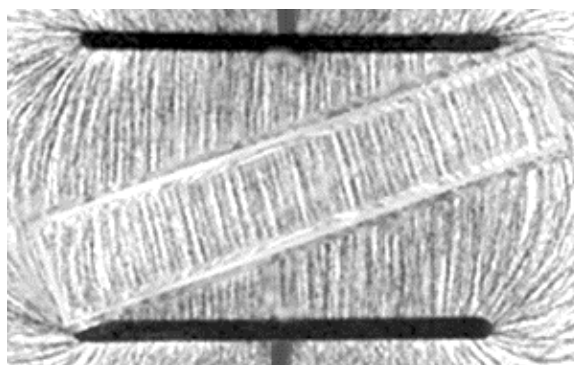


Рис. 2

При постановке подобных опытов основные трудности возникают в выборе подходящих материалов со значительными удельными сопротивлениями (более 10^{15} Ом·см).

- [1] Сивухин Д.В. Общий курс физики. –М: Наука, 1977, т.3, 688 с.
- [2] Казарин П.В., Степанов Н.С. //Физическое образование в ВУЗах. 1997. Т.3, №3. С.82.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ ВЕЩЕСТВА

Д.И.Иудин¹⁾, А.Н.Григорьев²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

Известная из элементарного курса геофизики оценка максимальной высоты гор $h_{\max}$ на планетах основана на том, что давление в основании горы не должно превосходить сдвиговой прочности материала σ_0 : $h_{\max} \sim 3\sigma_0/\rho g$, где ρ – их плотность, g – абсолютная величина ускорения свободного падения. Очевидно, что аналогичное ограничение остается в силе и для максимального размера каверн в литосферах планет. Для каверны, заполненной жидкостью или газом, её максимальный размер оценивается величиной:

$$R_g \sim \sigma_c / \Delta \rho g, \quad (1)$$

где σ_c – минимальная величина из значений прочности материала на разрыв и на сдвиг, $\Delta \rho = (\rho - \rho_f)$ – разность плотности материала и плотности флюида, заполняющего каверну. Разность плотностей сред приводит к различию распределения гидростатических давлений по высоте каверны. (Роль каверны, в частности, может играть связанная сеть трещин в литосфере.) При этом, если исторически каверна или сеть трещин образовывалась под воздействием заполняющего их в данный момент флюида [2], то среднее давление в каверне должно совпадать с давлением в окружающем материале. Различие распределения гидростатического давления по высоте при меньшей плотности флюида приводит к тому, что давление в верхней части каверны (или сети трещин) оказывается больше давления в окружающем массиве, а давление в нижней части каверны соответственно меньше окружающего давления. При достаточной высоте каверны возможно либо превышение разницей давлений в верхней части величины предельной прочности материала на разрыв, либо превышение разницей давлений в нижней части величины сдвиговой прочности материала. В зависимости от того, в какой части каверны выполнилось условие критерия (1), произойдет либо раскрытие трещин в верхней части каверны, либо разрушение материала и закрытие трещин (“залечивание”) в нижней части каверны. При этом открытие трещин в верхней части приводит к постепенному перетеканию туда флюида и понижению давления в нижней части, что, в конечном итоге, приведет к выполнению второго критерия, залечиванию трещин в нижней части и повышению давления во флюиде. Если же первоначально происходит залечивание трещин в нижней части каверны, то общее давление флюида повышается, что приводит к выполнению критерия раскрытия трещин в верхней части. Таким образом, если размер каверны или зоны связанной трещиноватости в литосфере превышает критерий (1), каверна не сможет оставаться статичной: будет происходить медленное ее “всплывание” до приповерхностной области связанной пористости, либо до тех пор, пока критерий (1) не будет нарушен.

Для литосферы нашей планеты $\Delta\rho \sim 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\sigma_0 \sim 10^8 \text{ Па}$, и критический вертикальный размер оценивается величиной $R_g \sim 5 \text{ км}$. Мы получили важную оценку: в литосфере Земли не могут статически существовать каверны или зоны связанной пористости с характерным вертикальным размером более 5 км. Данная оценка была получена для оливина, для осадочных пород величина σ_0 на порядок меньше. Поэтому вертикальный размер области связанной пористости в осадочных породах не превосходит 500 м.

В работе [1] показано, что наряду с традиционными механизмами дифференциации вещества в гравитационном поле, (конвекцией), существует и механизм, обусловленный неустойчивостью многофазной среды по отношению к перколяционному переходу. Этот механизм, в частности, проявляется при перемещении связанной области трещин в твердой литосфере Земли. Критический уровень пористости обеспечивает появление зон прозрачности – макроскопических кластеров газовой компоненты. Нижняя часть области прозрачности характеризуется дефицитом порового давления по сравнению с литостатическим. С другой стороны, верхняя часть области включает зоны с избыточным поровым давлением. Перепады внутрипорового давления пропорциональны размерам зоны прозрачности и компенсируются прочностью твердой матрицы. При некотором критическом размере кластеров газовой компоненты уровень флуктуаций внутрипорового давления превышает прочность пород – твердая матрица разрушается. Газ перемещается в верхние горизонты, где избыточное поровое давление провоцирует дальнейшее разрушение твердой матрицы. Теоретическое рассмотрение дополнено двумерной моделью процесса дифференциации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 01-02-17403.

- [1] Iudin D.I., Kas'yanov D.A. Percolation Model of Seismic Activity. In: Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes, edited by M. Hayakawa, 1999, p.911.
- [2] Ozima M., Podosek F.A. Noble gas geochemistry. Cambridge etc., Cambridge Univ. Press, 1983.

ФРАКТАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ГРОЗОВОГО ОБЛАКА НА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ МОЛНИЕВОГО РАЗРЯДА

Д.И.Иудин¹⁾, А.Н.Григорьев²⁾, В.Ю.Трахтенгерц¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

В основе работы лежит гипотеза о физической связи предварительной стадии молниевых разрядов с мелкомасштабной электрической стратификацией грозового облака – наличием тонкой структуры в распределении электрических зарядов и электрического поля, которая проявляется практически во всех *in situ* экспериментах. Предполагается, что амплитуда мелкомасштабных неоднородностей может существенно превысить величину крупномасштабного внутриоблачного поля,

достичь критического значения и инициировать молниевый разряд. Оставляя за рамками настоящего рассмотрения вопрос о механизмах генерации мелкомасштабной электрической структуры, мы ограничиваемся анализом модельной ситуации, в которой отдельный мелкомасштабный пробой способен спровоцировать “эпидемию” внутриоблачных разрядов. При этом разыгрывается стохастический процесс фрактальной “металлизации” внутриоблачной среды, приводящий к появлению проводящих внутриоблачных кластеров (рис.1), отражающий экс-



Рис. 1

периментально наблюдаемые особенности предварительной стадии, и обладающий универсальными скейлинговыми свойствами, типичными для критической кинетики сильно неравновесных систем. Проанализировано несколько моделей роста внутриоблачного потенциального рельефа. Показано, что наличие даже слабого крупномасштабного поля приводит к взрывному развитию лидерного процесса. Моделирование проводится с использованием трехмерной сети клеточных автоматов, с учетом конечной проводимости возникающих проводящих кластеров. Эволюция мелкомасштабной электрической структуры на предварительной стадии молниевых разрядов представлена на рисунках 2 и 3. В соответствии с указанным подходом мы смоделировали динамику электрических разрядов на сети конечных автоматов с учетом специфики неравновесности облачной среды. На основании этой модели нам удалось доказать принадлежность рассматриваемого процесса к классу перколяционных систем и определить область параметров задачи, где система обнаруживает критическое поведение. Мы демонстрируем, что параметры грозового облака лежат именно в этой области.

Важную информацию о физических процессах внутри облака содержит пространственно-временная динамика разрядов, которая следует непосредственно из компьютерного моделирования, и может быть напрямую сопоставлена с экспериментальными данными по радиоизлучению грозового облака. Такая возможность открывается благодаря предложенному в работе способу определения характеристик радиоизлучения в прямой связи с процессом “размножения” электрических разрядов.

Целью настоящей работы не является детальное сопоставление модели с экспериментальными данными. Однако сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показывают хорошее качественное совпадение. Из

фрактального характера микроразрядов следует универсальность спектров радиоизлучения, которая обнаруживается в эксперименте.

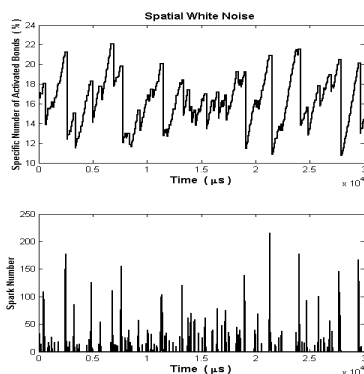


Рис.2

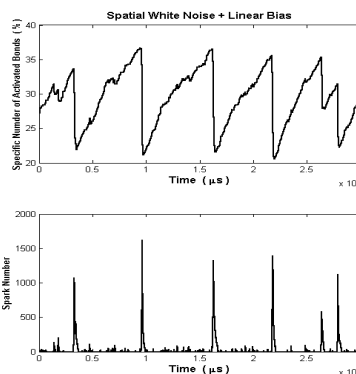


Рис.3

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 01-02-17403.

- [1] Иудин Д.И., Трахтенгерц В.Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001.
- [2] Иудин Д.И., Коровкин Н.В., Григорьев А.В., Трахтенгерц В.Ю. // В кн.: Тезисы докладов VI Всероссийской конференции молодых ученых. –С.-Петербург, 2001.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНО РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПУЧКОВ СВЕТА В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С ПАМЯТЬЮ

А.Л.Лонин, С.Н.Менсов

Нижегородский госуниверситет

Нелинейное самовоздействие электромагнитного излучения (самофокусировка, волноводное распространение) широко исследовалось для сред, характеристики которых зависят от мощности проходящего света. Однако, существует другой вид нелинейных сред – среды с памятью. Их характерной особенностью является необратимость изменений, происходящих под действием излучения. В качестве примера можно привести фотополимеризующиеся композиции. Показатель преломления фотополимера является возрастающей функцией экспозиции, и для его модификации требуется гораздо меньшая интенсивность излучения, чем в случае сред с традиционной нелинейностью. Известно, что в таких средах возможна самоканализация тонких световых пучков, сопровождающаяся образованием волноведущего канала, что можно использовать для синтеза оптических волокон и построения волоконных сетей [1]. Однако, при этом необходимы также и другие элементы – разветвители. Также широкое применение находят такие поливолоконные структу-

ры, как волоконные шайбы. В данной работе численно исследуется возможность создания таких элементов оптическим способом в фотополимерах при взаимодействии параллельно распространяющихся световых пучков.

Численное моделирование производилось на основании решения следующего параболического уравнения для комплексной амплитуды поля E , с помощью которого описывается поведение пучков в параксиальном приближении [2]:

$$2ik \frac{\partial E(x, y, t)}{\partial y} = \Delta_{\perp} E(x, y, t) + k^2 2\Delta n(x, y, t) E(x, y, t), \quad (1)$$

где x и y – поперечная и продольная к направлению распространения пучка координаты, Δn – нелинейная добавка к показателю преломления, k – волновое число, t – время. Рассматривалась эволюция периодического начального распределения амплитуды, а также взаимодействие нескольких некоррелированных между собой световых пучков. Ниже приведены соответствующие этим случаям граничные условия для уравнения (1):

$$E(x, 0, t) = E_0 (1 - \cos(2\pi x / a)), \quad (2)$$

$$E(x, 0, t) = E_0 \exp\left(-\left(x - q \cdot dx\right)^2 / a^2\right). \quad (3)$$

Здесь a – поперечный размер распределения, q – номер пучка. Как показали результаты численного моделирования, характер формирующейся полимерной структуры сильно зависит от коррелированности взаимодействующих пучков. Начальное распределение (2) периодически повторяется при распространении (рис.1). Распределение интенсивности и показателя преломления в результирующей полимерной структуре для одного периода показаны на рис.2 и рис.3, соответственно. Из этих рисунков видно, что образуется система параллельных каналов, в которых главным образом распространяется излучение. Часть света выходит из них, формируя промежуточные каналы, которые не являются единым целым по продольной оси, и не являются волноводными. Этот случай можно использовать для синтеза волоконных шайб. В случае же взаимодействия трех некоррелированных пучков, образуемые ими каналы сливаются в один, что иллюстрируется рис.4, где показано распределение показателя преломления в полимерной структуре. Распределения интенсивности в центральном и боковом пучках представлены на рис.5 и рис.6, соответственно. Этот случай можно использовать для создания разветвителей.

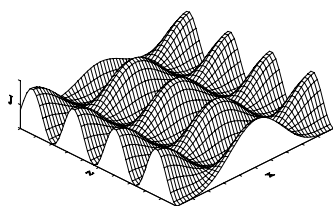


Рис.1

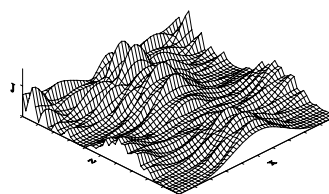


Рис.2

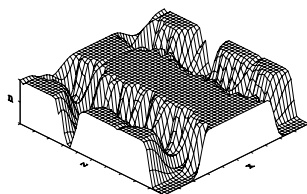


Рис.3

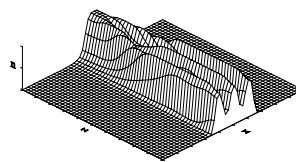


Рис.4

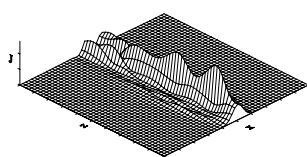


Рис.5

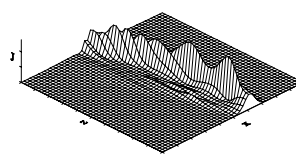


Рис.6

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 01-03-33040.

- [1] Вдовин В.А., Лонин А.Л., Менсов С.Н. //Журнал технической физики. 2001. Т.71, №7. С.67.
- [2] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. –М: Наука, 1979, 384с.

FORMATION OF WAVEGUIDING STRUCTURES IN PHOTOPOLYMERS

A.L.Lonin, S.N.Mensov

Nizhni Novgorod State University

A self-channeling of light beams is a traditional problem of nonlinear optics. This effect is possible when linear diffraction is balanced by self-focusing due to a Kerr-like nonlinearity. However, such type of propagation is well known to be unstable, leading to monotonous diffraction or catastrophic self-focusing. Also the lifetime of the optically induced light guides after switching off the light is of the order of nanoseconds for the Kerr-like media.

Modern photopolymers have high sensitivity and transparency within the visible spectral band. Therefore, the representation of intensity distribution is possible not only in thin layers but also in bulk media. In addition, one-stage process of hardening results in the nonlinear interaction between radiation and polymerizate. The possibility of self-channeling in such a media and using this effect for the synthesis of waveguiding structures is investigated numerically and experimentally in this work.

A theoretical model of the propagation of beams in photopolymer is based on the following parabolic equation for the complex optical field amplitude:

$$2ik \frac{\partial E(x, y, t)}{\partial y} = \Delta_{\perp} E(x, y, t) + k^2 2\Delta n(x, y, t) E(x, y, t), \quad (1)$$

where x and y are the coordinates along and across the propagation direction respectively, k is the wave number and Δn is the refractive index change dependent of the exposure.

As numerical modeling of eq. (1) showed, waveguide-like propagation at sufficient distances is possible only in the case of low intensity of initiating radiation [1,2]. The interaction between two counterpropagating light beams results in self-trapping with the formation of a single common channel if the angel between the beams is below a certain critical value. Synthesis of Y -branch and X -branch splitters is possible with polymer channel attaching to the previously made fiber. The refractive index profile (a) and distribution of the light intensity (b) for self-trapping and branching are depicted on Fig.1 and Fig.2 respectively.

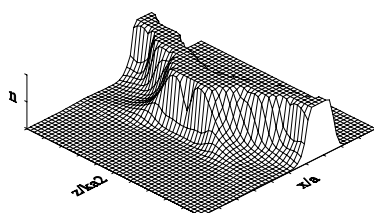


Fig.1(a)

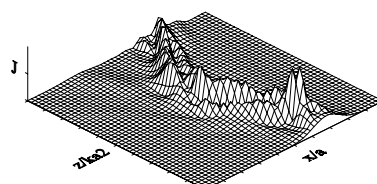


Fig.1(b)

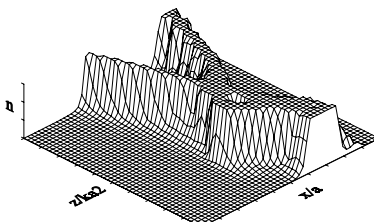


Fig.2(a)

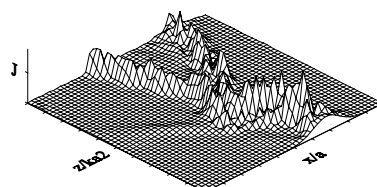


Fig.2(b)

The work was supported by the grant of RFBR 01-03-33040.

[1] Vdovin V.A., Lonin A.L., Mensov S.N. //Technical Physics. 2001. V.46, №7. P.853.

[2] Lonin A.L., Mensov S.N. //Proceeding of SPIE. 2001. V.4644. P.4225.