

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1	
ДИФФУЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ФОТОПОЛИМЕРЕ.....	5
1.1 Динамика процесса фотополимеризации.....	5
1.2 Модель полимеризации тонкого слоя ФПК.....	11
1.3 Модель полимеризации объема ФПК.....	15
ГЛАВА 2	
СПЕКТРЫ РАССЕЯНИЯ НА СОБСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ФПК.....	33
2.1 Рассеяние на изотропных неоднородностях фотополимера.....	33
2.3 Рассеяние на анизотропных неоднородностях фотополимера.....	38
ГЛАВА 3	
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ С ТРАНСПАРАНТОВ, ЗАПИСАННЫХ НА ФПК.....	43
3.1 Оптическая схема проекционного устройства и алгоритмы визуализации рассеивающих транспарантов.....	43
3.2 Оптимизация пространственно-частотных фильтров.....	46
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	51
ЛИТЕРАТУРА.....	52
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 (Конечно-разностная схема, используемая для численного анализа динамики полимеризации в тонком слое).....	54
ПРИЛОЖЕНИЕ 2 (Конечно-разностная схема, используемая для численного анализа динамики полимеризации в объемной среде).....	55
ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (Техника безопасности).....	58

ВВЕДЕНИЕ

Для проецирования изображения в мощных световых потоках транспаранты из традиционных фоторегистрирующих материалов, в которых записанное изображение представляется в виде распределения оптической плотности, мало пригодны, поскольку такие транспаранты разрушаются поглощенной энергией. Однако изменение интенсивности можно осуществлять не только за счет поглощающих, но и с помощью рассеивающих свойств фотоматериала, используя систему оптической фильтрации. Рассеивающие транспаранты не получили широкого распространения в силу сложности их создания. Традиционно рассеиватели формируются с помощью механических (матирование) или химических (травление) методов. В работе рассмотрена возможность оптического создания таких неоднородно рассеивающих сред непосредственно на этапе фотографического отображения [1]. Также исследованы особенности восстановления зарегистрированного изображения. В качестве фоторегистрирующего материала использовалась фотополимеризующая композиция (ФПК) [1].

Технология оптического создания рассеивающих транспарантов на основе ФПК требует получения неоднородно рассеивающих сред с заданными рассеивающими свойствами. Таким образом, возникла необходимость рассмотреть следующие задачи: механизм сохранения записываемого изображения в распределении показателя преломления полимеризующейся композиции, рассеивающие свойства созданного неоднородного транспаранта и систему восстановления, позволяющую воссоздать изображение. Каждой из этих задач посвящена отдельная глава.

В первой главе исследованы размеры и плотность неоднородностей показателя преломления, развивающихся из малых начальных неоднородностей, в зависимости от экспозиции и параметров полимера с помощью численного моделирования кинетического уравнения для ФПК [2]. Рассмотрена модель формирования изотропных неоднородностей показателя преломления среды в тонком слое полимеризующейся композиции. Далее представленная модель обобщается для объемной среды, что позволяет исследовать развитие как изотропных, так и анизотропных неоднородностей показателя преломления в толстом слое. Определены условия, при которых в полимере развиваются изотропные или анизотропные неоднородности. Нетрудно заметить, что пространственное распределение интенсивности отображается в распределение показателя преломления, изменяющее фазу оптического излучения. Таким образом, непосредственно на этапе фотографического отображения формируется рассеивающий транспарант. Прохождению коллимированного пучка света через сформированный фазовый экран посвящена следующая глава.

Угловые спектры рассеяния плоской монохроматической волны на неоднородностях показателя преломления исследованы во второй главе. Аналитическое описание получено для однократного рассеяния на слабых неоднородностях и сильно многократного рассеяния, когда все излучение рассеивается средой и отсутствует прошедшее излучение. Как показывают результаты моделирования, в случае рассеяния света на изотропных неоднородностях показателя преломления транспаранта спектр рассеяния имеет гауссов вид и значительная часть падающего излучения сосредоточена в малом угле вблизи направления падающего света и будет потеряна при фильтрации, которая подробно рассматривается в третьей главе. Рассмотренное далее однократное рассеяние на ансамбле анизотропных неоднородностей большой амплитуды имеет качественно иной вид углового спектра, который позволяет избавиться от потери большей части мощности рассеиваемого светового пучка, присущей изложенному выше рассеянию на изотропных неоднородностях. В случае малых углов падения происходит однократное рассеяние световой волны, а при увеличении угла падения рассеяние становится многократным. Однако практический интерес представляет только первый случай, когда значительная часть энергии падающего излучения рассеивается в малый диапазон углов и легко может быть селективирована в системе восстановления, рассмотренной в третьей главе.

В главе 3 рассматриваются особенности восстановления записанного изображения. Распределение интенсивности может быть восстановлено непосредственно в проецирующей системе, поскольку апертура системы представляет собой пространственный фильтр высоких частот. Однако значительно больший контраст при восстановлении получается при использовании системы пространственно-частотной фильтрации. Предлагаемая система фильтрации пригодна для восстановления изображения с рассеивающего транспаранта, образованного как изотропными, так и анизотропными неоднородностями показателя преломления. В силу того, что размер собственных неоднородностей много больше длины волны света [3], рассеяние является малоугловым и, следовательно, апертурная диафрагма в системе восстановления с транспаранта, образованного анизотропными неоднородностями показателя преломления, не нужна, за счет чего увеличивается контраст изображения. Оптимальный контраст достигается для рассеяния падающего пучка на анизотропных неоднородностях транспаранта. Показана зависимость контраста восстановленного изображения от степени анизотропии неоднородных рассеивателей и угла падения светового пучка. Как свидетельствуют полученные результаты, неоднородно рассеивающие транспаранты с высокой степенью анизотропии неоднородных рассеивателей формируют контрастное изображение. Таким образом, будет обоснованное использование предложенных транспарантов в мощных проекторах.

ГЛАВА 1

ДИФфуЗИОННЫЙ МЕХАНИЗМ САМОФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ФОТОПОЛИМЕРЕ

Процесс записи в фотополимеризующейся композиции (ФПК) представляет собой переход жидкого мономера в твердый полимер с одновременным возрастанием показателя преломления. Записанное изображение, представленное распределением показателя преломления, формируется под совместным действием следующих процессов – фотополимеризации под действием записываемого распределения поля и диффузии в вязкой ФПК. Диффузионно-кинетическое уравнение для полимера будет получено в первом параграфе

Решение диффузионно-кинетического уравнения описывает развитие в объеме полимера изотропных неоднородностей показателя преломления. Поперечный размер неоднородностей (радиус корреляции среды в направлении, поперечном к направлению распространения излучения) в рассматриваемом случае совпадает с продольным и определяется интенсивностью света и параметрами композиции. Такая модель построена в параграфе 2.

Однако на неоднородностях показателя преломления происходит дифракция света и, следовательно, трансформация записываемого распределения поля в объеме ФПК. При определенных условиях в процессе полимеризации в объеме композиции происходит самоорганизация собственных неоднородностей, что приводит к развитию волноводных каналов [4]. В этом случае продольный размер неоднородностей показателя преломления значительно превышает поперечный и при определенных условиях может становиться равным толщине слоя ФПК [4]. Для моделирования процессов самоорганизации необходимо учитывать изменение поля в объеме композиции, что реализовано с помощью метода параболического уравнения [5] в третьем параграфе.

1.1 Динамика процесса фотополимеризации

Фотополимеризующаяся композиция представляет собой смесь мономера и фотоинициатора – вещества, образующего под действием света множество свободных радикалов, инициирующих реакцию полимеризации, при которой происходит переход от жидкого мономера к твердому полимеру. При этом среда становится более плотной, следовательно, переход сопровождается возрастанием показателя преломления. Разница показателей преломления мономера и полимера обычно составляет несколько процентов, но не более 5%-10%. Полимеризация является необратимым процессом и с прекращением действия излучения среда не релаксирует к исходному состоянию, а сохраняет произошедшие изменения.

Поскольку полимеризация ФПК протекает по радикальному механизму, то процесс можно представить следующей упрощенной схемой [1] :

1. Рождение свободных радикалов R' (инициирование) под действием света со скоростью V .

2. Рост цепи: $R' + M = R'$ с константой скорости роста k_p .

3. Обрыв цепи: $R' + R' = P$ с константой скорости обрыва k_o .

Здесь M – мономер, P – полимер. Полимеризация может сопровождаться побочными реакциями такими, как передача цепи на мономер (приводит к снижению молекулярной массы полимера), передача цепи на полимер (приводит к образованию разветвленного полимера), но принципиального значения для кинетики полимеризации они не имеют [6] и рассматриваться не будут.

Отличительной особенностью радикальной фотополимеризации является то, что рождение первичных свободных радикалов происходит за счет поглощения инициатором квантов света [6]. Следовательно, скорость рождения свободных радикалов зависит не просто от времени, а от экспозиции H , определяемой как произведение интенсивности на время ($H=Jt$).

В соответствии с приведенной схемой кинетические уравнения имеют вид [1], [6]

$$\begin{aligned} V &= -dM / dH = k_p \cdot M \cdot R' \\ dR' / dH &= V_i(H) - k_o \cdot R'^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

где V – скорость полимеризации; M – плотность мономера; R' – плотность свободных радикалов.

Будем полагать, что плотность радикалов в любой момент времени близка к стационарному значению [6] Тогда:

$$V = k_p \cdot \sqrt{V_i(H) / k_o} \cdot M. \quad (1.2)$$

Теперь перейдем от переменной M к степени конверсии P . Обозначим плотность полимера как Q . Тогда $M + Q = q$ – плотность системы мономер – полимер. Массовая доля полимера в системе (конверсия):

$$P = \frac{Q}{M + Q} = 1 - \frac{M}{q}, \quad (1.3)$$

откуда:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dP}{dH} \cdot \left[(1-P) \cdot \frac{dq}{dP} - q \right]. \quad (1.4)$$

Подставляя выражения (1.2) и (1.3) в (1.1), получим:

$$\frac{dP}{dH} \cdot \left[q - (1-P) \cdot \frac{dq}{dP} \right] = k_p \cdot \sqrt{\frac{V_i(H)}{k_o}} \cdot q \cdot (1-P), \quad (1.5)$$

или окончательно:

$$\frac{dP}{dH} = k_p \cdot \sqrt{\frac{V_i(H)}{k_o}} \cdot \frac{q \cdot (1-P)}{q - q' \cdot (1-P)} = V(P), \quad (1.6)$$

где $q' = dq/dP$.

Необходимо отметить, что скорость роста и скорость обрыва полимерной цепи зависят от конверсии по-разному. В начале реакции (приблизительно до 50% конверсии) скорость роста изменяется незначительно. С одной стороны, уменьшение скорости диффузии компонентов системы (из-за увеличения вязкости) приводит к падению частоты соударений. С другой стороны, должно расти время соударения, так что вероятность реакции роста в целом не меняется [6]. В то же время скорость реакции обрыва испытывает значительное уменьшение с самого начала полимеризации вследствие сильных диффузионных осложнений реакции между молекулами [1]. При завершении полимеризации (степень конверсии больше 50%) и реакция роста и реакция обрыва значительно замедляются из-за диффузионных затруднений и уменьшения концентрации реагентов. Таким образом, зависимости $V(P)$ и $P(H)$ качественно имеют вид в соответствии с рисунком 1.1. Наличие участка возрастания скорости реакции радикальной полимеризации с ростом степени конверсии подтверждено экспериментально [7], [8].

Поскольку показатель преломления среды пропорционален плотности среды, или, что то же самое, степени конверсии [4]

$$\Delta n(r, t) = \Delta n_{\max} P(r, t), \quad (1.7)$$

то зависимость его от экспозиции будет иметь вид, аналогичный зависимости $P(H)$. Здесь можно выделить три характерных участка: AB – период индукции, BC – участок быстрого возрастания показателя преломления, на участке CD полимер достиг наибольшей плотности, и дальнейшее увеличение показателя преломления невозможно. Данная зависимость традиционно аппроксимируется уравнением Авраами [4], что эквивалентно используемой для описания фоточувствительных сред функции Рэлея [9], [10]. В этом случае выражение для экспозиционной характеристики будет иметь вид:

$$\Delta n(H) = n(H) - n_m = \Delta n_{\max} \left[1 - e^{-(H/H_0)^\gamma} \right] \quad (1.8)$$

где n_m – показатель преломления мономера, Δn_{\max} – максимальное изменение показателя преломления при полной полимеризации, H – экспозиция, H_0 определяет временной масштаб процесса, γ – параметр контраста ФПК.

В этом выражении можно выделить два основных параметра: максимальное изменение показателя преломления и параметр контраста экспозиционной характеристики. Последний определяет степень нелинейности среды и оказывает большое влияние на взаимодействие ее с излучением, что иллюстрируется с помощью рисунка 1.2, где показан вид экспозиционной характеристики (1.8) при $\gamma=2, 3, 4$.

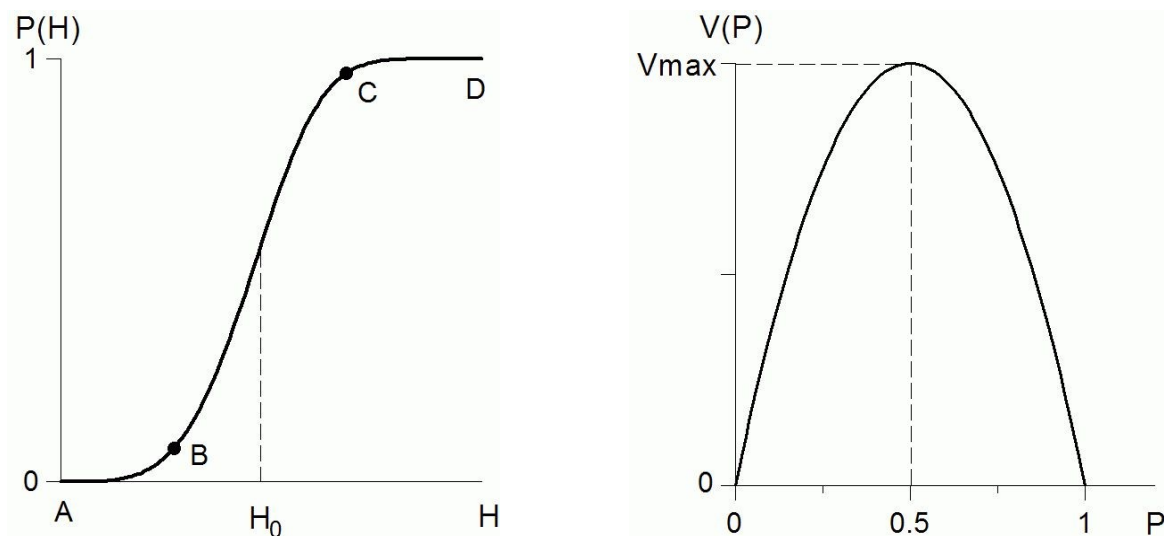


Рисунок 1.1 - Зависимость степени конверсии от экспозиции $P(H)$ и скорости полимеризации от степени конверсии $V(P)$.

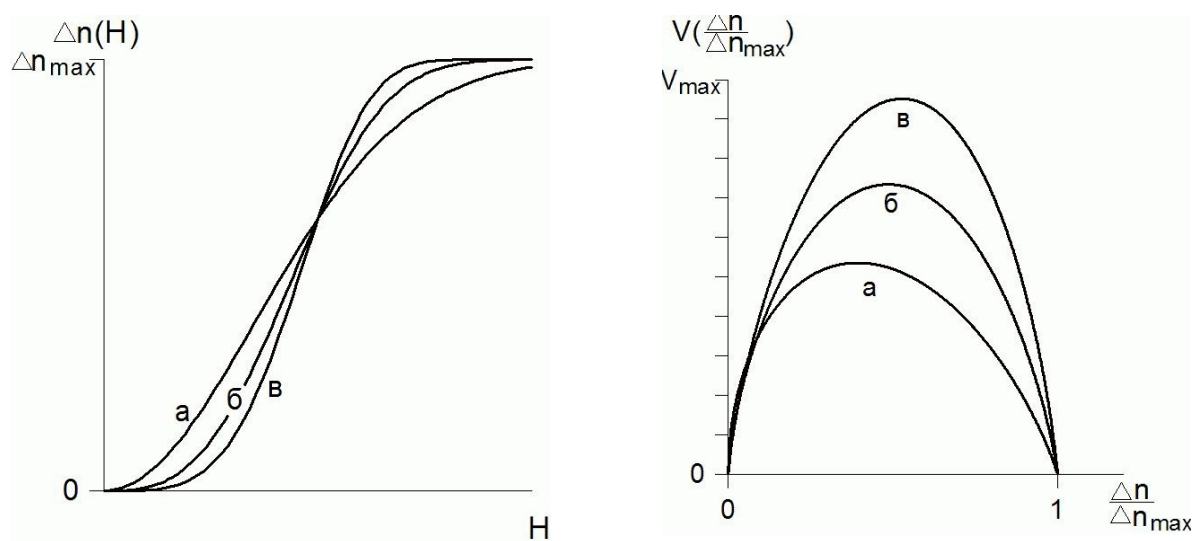


Рисунок 1.2 - Экспозиционная характеристика $\Delta n(H)$ и скорость полимеризации $V(\Delta n/\Delta n_{max})$ ФПК при различных значениях контраста γ : а) $\gamma=2$, б) $\gamma=3$, в) $\gamma=4$.

Таким образом, высококонтрастные среды должны описываться большими значениями γ . Для фотополимеризующейся композиции параметр γ зависит как от ее состава, так и от условий полимеризации.

При постоянной во времени интенсивности экспозиция определяется следующим образом

$$H(r, t) = J(r)t, \quad (1.9)$$

где $J(r)$ – интенсивность экспонирующего поля, t – время экспонирования.

Скорость конверсии в точке равна

$$V(r, t) = d\Delta n(r, t) / dt, \quad (1.10)$$

Учитывая (1.8) и (1.9), найдем выражение для скорости конверсии $V(r, t)$:

$$V(r, t) = d\Delta n(r, t) / dt = J(r)\gamma\Delta n_{\max} (1 - \Delta n(r, t) / \Delta n_{\max}) [-\ln(1 - \Delta n(r, t) / \Delta n_{\max})]^{1-1/\gamma}. \quad (1.11)$$

Заметим, что $V(r, t)$ неявная функция t , следовательно,

$$V(r, \Delta n) = J(r)\gamma\Delta n_{\max} (1 - \Delta n / \Delta n_{\max}) [-\ln(1 - \Delta n / \Delta n_{\max})]^{1-1/\gamma}. \quad (1.12)$$

Вследствие того, что мономер является жидкостью, в кинетических уравнениях необходимо учесть диффузионные процессы в композиции. Процесс диффузии стороннего вещества (полимер), помещенного в непрерывную среду (мономер) происходит по закону Нернста:

$$w = -D(r)\nabla P. \quad (1.13)$$

Здесь D – коэффициент диффузии, w – плотность диффузионного потока (масса вещества, протекающего в единицу времени через единичную ортогональную площадку), P – концентрация вещества ($Pdv = dm$ – масса вещества в бесконечно – малом объеме пространства dv).

Масса вещества, прошедшая на интервале времени $(t, t+dt)$ через бесконечно – малую площадку dS в направлении вектора нормали к ней n находится по формуле

$$dm = (w, n) dt dS. \quad (1.14)$$

Используя введенные характеристики, составим уравнение баланса массы на интервале времени $(t, t+dt)$ (закон сохранения массы) в произвольном конечном объеме Ω пространства с гладкой границей $\partial\Omega$ и вектором внешней нормали к ней n . Имеем, применяя теорему Остроградского-Гаусса,

$$\begin{aligned} \Delta m &= m(t + \Delta t) - m(t) = \iiint_{\Omega} (P(t + \Delta t) - P(t)) dv = \\ &= \iiint_{\Omega} V(r) dv \Delta t - \iint_{\partial\Omega} \langle w, n \rangle dS \Delta t = \\ &= \iiint_{\Omega} (V - \text{div} w) dv \Delta t = \iiint_{\Omega} (V + \text{div} D \nabla P) dv \Delta t \end{aligned} \quad (1.15)$$

После деления на Δt и перехода к пределу при $\Delta t \rightarrow 0$ получаем

$$\iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial P}{\partial t} - \text{div} D \nabla P - V \right) dv = 0. \quad (1.16)$$

Отсюда, учитывая произвольность области Ω , получаем следующее уравнение параболического типа (диффузионное уравнение) для функции концентрации $P(r,t)$:

$$\partial P / \partial t = \text{div} D \nabla P + V(r, t), \quad (1.17)$$

где $V(r,t)$ – плотность источников полимера, распределенных в среде (может быть определена из кинетических уравнений процесса конверсии). В однородной среде, где вязкость D не зависит от координаты, уравнение диффузии принимает свой простейший вид

$$\partial P / \partial t = D \text{div} \nabla P + V(r, t). \quad (1.18)$$

Переходя к пределу при $D \rightarrow 0$, что соответствует локальной модели, получаем

$$\partial P / \partial t = V(r, t). \quad (1.19)$$

Следовательно, функция $V(r,t)$ в уравнении (1.18) представляет собой скорость конверсии в точке и определяется выражением (1.10). В полученных формулах удобно перейти от степени конверсии $P(r,t)$ к величине нелинейной добавки к показателю преломления $\Delta n(r,t)$, которая равна $\Delta n(r,t) = \Delta n_{\max} P(r,t)$ в соответствии с (1.7).

Таким образом, с учетом диффузионного процесса, сопровождающего процесс конверсии, кинетическое уравнение реакции для величины нелинейной добавки к показателю преломления $\Delta n(r,t)$ имеет вид:

$$\partial \Delta n(r, t) / \partial t = D \text{div} \nabla (\Delta n(r, t)) + V(r, \Delta n(r, t)), \quad (1.20)$$

где $V(r, \Delta n)$ – скорость полимеризации в точке, определяемая по формуле (1.12), D – вязкость ФПК. Первое слагаемое правой части описывает диффузионные процессы в композиции. Второе слагаемое представляет собой функцию скорости процесса фотополимеризации, равную временной производной от экспозиционной характеристики $\Delta n(H(r,t))$.

Приведенная модель позволяет оценить устойчивость возникающих макронеоднородностей концентрации. Продифференцируем (1.16) по P :

$$\frac{\partial}{\partial P} \iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial P}{\partial t} - \text{div} D \nabla P - V \right) dv = 0. \quad (1.21)$$

Макронеоднородность концентрации сохраняется при $\partial P / \partial t = 0$, и в этом случае, полагая объем Ω равным объему неоднородности и учитывая направление диффузионного потока вовне рассматриваемого объема, получаем условие устойчивости собственных концентрационных неоднородностей. Полагая неоднородности изотропными, можем записать:

$$-D \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial}{\partial P} P + \frac{\partial}{\partial P} V = 0. \quad (1.22)$$

Представляя условие (1.22) в конечных разностях, находим критический размер собственных неоднородностей L_s :

$$L_s = \sqrt{D / V_p'}. \quad (1.23)$$

Полученное выражение в силу (1.7) эквивалентно

$$L_s = \sqrt{D/V'_{\Delta n}}. \quad (1.24)$$

Макронеоднородности, размер которых больше или равен L_s будут устойчивыми и могут усиливаться в процессе конверсии.

1.2 Модель полимеризации тонкого слоя ФПК

Рассмотрим процесс конверсии в тонком слое полимера. Условия, при которых слой полимера можно считать тонким, не могут быть определены из такой модели и будут получены ниже при рассмотрении процесса конверсии в объемной среде. Учитывая, что в уравнение (1.20) координаты x, y, z входят симметрично, достаточно получить решение одномерной задачи. Отметим, что интенсивность поля J может быть функцией координаты: $J=J(x)$. При заданной интенсивности засветки J в среде формируются неоднородности с радиусом корреляции ρ и дисперсией σ^2 . Полагая функцию $J(r)$ плавной по сравнению с собственным масштабом неоднородностей среды, определяемым по формуле (1.24), можно определить функции $\rho(x)$ и $\sigma^2(x)$. Рисунок 1.3 иллюстрирует приведенную выше модель для однородной $J=const$ и неоднородной $J=J(x)$ интенсивности. В первом случае формирующиеся радиус корреляции и дисперсия однородны для всей среды. Во втором случае в полимере формируется распределение $\rho(x)$ и $\sigma(x)$.

Для одномерной среды (1.20) эквивалентно

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \Delta n(x, t)}{\partial x^2} + \frac{J}{H_0} \gamma \Delta n_{\max} \left[-\ln \left(1 - \frac{\Delta n(x, t)}{\Delta n_{\max}} \right) \right]^{\gamma-1} \left(1 - \frac{\Delta n(x, t)}{\Delta n_{\max}} \right). \quad (1.32)$$

В безразмерных переменных

$$\Delta n' = \frac{\Delta n}{\Delta n_{\max}}; x' = \frac{x}{L}; t' = \frac{tD}{L^2}; J' = \frac{JL^2}{H_0 D}, \quad (1.33)$$

где Δn_{\max} – максимальное изменение показателя преломления при переходе мономера в полимер, D – коэффициент диффузии мономера в системе мономер-полимер, L – протяженность модели, γ – показатель контраста, H_0 определяет временной масштаб процесса, уравнение (1.32) имеет вид:

$$\frac{\partial \Delta n'(x', t')}{\partial t'} = J' \gamma \Delta n_{\max} (1 - \Delta n') [-\ln(1 - \Delta n')]^{1-1/\gamma} + \frac{\partial^2 \Delta n'(x', t')}{\partial x'^2}, \quad (1.34)$$

На рисунках 1.4 а,б,в изображены распределения добавки к показателю преломления Δn при различных значениях вязкости композиции. Радиус корреляции и дисперсия для значений $D=20$ мкм²/с, $D=40$ мкм²/с и $D=60$ мкм²/с приведены на рисунке 1.5. Как видно из графиков, собственный масштаб неоднородностей L_s составляет 19 мкм, 26 мкм и 33 мкм соответственно, что согласуется с аналитической зависимостью (1.24). Заметим, что для корректного вычисления радиуса корреляции

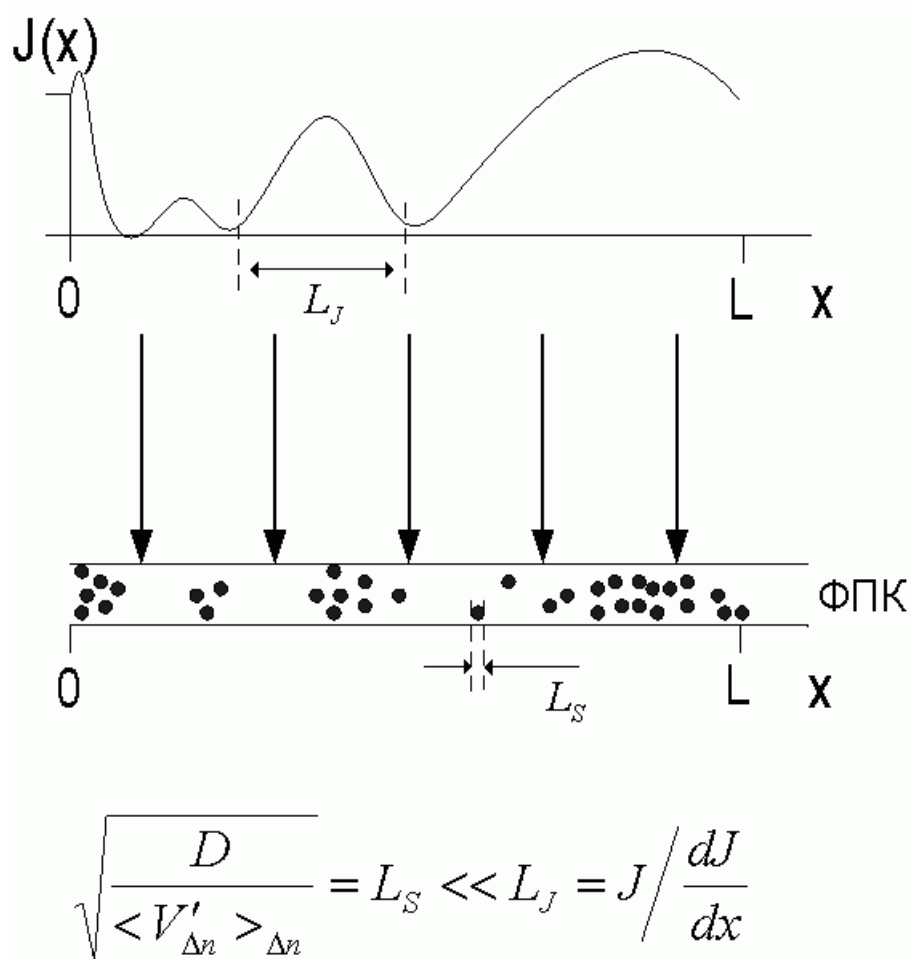


Рисунок 1.3 – Модель тонкого слоя

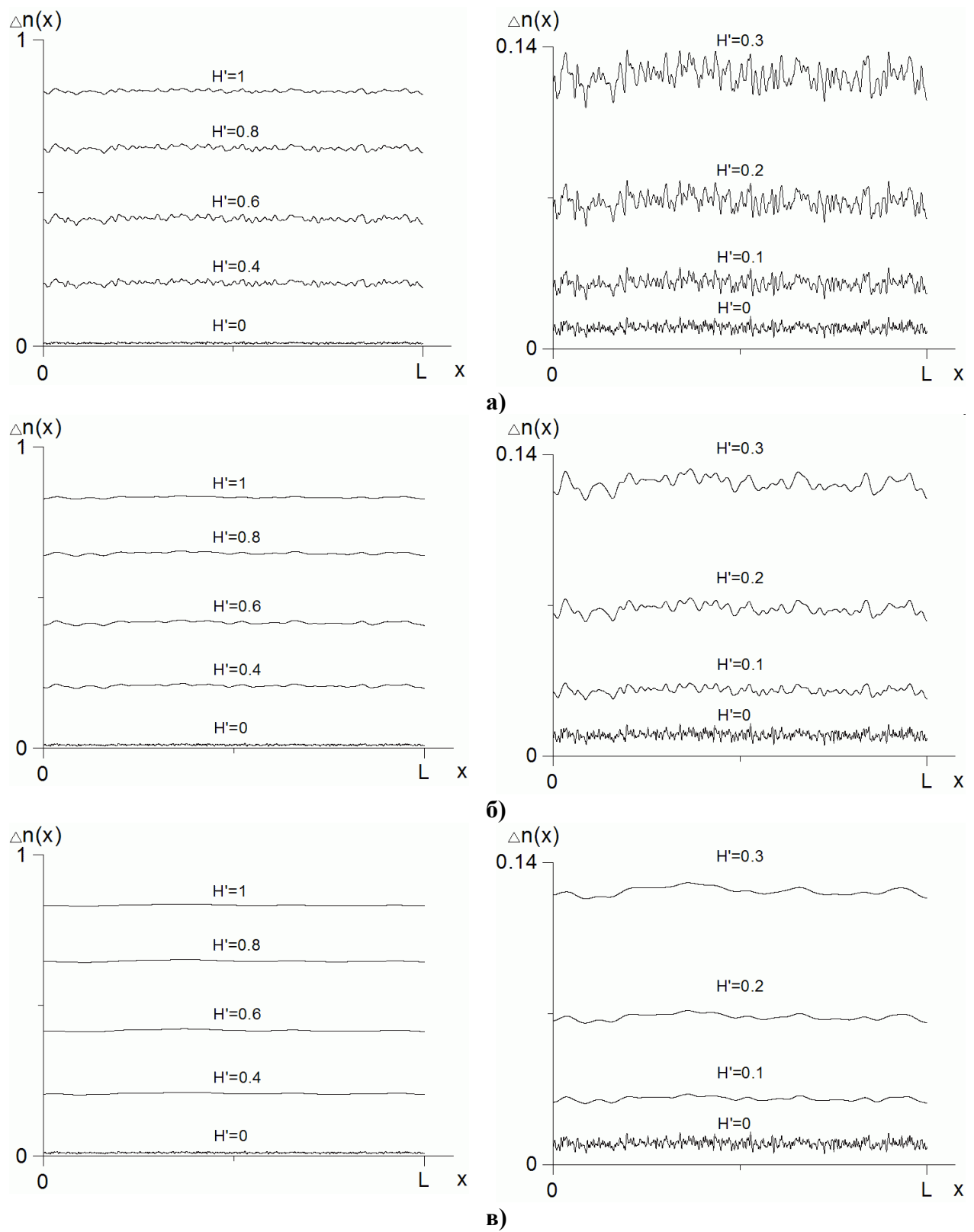


Рисунок 1.4 – Распределение показателя преломления $\Delta n(x)$ в зависимости от вязкости композиции: а) $D=5 \text{ mkm}^2/\text{c}$, б) $D=50 \text{ mkm}^2/\text{c}$, в) $D=500 \text{ mkm}^2/\text{c}$
 $n_0=1\text{E}-2$, $\gamma=3$

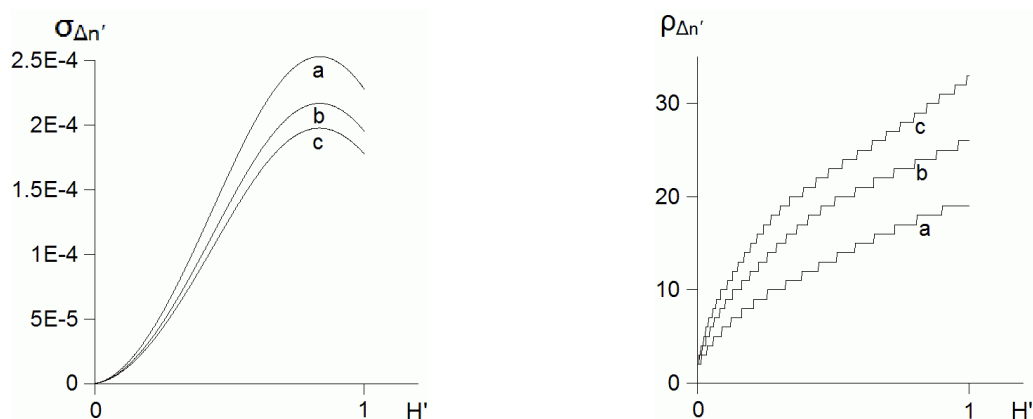


Рисунок 1.5 – Радиус корреляции и дисперсия при различных значениях вязкости композиции а) $D=20 \text{ mkm}^2/\text{c}$, б) $D=40 \text{ mkm}^2/\text{c}$, в) $D=60 \text{ mkm}^2/\text{c}$ ($n_0=1\text{E-}6$, $\gamma=3$, $L=500 \text{ mkm}$)

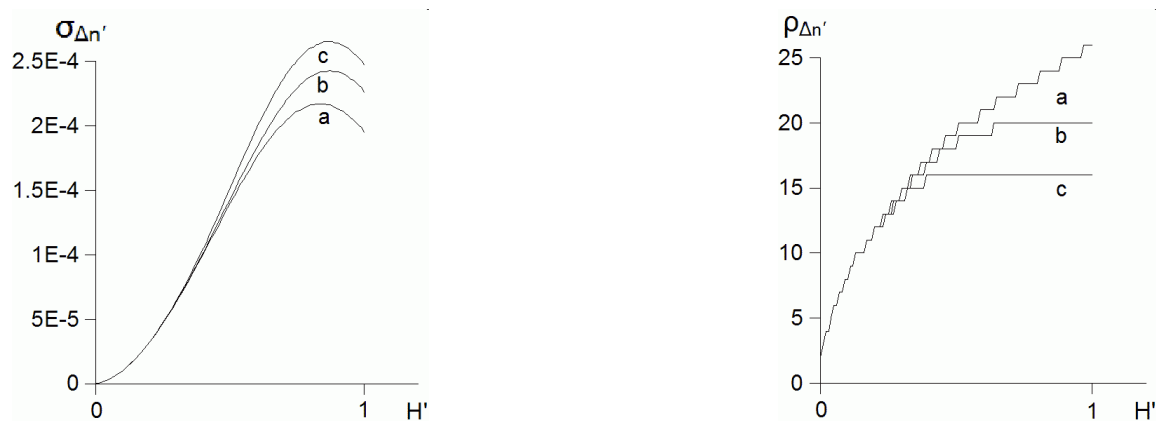


Рисунок 1.6 – Радиус корреляции и дисперсия при постоянной и линейно убывающей в ходе реакции вязкости композиции а) $D=D_0$, б) $\Delta n_D=0.3$, в) $\Delta n_D=0.1$ ($n_0=1\text{E-}6$, $\gamma=3$, $L=500 \text{ mkm}$)

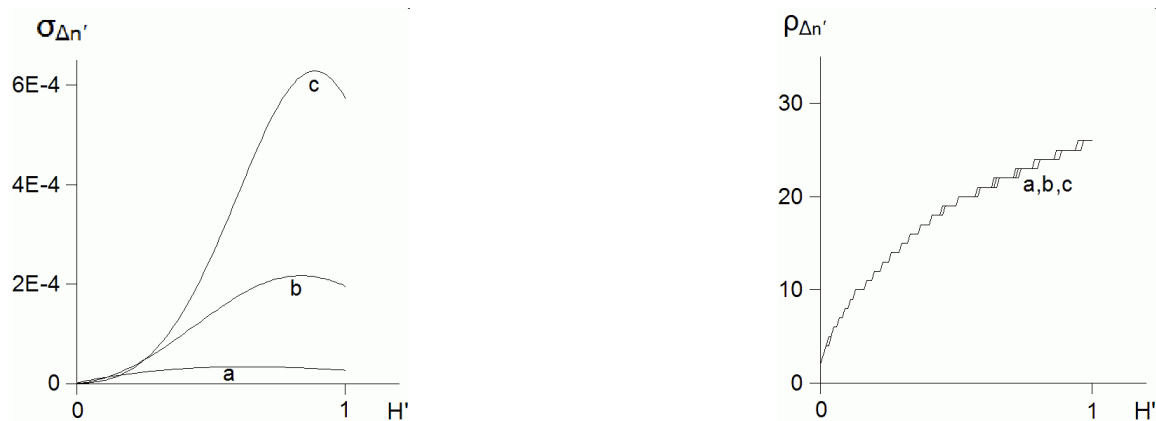


Рисунок 1.7 – Радиус корреляции и дисперсия при различных значениях контраста композиции а) $\gamma=2$, б) $\gamma=3$, в) $\gamma=4$ ($n_0=1\text{E-}6$, $\gamma=3$, $L=500 \text{ mkm}$)

при численном моделировании длина модели L должна как минимум на порядок превышать собственный размер L_s .

Как следует из физико-химических свойств полимеров, коэффициент диффузии в композиции убывает в ходе полимеризации [14] и при $\Delta n = 0.15\Delta n_{max} - 0.30\Delta n_{max}$ обращается в нуль. Рассмотрим, как влияет изменение вязкости композиции на формирующиеся концентрационные неоднородности. Будем полагать, что вязкость линейно зависит от величины $\Delta n/\Delta n_{max}$. В этом случае можно представить коэффициент диффузии в виде

$$D = \begin{cases} D_0(1 - \Delta n/\Delta n_d), & \Delta n \leq \Delta n_d \\ 0, & \Delta n > \Delta n_d \end{cases}, \quad (1.35)$$

где Δn_d – показатель преломления, при котором прекращаются диффузионные процессы в композиции, D_0 – начальный коэффициент диффузии.

Из рисунка 1.6 видно, что дисперсия мало меняется при переходе к модели уменьшающейся в ходе реакции вязкости, а радиус корреляции выходит на постоянный уровень при значении $H' \approx 0.5$ при указанных значениях параметров модели. В то же время контраст композиции γ не влияет на собственный масштаб, но в значительной мере определяет дисперсию неоднородностей, что проиллюстрировано рисунком 1.7. Полученные закономерности будут полезны при рассмотрении модели объемной среды.

Исследуем характеристики неоднородных структур, возникающих в процессе конверсии фотополимеризующейся композиции в зависимости от интенсивности и времени экспозиции. Графики $\rho(J', t')$ и $\sigma(J', t')$ на рисунках 1.8 и 1.9 построены при значении параметров $H_0 = 30 \text{ mW} \cdot \text{с}/\text{мм}^2$, $D = 10^{-5} \text{ мм}^2/\text{с}$, $J = 0,3 \dots 50 \text{ mW}/\text{мм}^2$, $\gamma = 3$, $L = 500 \text{ мкм}$. При больших величинах экспозиции $H = Jt$ значение ρ выходит в область насыщения (рисунок 1.8). В области значений экспозиции, в которой дисперсия существенно зависит от интенсивности (рисунок 1.9), радиус корреляции меняется мало (рисунок 1.8) и при указанных значениях параметров составляет приблизительно 20 мкм. Как показано выше, при убывающей вязкости изменения собственного масштаба еще менее существенны. Таким образом, информация отображается в основном в распределении σ .

1.3 Модель полимеризации объема ФПК

Рассмотрим прохождение излучения через толстый слой фоторегистрирующей композиции. В этом случае, в отличие от модели тонкого слоя, необходимо учитывать дифракционные явления на развивающихся неоднородностях модифицируемой среды. В качестве модулированного светового поля целесообразно использовать

монохроматический гауссов пучок, поскольку такой пучок может быть получен в эксперименте, а также удовлетворяет ограничениям численной модели.

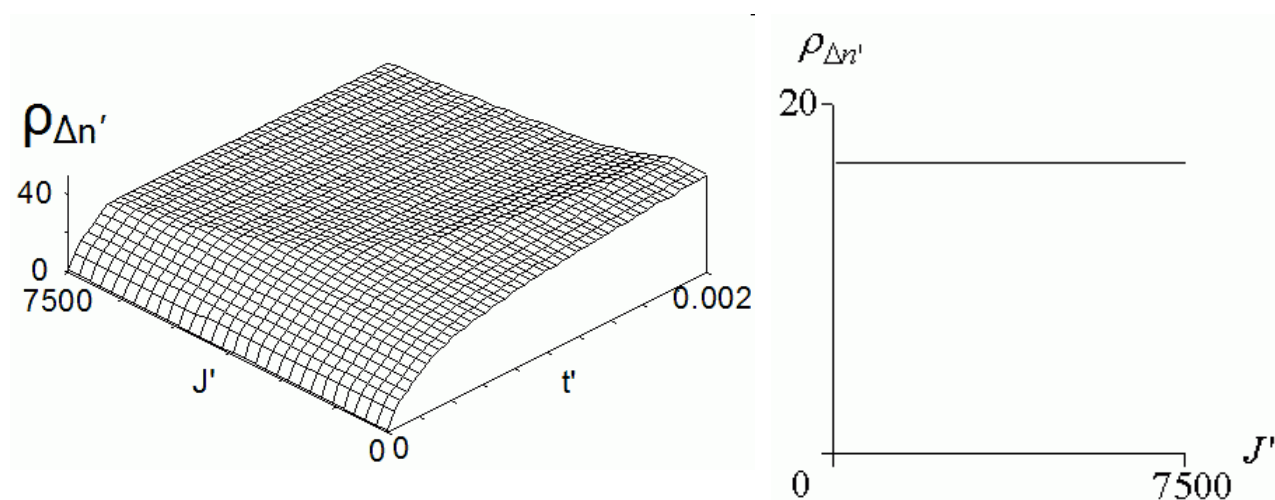


Рисунок 1.8 – Зависимость радиуса корреляции неоднородностей $\rho_{\Delta n'}$ от интенсивности J' и времени экспозиции t' . Сечение приведено для момента времени $1.33 \cdot 10^{-4}$.

$\gamma=3$ и $D=50 \text{ mkm}^2/\text{c}$

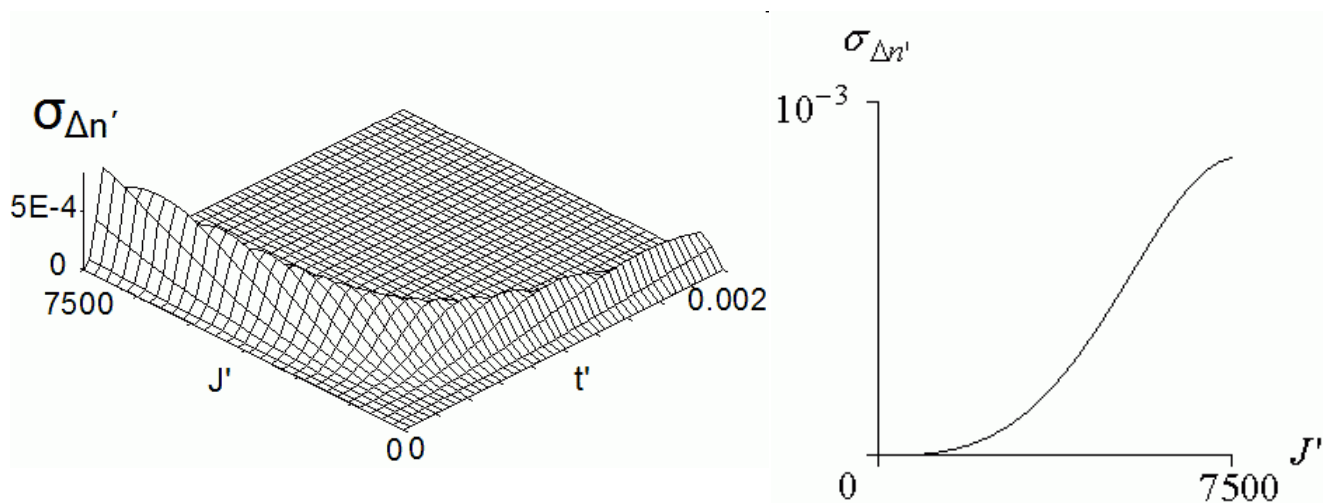


Рисунок 1.9 – Зависимость амплитуды неоднородностей $\sigma_{\Delta n'}$ от интенсивности J' и времени экспозиции t' . Сечение приведено для момента времени $1.33 \cdot 10^{-4}$

$\gamma=3$ и $D=50 \text{ mkm}^2/\text{c}$

Воспользуемся приближением ячеек, подробно рассмотренным в модели тонкого слоя. Поскольку в численном эксперименте не может быть однородной интенсивность $J(x)$, следует результаты, полученные для гауссова пучка преобразовать для случая однородного поля. С этой целью рассмотрим центральную область пучка, в которой поле $A(x)$ меняется мало. Выберем поперечный размер модели равным 500 мкм, как в рассмотренной выше модели тонкого слоя. Из рисунка 1.10 видно, что если мы рассмотрим $1/4$ часть в центре пучка шириной $a=150$ мкм, изменение интенсивности $J(x)=|A(x)|^2$ составляет не более 15%. Как будет показано ниже, при выбранных параметрах модели полученные результаты эквивалентны для гауссова пучка и однородного поля со значением интенсивности, равным значению интенсивности в центре гауссова пучка.

В силу того, что характерное время процесса полимеризации на несколько порядков больше временных масштабов изменения световой волны, то для моделирования динамики самовоздействия излучения в ФПК используется квазистационарное приближение, при котором время входит в исходные уравнения как параметр. Полагаем, что в каждый момент времени пучок распространяется в линейной среде с распределением показателя преломления: $n(x)=n_0+\Delta n(x,t)$, где первое слагаемое – это показатель преломления мономера, а второе – нелинейная добавка, сформировавшаяся к моменту времени t в течение всей предыстории процесса. Следовательно, электрическое поле в пучке описывается скалярным уравнением Гельмгольца (здесь мы переходим от времени к экспозиции H) [16] :

$$\Delta E + (\omega^2 / c^2) n_0^2 E + (\omega^2 / c^2) \Delta n(x, z, H) E = 0, \quad (1.36)$$

где ω – циклическая частота волны; c – скорость света.

В параксиальном приближении уравнение (1.36) можно упростить с помощью метода медленно меняющихся амплитуд [16] , представив поле дифрагирующей волны в следующем виде:

$$E(x, z) = A(\sqrt{\mu}x, \mu z) \exp(i\omega t - ikz) + \text{c.c.} \quad (1.37)$$

Считая нелинейную добавку к показателю преломления малой (порядка μ), в соответствии с формулой (1.36) получаем для комплексной амплитуды поля A в первом порядке приближения по параметру μ следующее параболическое уравнение в декартовой системе координат:

$$2ik \frac{\partial A(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 A(x, z)}{\partial x^2} + \frac{2k^2 \Delta n(x, z, H)}{n_0} A(x, z). \quad (1.38)$$

В случае гауссова пучка граничное условие для этого уравнения принимает вид:

$$A(x, 0) = A_0 \exp(-x^2 / a^2), \quad (1.39)$$

где A_0 – амплитуда поля в начале координат, связанном с центром пучка; a – полуширина пучка.

Модель объемной среды

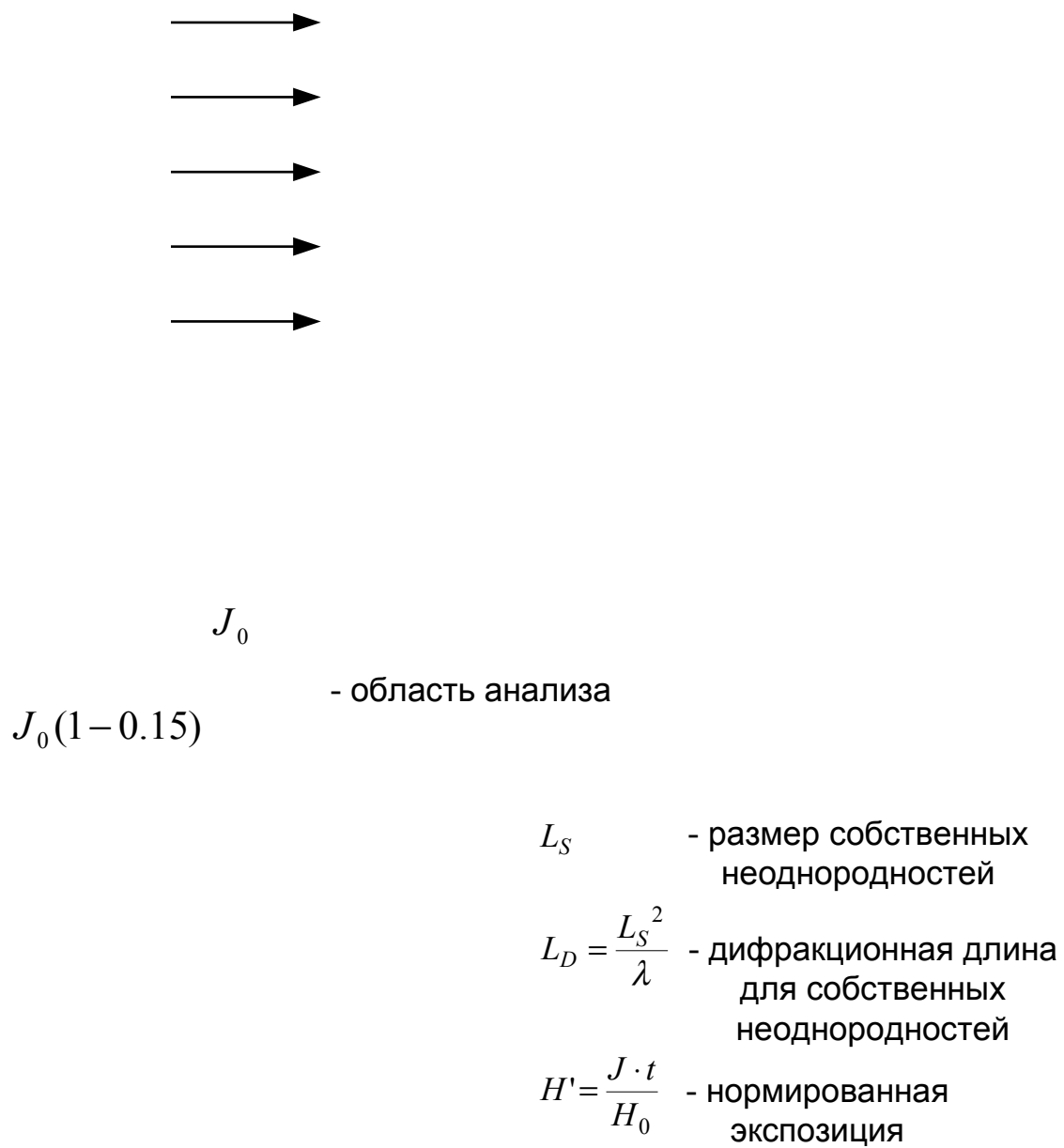


Рисунок 1.10 – Модель объемной среды

Перейдем к безразмерной форме записи с помощью замены переменных:

$$x' = \frac{x}{a}, \quad z' = \frac{z}{ka^2}, \quad H' = \frac{H}{H_0},$$

$$A'(x', z') = A\left(\frac{x}{a}, \frac{z}{ka^2}\right) / A_0, \quad \Delta n'(x', z', H') = \Delta n\left(\frac{x}{a}, \frac{z}{ka^2}, \frac{H}{H_0}\right) / (\Delta n_{\max} / n_0). \quad (1.40)$$

Тогда уравнение для комплексной амплитуды поля принимает следующий вид:

$$2i \frac{dA'(x', z')}{dz'} = \frac{d^2 A'(x', z')}{dx'^2} + 2V^2 \Delta n'(x', z', H') A'(x', z'), \quad (1.41)$$

где

$$V = ka \sqrt{\Delta n_{\max} / n_0} \quad (1.42)$$

- волноводный параметр;

$$H' = (1 / H_0) \int_0^L |A'(x', z', t)|^2 dt \quad (1.43)$$

- экспозиция;

$$A'(x', 0) = \exp(-x'^2) \quad (1.44)$$

- граничное условие;

$$\Delta n'(x', z', H') = (\Delta n_{\max} / n_0) \cdot \exp(-H') \quad (1.45)$$

- добавка к показателю преломления.

Появившийся безразмерный параметр V является аналогом используемому в теории оптических волноводов волноводному параметру, или волноводной частоте [17].

Согласно уравнению (1.20) и выражению для экспозиционной характеристики ФПК (1.8) функция изменения показателя преломления от времени (с учетом плавности неоднородностей по продольной координате z) для двумерного случая может быть представлена в виде:

$$\frac{\partial \Delta n(x, z, t)}{\partial t} = \gamma \frac{J(x, z)}{H_0} \Delta n_{\max} \left[1 - \frac{\Delta n(x, z, t)}{\Delta n_{\max}} \right] \cdot \left[-\ln \left(1 - \frac{\Delta n(x, z, t)}{\Delta n_{\max}} \right) \right]^{\frac{1}{\gamma}} + D \frac{\partial^2 \Delta n(x, z, t)}{\partial x^2}, \quad (1.46)$$

где $J(x, z, t)$ – распределение интенсивности.

На основании уравнения для комплексной амплитуды поля (1.41) и выражения для изменения показателя преломления (1.46) перейдем к безразмерной форме записи с помощью замены переменных:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{a}, \quad z' = \frac{z}{ka^2}, \quad t' = t \frac{J_0}{H_0}, \quad A'(x', z') = \frac{A(\frac{x}{a}, \frac{z}{ka^2})}{A_0}, \\ \Delta n'(x', z', t') &= \frac{\Delta n(\frac{x}{a}, \frac{z}{ka^2}, \frac{tJ_0}{H_0})}{\Delta n_{\max} / n_0}, \quad H' = \frac{H}{H_0}, \quad D' = D \frac{H_0}{a^2 J_0}. \end{aligned} \quad (1.47)$$

В итоге получаем систему двух уравнений, описывающих процесс фотополимеризации ФПК для двумерного случая:

$$\begin{cases} 2i \frac{dA'(x', z')}{dz'} = \frac{\partial^2 A'(x', z')}{\partial x'^2} + 2V^2 \Delta n'(x', z', t') A'(x', z') \\ \frac{\partial \Delta n'}{\partial t'} = \gamma \cdot J' \cdot (1 - \Delta n') \cdot [-\ln(1 - \Delta n')]^{1-\frac{1}{\gamma}} + D' \frac{\partial^2 \Delta n'}{\partial x'^2} \end{cases} \quad (1.48)$$

Здесь для простоты

$$\begin{aligned} \Delta n' &\equiv \Delta n'(x', z', t') \\ J' &\equiv J'(x', z') = |A(x', z')|^2 / A_0^2. \end{aligned} \quad (1.49)$$

В соответствии с граничным условием:

$$A(x, 0) = A_0 \cdot [1 + s(x)] \cdot \exp(-x^2 / a^2), \quad (1.50)$$

в распределении поля присутствует шумовая компонента $s(x)$ – случайная функция, задающая амплитуду и начальный масштаб неоднородностей, который много меньше размеров пучка a .

Обозначим L_D дифракционную длину, соответствующую собственным неоднородностям концентрации [5], [15]

$$L_D = L_s^2 / \lambda. \quad (1.51)$$

Характерным масштабом формирующихся неоднородностей по поперечной координате будет величина L_s , а по продольной координате – L_D [5]. Поскольку из-за рассеяния света на неоднородностях показателя преломления с дисперсией σ_n^2 возникает пространственно – неоднородное распределение интенсивности иницирующего излучения в полимеризующемся объеме, параметр Δn_{\max} представляет собой коэффициент оптической связи. Это означает, что можно выделить следующие области значений Δn_{\max} : слабой, нормальной и сильной оптической связи. При слабой оптической связи в объемной среде формируются изотропные неоднородности показателя преломления, аналогично тем, которые предсказывает модель тонкого слоя. Такой случай проиллюстрирован [рисунком 1.11](#), где $\Delta n_{\max} = 0.001$. Увеличение оптической связи приводит к формированию анизотропных неоднородностей показателя преломления, как изображено на [рисунке 1.12](#) для $\Delta n_{\max} = 0.005$. При дальнейшем увеличении Δn_{\max} становятся существенными

эффекты нелинейного взаимодействия образующихся волноводов. Указанный эффект легко заметить на [рисунке 1.13](#), построенном для значения $\Delta n_{max}=0.01$. Очевидно, что малые изменения Δn_{max} вызывают качественные изменения формируемых неоднородностей. Протяженность формируемых оптических каналов может быть определена следующим образом. Рассмотрим графики дисперсии неоднородностей показателя преломления, приведенные на [рисунках 1.14, 1.15 и 1.16](#) в логарифмическом масштабе. В той области объема композиции, где отсутствует возрастание дисперсии по продольной оси, развиваются изотропные неоднородности, что соответствует слабой оптической связи. Если дисперсия показателя преломления возрастает по продольной оси, но не выходит в область насыщения, происходит

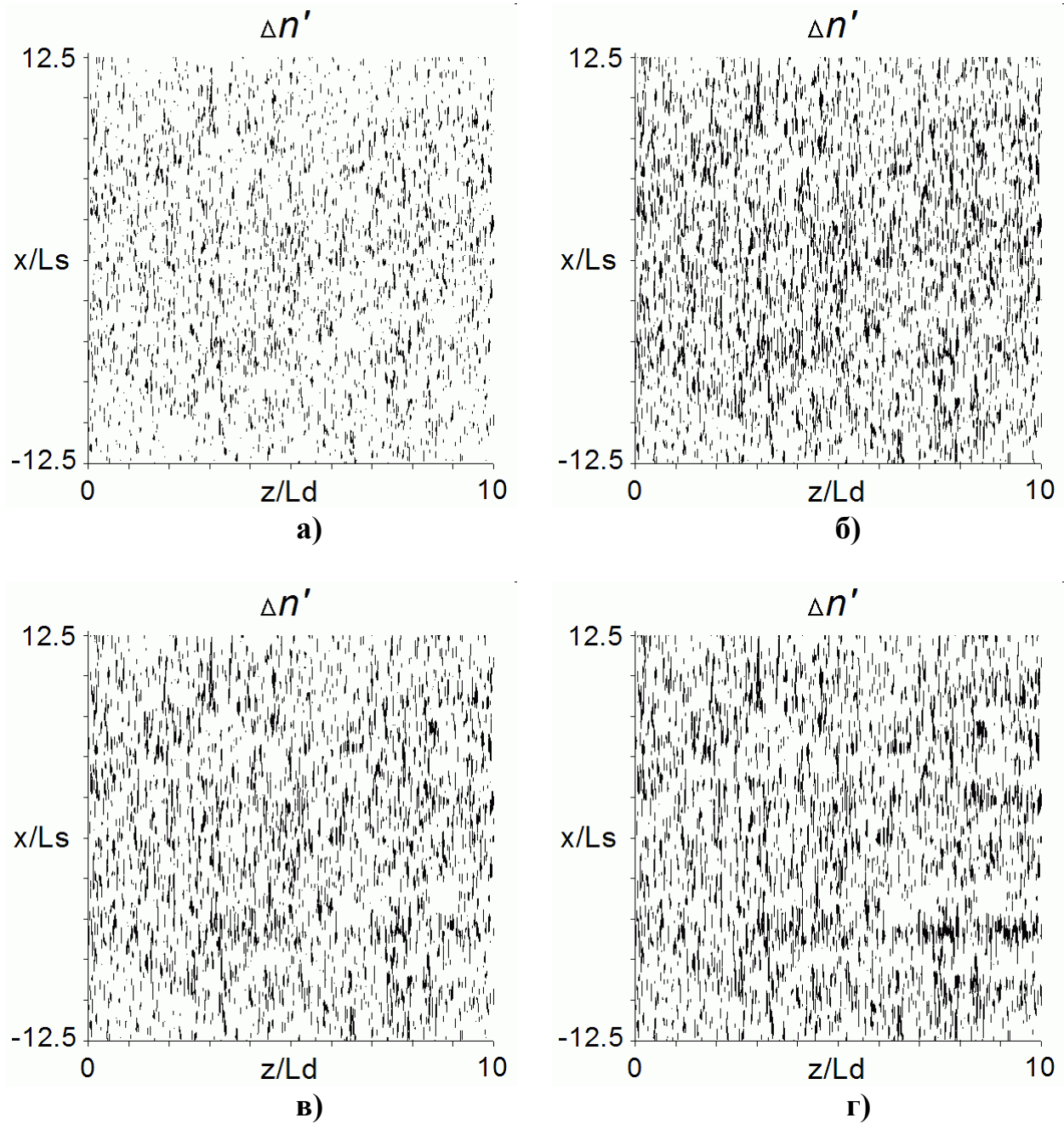


Рисунок 1.11 – Образование анизотропных неоднородностей при $\Delta n_{max}=0.001$ и в моменты времени а) $t'=0.25$, б) $t'=0.5$, в) $t'=0.75$, г) $t'=1$ (вязкость композиции $D=2 \text{ мкм}^2/\text{с}$, контраст среды $\gamma=3$, нормированная интенсивность $I/H_0=2 \text{ с}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

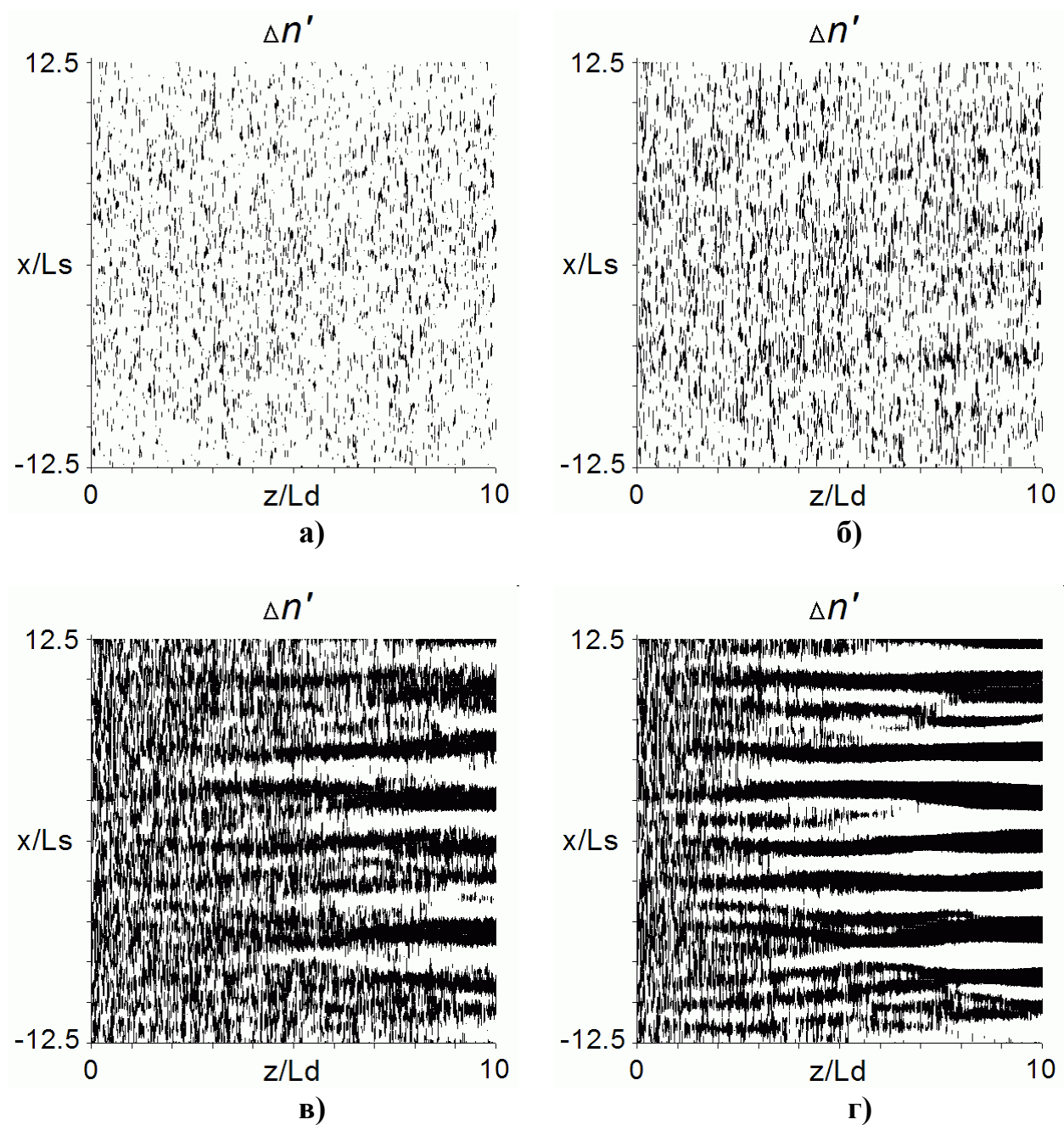


Рисунок 1.12 – Образование анизотропных неоднородностей при $\Delta n_{max} = 0.005$ и в моменты времени а) $t' = 0.25$, б) $t' = 0.5$, в) $t' = 0.75$, г) $t' = 1$

(вязкость композиции $D = 2 \text{ мкм}^2/\text{с}$, контраст среды $\gamma = 3$, нормированная интенсивность $I/H_0 = 2 \text{ с}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

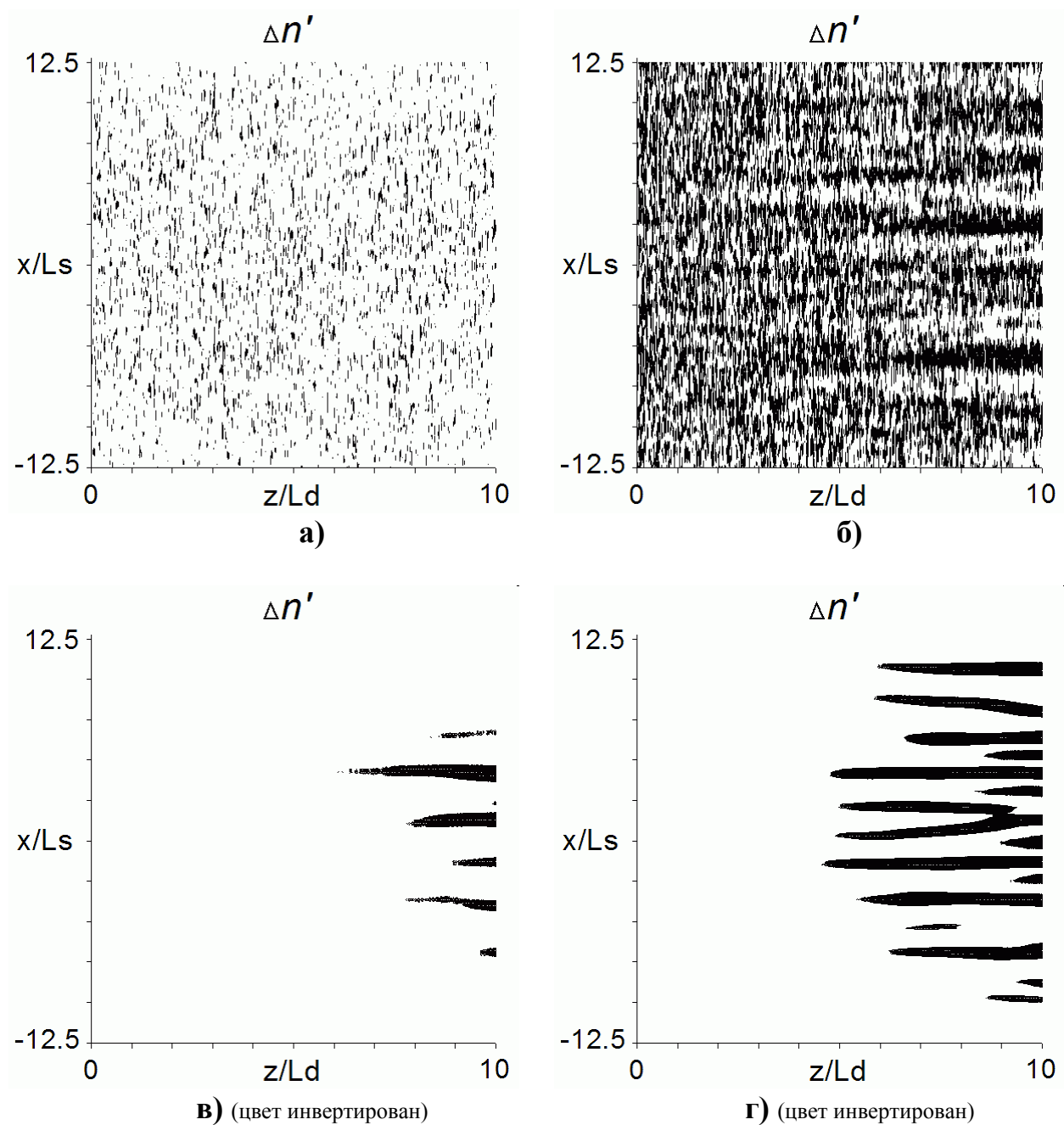


Рисунок 1.13 – Образование анизотропных неоднородностей при $\Delta n_{max}=0.01$ и в моменты времени а) $t'=0.25$, б) $t'=0.5$, в) $t'=0.75$, г) $t'=1$

(вязкость композиции $D=2 \text{ мкм}^2/\text{с}$, контраст среды $\gamma=3$, нормированная интенсивность $I/H_0=2 \text{ с}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

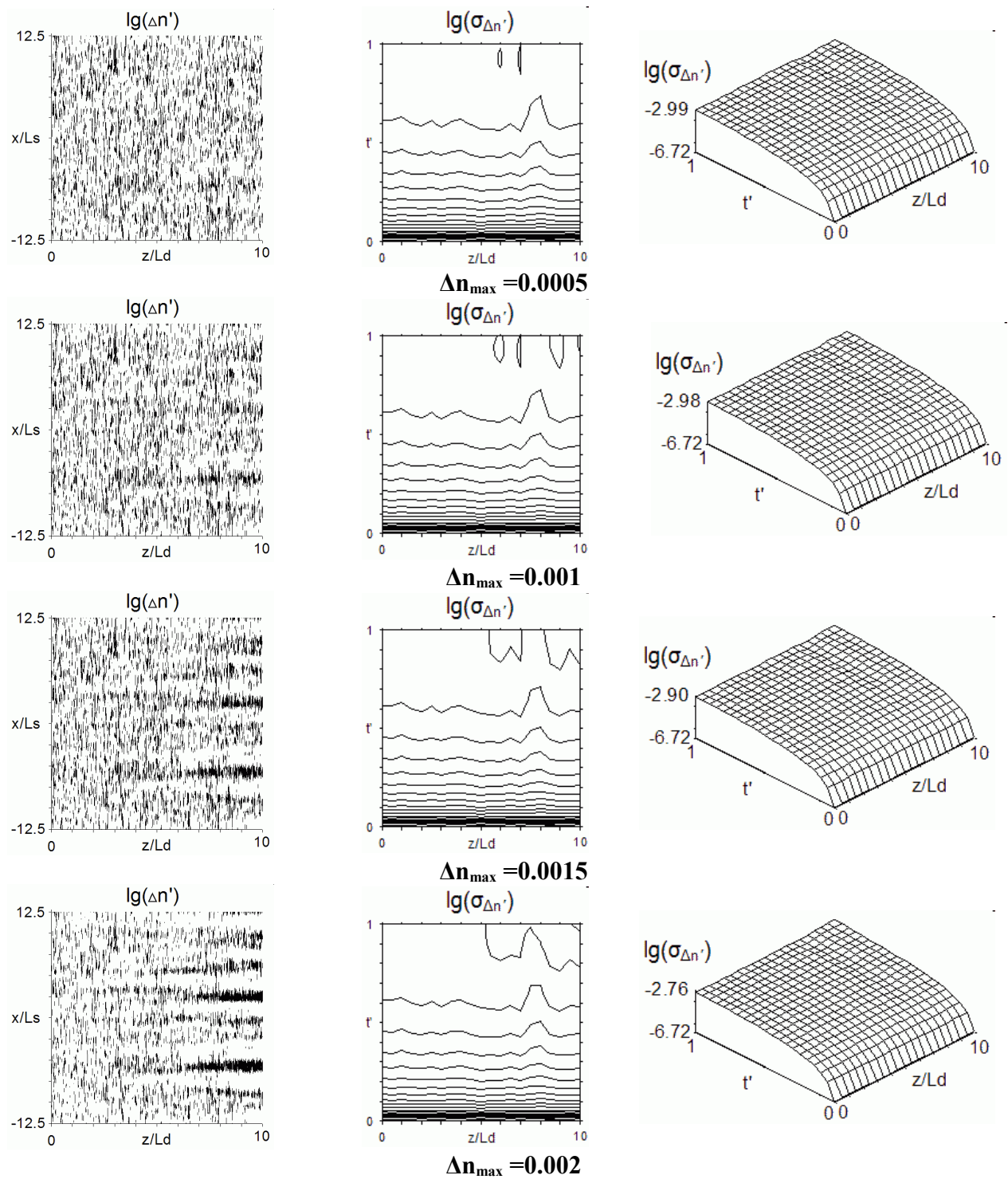


Рисунок 1.14 – Распределение показателя преломления и дисперсии анизотропных неоднородностей при различных значениях максимальной добавки к показателю преломления $\Delta n_{\max}=0.0005 \dots 0.002$

(вязкость композиции $D=2 \text{ mkm}^2/\text{c}$, контраст среды $\gamma=3$, нормированная интенсивность $I/H_0=2 \text{ c}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности -2 мкм).

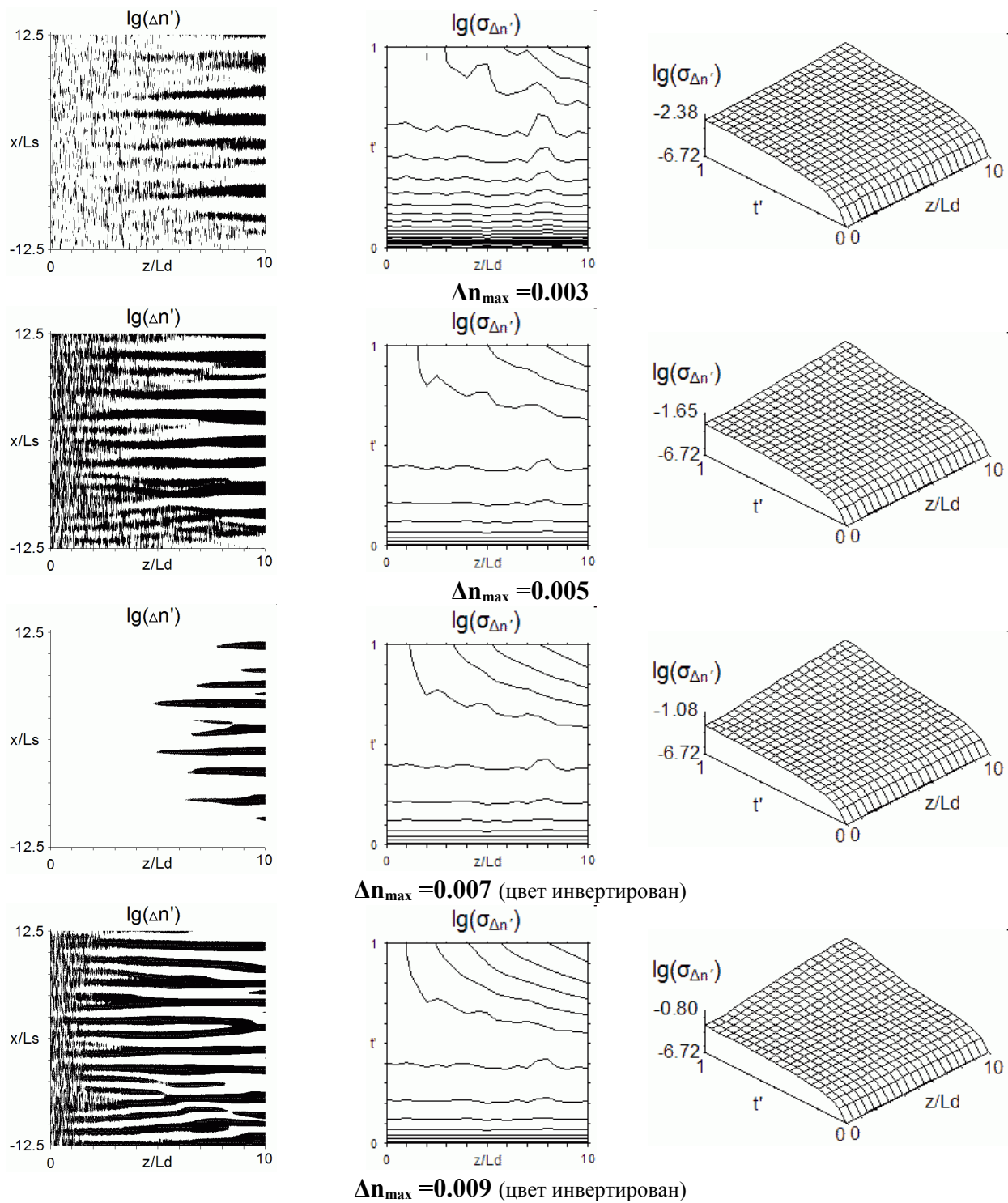


Рисунок 1.15 – Распределение показателя преломления и дисперсии анизотропных неоднородностей при различных значениях максимальной добавки к показателю преломления $\Delta n_{\max}=0.003 \dots 0.009$
 (вязкость композиции $D=2 \text{ mkm}^2/\text{c}$, контраст среды $\gamma=3$, нормированная интенсивность $I/H_0=2 \text{ c}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

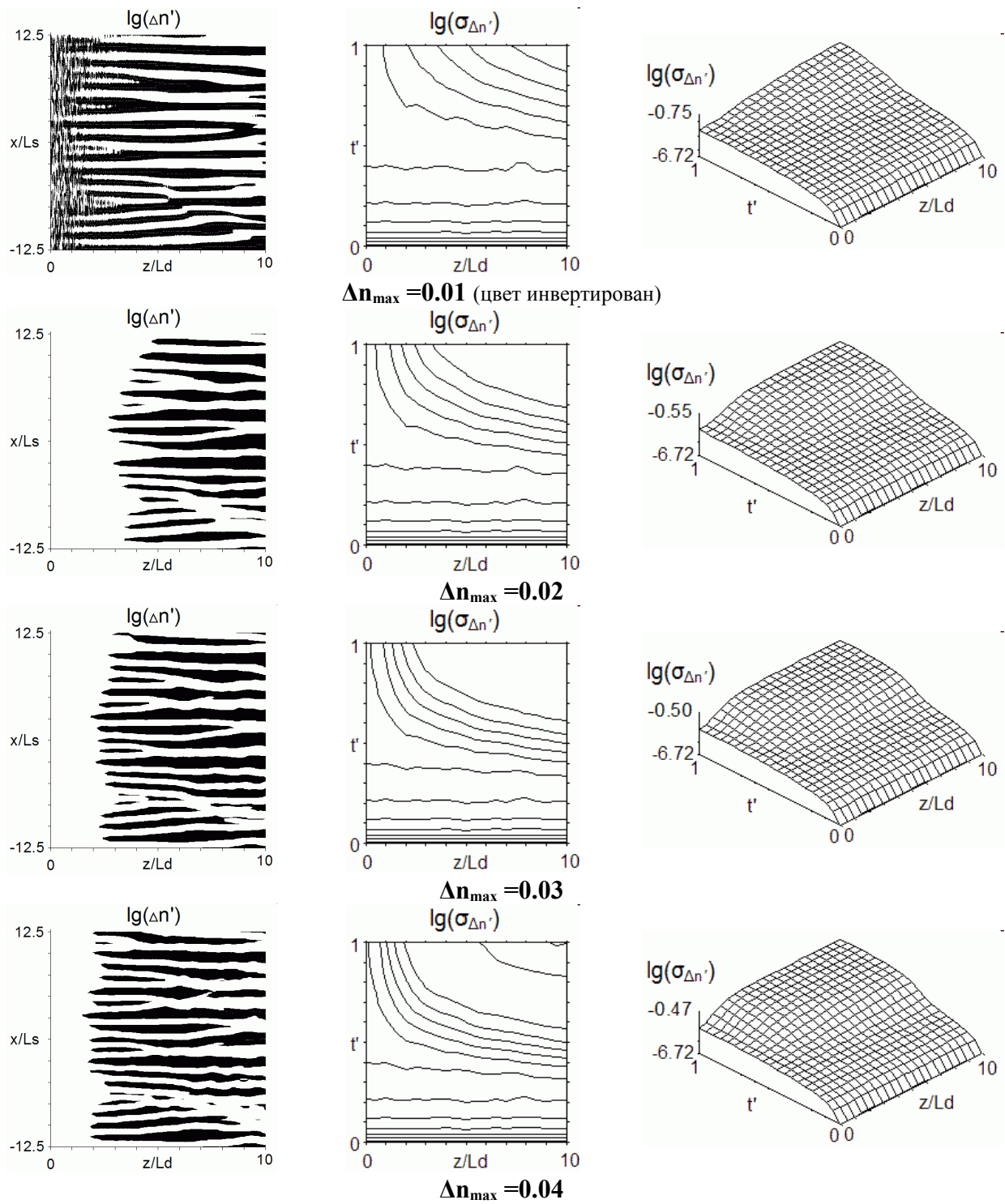


Рисунок 1.16 – Распределение показателя преломления и дисперсии анизотропных неоднородностей при различных значениях максимальной добавки к показателю преломления $\Delta n_{\max} = 0.01 \dots 0.04$

(вязкость композиции $D = 2 \text{ мкм}^2/\text{с}$, контраст среды $\gamma = 3$, нормированная интенсивность $I/H_0 = 2 \text{ с}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

образование анизотропных неоднородностей в режиме нормальной оптической связи. Когда же значение дисперсии выходит на постоянный уровень, оптическая связь является сильной. Область слабой оптической связи отображена на [рисунке 1.14](#). Из графиков для значения $\Delta n_{max}=0.002$ видно, что при такой оптической связи в объеме формируются участки волноводного распространения света, но развития протяженных волноводных каналов не происходит. При увеличении коэффициента связи происходят качественные изменения структуры формируемых неоднородностей. На [рисунке 1.15](#) показана область нормальной оптической связи, в которой формируются протяженные волноводы. При значении величины оптической связи $\Delta n_{max}=0.01$ и выше значение дисперсии достигает области насыщения. При больших значениях Δn_{max} значение дисперсии приходит в область насыщения, что легко заметить из [рисунка 1.16](#). Заметим, что в областях нормальной и сильной оптической связи волноводы образуются, начиная с определенного расстояния от входной плоскости. Таким образом, можно экспериментально определить величину оптической связи для неизвестного образца. Естественно, для образца со слабой оптической связью такой способ не пригоден, поскольку в нем формируются изотропные неоднородности и дисперсия постоянна во всем объеме ([рисунок 1.14](#)).

Как было отмечено выше, при выбранном значении параметров композиции изменение интенсивности иницирующего излучения на 15% не влияет на характеристики образующихся неоднородностей. На [рисунке 1.17](#) приведены графики дисперсии для приведенной интенсивности от 1 до 2 значений H_0 (в обратных секундах), причем максимальное значение логарифма дисперсии изменяется от -0.78 до -0.75 , что и подтверждает вышесказанное. Таким образом, мы показали, что можем исследовать образование неоднородностей в центральной части гауссова пучка, принимая за значение интенсивности максимум интенсивности в пучке.

Параметр контраста композиции, влияние которого на характеристики образующихся неоднородностей в модели тонкого слоя изображено на [рисунке 1.7](#), в рассматриваемой модели оказывает аналогичное действие ([рисунок 1.18](#)) и, кроме того, изменяет области значений оптической связи, соответствующие слабой, сильной и нормальной связи.

В главе рассмотрена динамика процесса фотополимеризации вязкой композиции, исследованы размеры и плотность возникающих неоднородностей показателя преломления [11], [13]. Также изучено влияние на формируемое изображение дифракционных эффектов и выяснены условия, когда эти эффекты становятся существенными. Кроме того, определены условия образования и характеристики волноводных структур, развивающихся из малых начальных неоднородностей показателя преломления. Теоретический расчет подтвержден численным экспериментом.

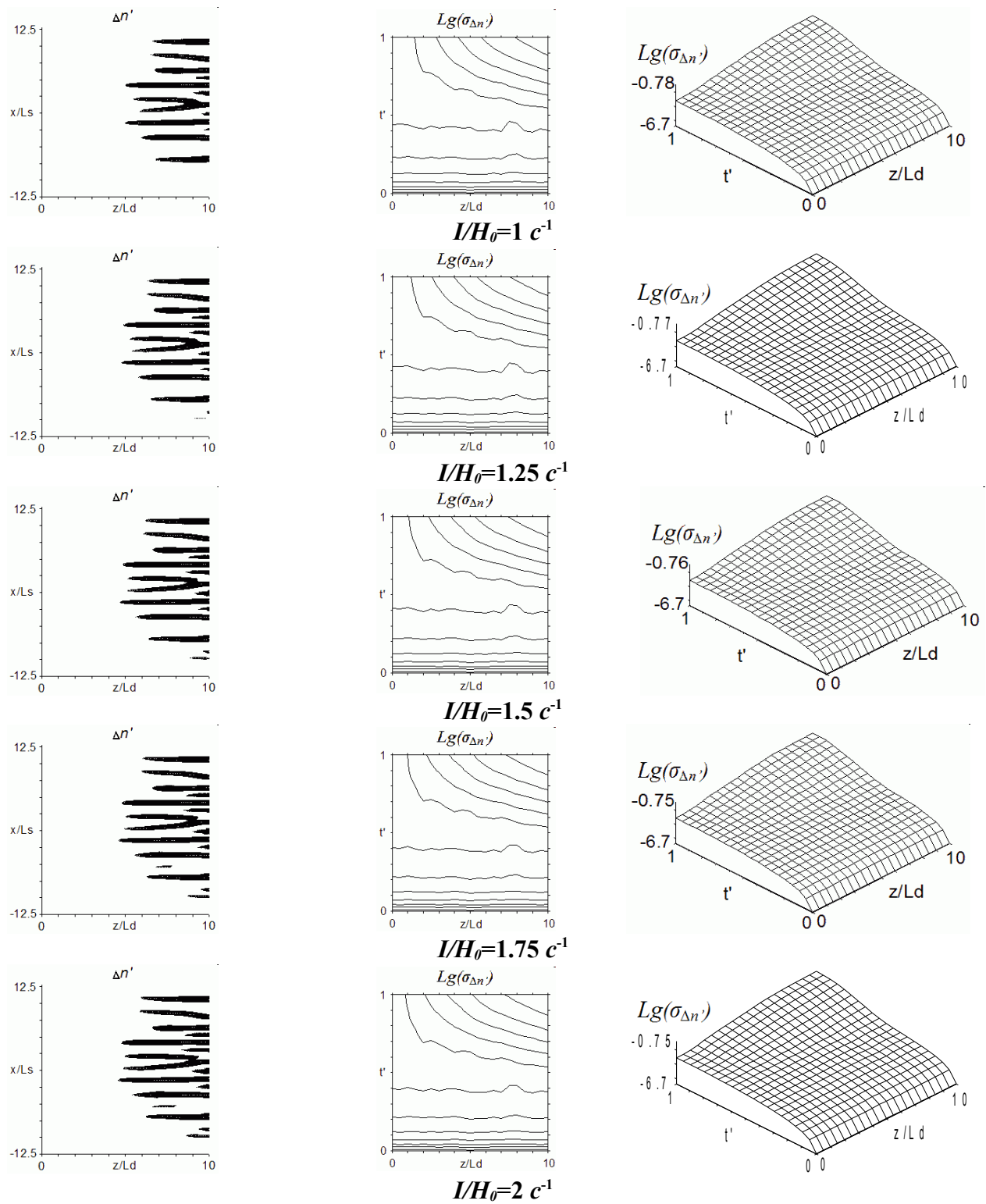


Рисунок 1.17 – Распределение показателя преломления и дисперсии анизотропных неоднородностей при различных значениях максимальной интенсивности светового пучка (вязкость композиции $D=2 \text{ mkm}^2/\text{с}$, максимальное значение добавки к показателю преломления $\Delta n_{\max}=0.01$, контраст среды $\gamma=3$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

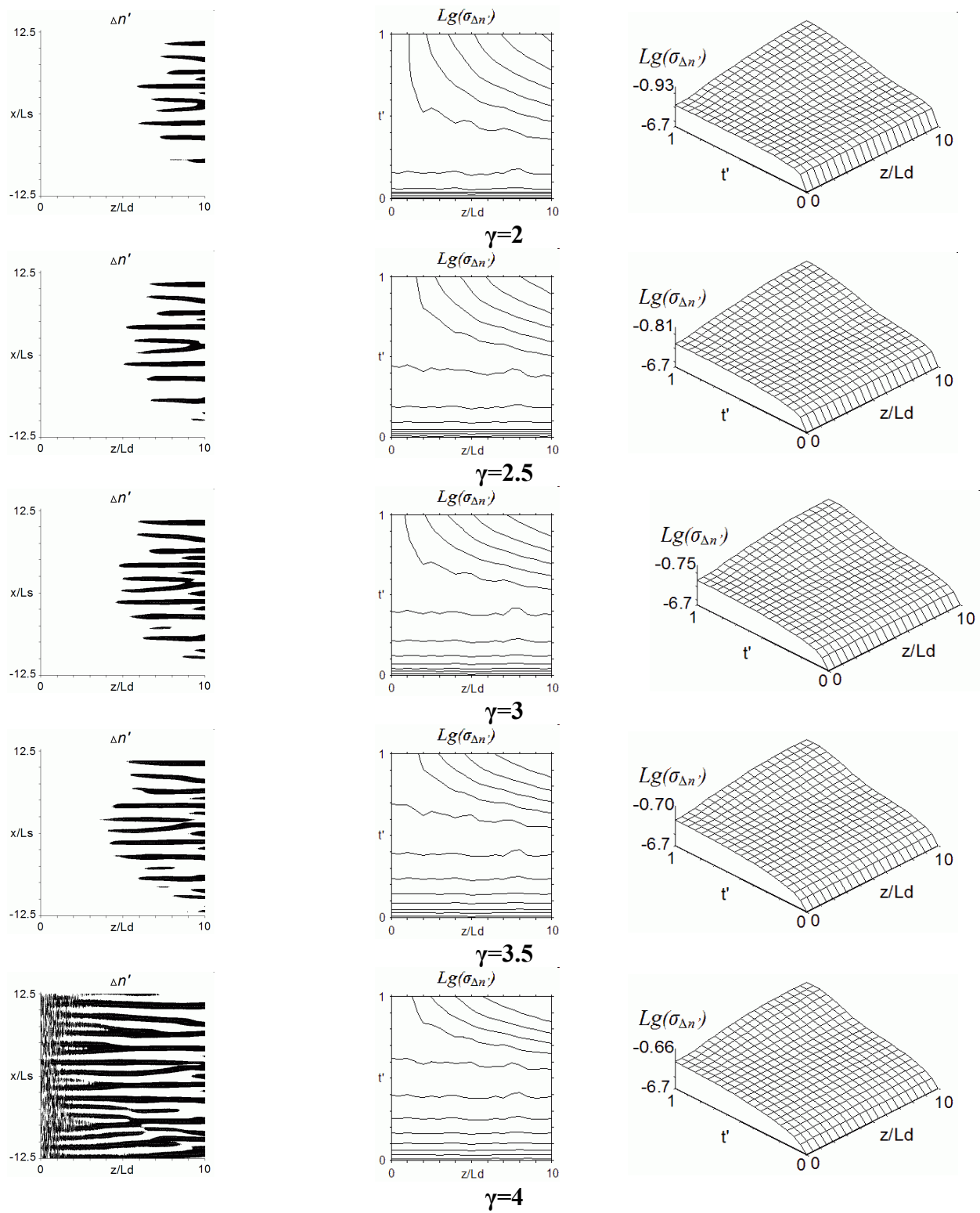


Рисунок 1.18 – Распределение показателя преломления и дисперсии анизотропных неоднородностей при различных значениях контраста композиции γ (вязкость композиции $D=2 \text{ mkm}^2/\text{c}$, максимальное значение добавки к показателю преломления $\Delta n_{\max}=0.01$, нормированная интенсивность $I/H_0=2 \text{ c}^{-1}$, радиус корреляции исходного шума интенсивности – 2 мкм).

Для тонкого слоя дифракционными эффектами можно пренебречь. Как показано выше, слой можно считать тонким при условии, что его толщина h не превышает половину дифракционной длины для собственных неоднородностей концентрации. Таким образом, для композиции с $L_s=20 \text{ mkm}$ слой не более 400 mkm можно считать тонким. В этом случае в объеме развиваются изотропные неоднородности показателя преломления. Поперечный размер неоднородностей (радиус корреляции среды в направлении, поперечном к направлению распространения излучения) в рассматриваемом случае совпадает с продольным и определяется интенсивностью света и параметрами композиции, из которых наиболее существенно влияет вязкость ФПК. Заметим, что в зависимости от Δn_{\max} тонким может полагаться слой полимера любой заданной толщины (см. [рисунки 1.14, 1.15, 1.16](#)).

Если же слой композиции оказывается достаточно толстым, тогда дифракция света на развивающихся неоднородностях приводит к формированию анизотропных неоднородностей показателя преломления. В этом случае продольный размер неоднородностей показателя преломления значительно превышает поперечный и при определенных условиях может становиться равным толщине слоя ФПК. Таким образом, в процессе полимеризации в объеме композиции развиваются волноводные каналы.

Как показывают результаты моделирования для среды с убывающей вязкостью, характеристики образующихся изотропных неоднородностей качественно не меняются, однако возможны некоторые количественные изменения по сравнению со случаем постоянной вязкости. При рассмотрении процесса формирования анизотропных структур обе модели вязкости дают одинаковые результаты.

ГЛАВА 2

СПЕКТРЫ РАССЕЯНИЯ НА СОБСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ФПК

При записи изображения пространственное распределение интенсивности отображается в распределение показателя преломления, изменяющее фазу оптического излучения. Для анализа характеристик восстановленного изображения необходимо исследовать рассеяние света на записанном распределении показателя преломления. Как показано в главе 1, в зависимости от величины максимальной добавки к показателю преломления Δn_{max} в экспонируемой среде могут образовываться изотропные неоднородности при малой и нормальной оптической связи или анизотропные неоднородности при большой оптической связи. Изменяя толщину слоя композиции можно обеспечить условия однократного или многократного рассеяния проходящего излучения на изотропных неоднородностях сплошной среды. Аналитическое описание получено для однократного рассеяния на слабых неоднородностях ($\Delta n \sim 10^{-3} \dots 10^{-4} n$) и сильно многократного рассеяния, когда все излучение рассеивается средой и прошедшее излучение отсутствует. Далее рассмотрено однократное рассеяние на ансамбле анизотропных неоднородностей большой амплитуды ($\Delta n \sim 10^{-1} \dots 10^{-2} n$).

2.1 Рассеяние на изотропных неоднородностях фотополимера

Приближение однократного рассеяния может применяться для тонких слоев полимеризующегося материала, для которых выполняется условие однократного рассеяния [18] :

$$\sigma d \ll 1. \quad (2.1)$$

где σ - эффективное сечение рассеяния единичного объема, которое представляет собой отношение полной рассеянной мощности к плотности потока энергии в первичной волне в расчете на единицу объема [18] .

Проходящее через полимеризующийся слой излучение можно считать плоской волной в масштабах одной неоднородности, если его поперечный размер много больше масштаба оптических флуктуаций среды. В этом случае в зоне Фраунгофера [18] , при выполнении условия (2.1), интенсивность рассеянного света определяется следующим образом [18] :

$$I_p(\vec{r}) = \frac{\pi k^4}{2} \iiint_V \frac{I_0 \Phi_n(\vec{q}, R)}{|\vec{r} - \vec{R}|^2} d^3 R. \quad (2.2)$$

где интеграл берется по рассеивающему объему, I_0 - интенсивность падающего света, k - волновое число, $\vec{q} = k(\vec{e}_s - \vec{e}_i)$ - вектор рассеяния, \vec{e}_s и \vec{e}_i - единичные вектора в направлении рассеянной и падающей волны соответственно, \vec{r} и \vec{R} - радиус-векторы

точки наблюдения и точки рассеяния, $\Phi_n(q, R)$ - пространственная спектральная плотность флуктуаций показателя преломления:

$$\Phi_n(\vec{q}, \vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint \psi_n(\vec{r}, \vec{R}) \exp(i\vec{q}\vec{r}) d^3r. \quad (2.3)$$

где $\psi_n(r, R)$ - корреляционная функция флуктуаций показателя преломления, r - радиус-вектор точки пространства относительно точки R .

Если объем рассеивающей среды настолько мал, что в его пределах величины $\Phi_n(q, R)$ и $|r-R|$ остаются практически постоянными, то вынося их из под знака интеграла со значениями, соответствующими центру рассеивающего объема ($R=0$), выражение (2.2) примет вид:

$$I_p(\vec{r}) = \frac{\pi k_0^4}{2} \frac{I_0 \Phi_n(q_0, 0)}{r^2} V. \quad (2.4)$$

Данное выражение справедливо только на тех расстояниях от рассеивающего объема, для которых выполнимо условие:

$$r \gg \frac{dl_n}{\lambda}. \quad (2.5)$$

где l_n - поперечный размер неоднородностей показателя преломления. Данное условие к расположению точек наблюдения является более строгим, нежели условие зоны Фраунгофера по отношению к размерам неоднородностей [18]:

$$r \gg \frac{l_n^2}{\lambda}. \quad (2.6)$$

Рассмотрим рассеяние на неоднородностях с изотропной гауссовой корреляционной функцией [18]:

$$\psi_n(r) = \sigma_n^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2l_n^2}\right). \quad (2.7)$$

Пространственная спектральная плотность флуктуаций связана с корреляционной функцией преобразованием Фурье (2.3) и в одномерном случае равна

$$\Phi_n(q) = \frac{\sigma_n^2 l_n}{(2\pi)^{3/2}} \exp\left(-\frac{q^2 l_n^2}{2}\right). \quad (2.8)$$

Тогда угловой спектр рассеянного излучения представляется следующим выражением:

$$I_p(\theta) = \frac{\sigma d I_0}{\pi \theta_{\max}^2} \exp\left(-\frac{\sin^2 \theta}{2\theta_{\max}^2}\right), \quad (2.9)$$

где θ - угол, под которым рассеивается свет относительно направления падающей волны,

$$\sigma = \frac{\sqrt{2\pi} \sigma_n^2 k^2 l_n}{4n}, \quad (2.10)$$

θ_{\max} - ширина углового спектра, связанная с l_n соотношением:

$$\theta_{\max} = \frac{\lambda}{2\pi d_n}, \quad (2.11)$$

Угловой спектр для $\Delta n_{\max}=0.05$, $\sigma_n=0.001$, $\rho=20 \text{ mkm}$, $d=200 \text{ mkm}$ представлен на [рисунке 2.2](#).

Если для слоя полимеризующегося материала выполняется условие многократного рассеяния

$$\sigma d > 1. \quad (2.12)$$

интенсивность рассеяния может быть найдена из уравнения переноса излучения [19].

В том случае, когда размеры частиц много больше длины волны, волна рассеивается частицами главным образом в пределах малого угла вблизи направления вперед, поэтому возникает возможность упрощения уравнения переноса. Уравнение переноса в среде без источников можно записать в виде [19]

$$\vec{s} \cdot \text{grad} I(\vec{r}, \vec{s}) = -\rho_n \sigma_t I(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\rho_n \sigma_t}{4\pi} \int_{4\pi} p(\vec{s}, \vec{s}') I(\vec{r}, \vec{s}') d\omega', \quad (2.13)$$

где \vec{s} – единичный вектор направления распространения прошедшего поля, $I(\vec{r}, \vec{s})$ – лучевая интенсивность вдоль луча с направлением \vec{s} , ρ_n – плотность числа частиц, $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ – полное сечение частицы, σ_s – сечение рассеяния, σ_a – сечение поглощения, $p(\vec{s}, \vec{s}')$ – фазовая функция.

Запишем (2.13) в декартовых координатах, используя обозначение

$$\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y} + z\vec{z}, \quad (2.14)$$

где x, y, z – единичные орты соответствующих направлений. Единичный вектор \vec{s} выражается через направляющие косинусы l, m, n :

$$\vec{s} = l\vec{x} + m\vec{y} + n\vec{z}, \quad (2.15)$$

где $l^2 + m^2 + n^2 = 1$, причем в сферических координатах (θ, φ)

$$\begin{aligned} l &= \sin\theta \cos\varphi, \\ m &= \sin\theta \sin\varphi, \\ n &= \cos\theta \end{aligned} \quad (2.16)$$

а дифференциал $dl \, dm$, который мы обозначим через ds , связан с дифференциалом телесного угла $d\omega$ соотношением

$$ds = dl \, dm = \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi = n \, d\omega \quad (2.17)$$

Выберем ось z так, чтобы излучатель и приемник были локализованы вблизи точек $(x=0, y=0, z=0)$ и $(x=0, y=0, z=L)$ соответственно. Поскольку рассеяние ограничивается областью малых углов вблизи направления вперед, приходящая к приемнику рассеянная волна направлена в основном вдоль оси z . Это означает, что угол θ должен быть всегда малым. Поэтому можно использовать следующее

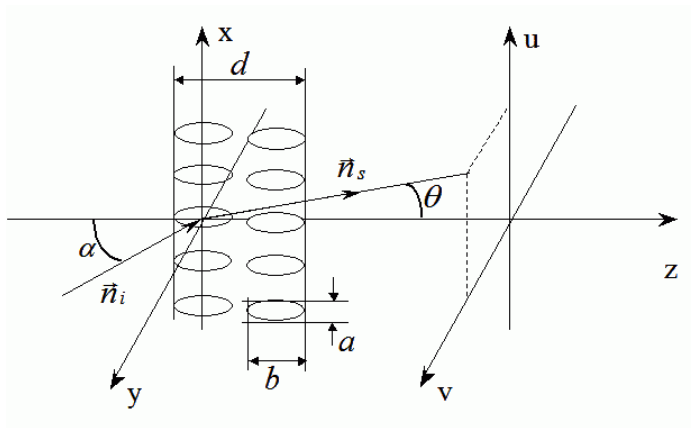


Рисунок 2.1 – рассеяние плоской монохроматической волны на ансамбле ориентированных анизотропных оптических макронеоднородностей

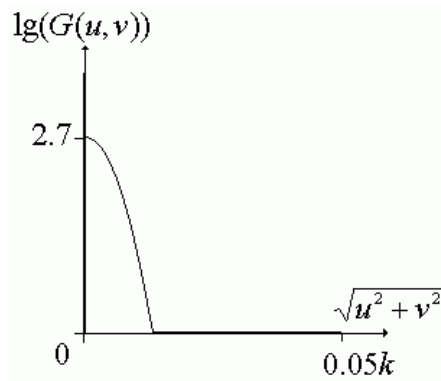


Рисунок 2.2 – угловой спектр однократного рассеяния на изотропных неоднородностях $d=20 \text{ mkm}$

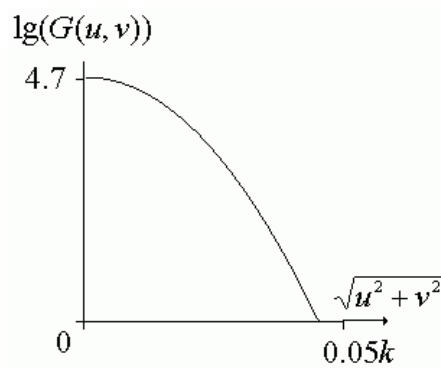


Рисунок 2.3 – угловой спектр многократного рассеяния на изотропных неоднородностях $d=200 \text{ mkm}$

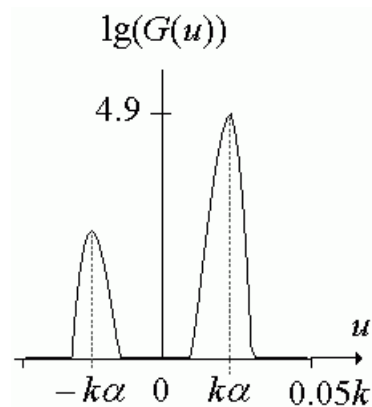


Рисунок 2.4 – угловой спектр однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях при угле падения α
 $b/a=400, d=8 \text{ mm}$

приближение. Так как угол θ мал, положим $n = \cos \theta \approx 1$. Далее, хотя пределы интегрирования по l и m ограничены условием $l^2 + m^2 \leq l$, без существенной ошибки их можно распространить до $\pm \infty$:

$$\int_{4\pi} d\omega \approx \int_{-\infty}^{\infty} dl \int_{-\infty}^{\infty} dm = \int ds, \quad (2.18)$$

поскольку основной вклад в лучевую интенсивность соответствует области малых $|l|$ и $|m|$, а вклад от больших $|l|$ и $|m|$ пренебрежимо мал. Кроме того, будем считать, что фазовая функция $p(s, s')$ зависит только от разности $s - s'$. Используя эти приближения, запишем уравнение переноса в виде [19]

$$\frac{\partial}{\partial z} I(z, \rho, s) + s \cdot \nabla_t I(z, \rho, s) = -\rho_n \sigma_t I(z, \rho, s) + \frac{\rho_n \sigma_t}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(s - s') I(z, \rho, s') ds', \quad (2.19)$$

где

$$\begin{aligned} r &= x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z} = \rho + z\hat{z}, \\ \nabla_t &= \frac{\partial}{\partial x}\hat{x} + \frac{\partial}{\partial y}\hat{y}, \\ \vec{s} &= l\hat{x} + m\hat{y} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Граничное условие можно выбрать вблизи излучателя при $z=0$:

$$I(0, \rho, s) = I_0(\rho, s). \quad (2.21)$$

Уравнение (2.19) вместе с граничным условием (2.21) дает полную математическую постановку задачи.

Полученное уравнение решается методом Фурье. Общее решение уравнения переноса (2.19) в отсутствии источников имеет вид [19]

$$I(z, \rho, s) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d\vec{\chi} \int d\vec{q} \exp(i\vec{\chi} \cdot \vec{\rho} - i\vec{s} \cdot \vec{q}) F_0(\vec{\chi}, \vec{q} + \vec{\chi}z) K(z, \vec{\chi}, \vec{q}), \quad (2.22)$$

где

$$K(z, \vec{\chi}, \vec{q}) = \exp \left[- \int_0^z \rho_n \sigma_t \left\{ 1 - \frac{1}{4\pi} P(\vec{q} + \vec{\chi}(z - z')) \right\} dz' \right]. \quad (2.23)$$

и

$$F_0(\vec{\chi}, \vec{q}) = \iint I_0(\vec{\rho}, \vec{s}) \exp(i\vec{\chi} \cdot \vec{\rho} + i\vec{s} \cdot \vec{q}) d\rho ds. \quad (2.24)$$

Рассмотрим задачу о падении плоской волны

$$I_0(\rho, s) = I_0 \delta(s). \quad (2.25)$$

на среду с гауссовой корреляционной функцией (2.7). В этом случае фазовая функция равна [18]

$$p(\vec{s}, \vec{s}') = p(\vec{s} - \vec{s}') = \frac{2k^2 I_n^2}{\sigma_t} \exp(-|\vec{s} - \vec{s}'|^2 k^2 I_n^2), \quad (2.26)$$

Тогда (2.24) принимает вид

$$F_0(\vec{\chi}, \vec{q}) = (2\pi)^2 I_0 \delta(\vec{q}). \quad (2.27)$$

используя (2.26) найдем $K(z, \vec{\chi}, \vec{q})$

$$K(z, \vec{\chi}, q) = \exp \left[- \int_0^z \rho_n \sigma_t \left\{ 1 - \frac{1}{2\sigma_t} \exp \left(- \frac{q^2}{k^2 l_n^2} \right) \right\} dz' \right]. \quad (2.28)$$

Если оптическая длина $\rho_n \sigma_t z$ много больше единицы, то (2.28) можно аппроксимировать выражением

$$K(z, \vec{\chi}, q) = \exp \left[- \int_0^z \rho_n \sigma_t \left\{ 1 - \frac{1}{2\sigma_t} + \frac{q^2}{2\sigma_t k^2 l_n^2} \right\} dz' \right]. \quad (2.29)$$

Подставляя $K(z, \chi, q)$ и $F_0(\chi, q)$ в выражение (2.22), можем найти угловой спектр рассеянного излучения для прозрачной среды ($\sigma_a=0$):

$$I_p = \frac{I_0}{4\sigma z \theta_{\max}^2} \exp \left(- \frac{\sin^2 \theta}{2\sigma z \theta_{\max}^2} \right), \quad (2.30)$$

где σ определяется (2.10).

Заметим, что в этом приближении угловое распределение, часто называемое угловым спектром, уширяется, и ширина пучка на уровне половинной мощности растет как $z^{1/2}$ [19].

Вид углового спектра для $\Delta n_{\max}=0.05$, $\sigma_n=0.1$, $\rho=20 \text{ mkm}$, $d=200 \text{ mkm}$ приведен на рисунке 2.3. Угловая ширина спектра на уровне $1/e$ составляет $(\sigma d)^{1/2} \theta_{\max}$, что в $(\sigma d)^{1/2} > 1$ раз превышает ширину спектра для однократного рассеяния.

2.3 Рассеяние на анизотропных неоднородностях фотополимера

Как было показано выше, в толстом слое ФПК возможно развитие анизотропных неоднородностей показателя преломления. Исследуем спектры рассеяния света на протяженных неоднородностях в случайно-неоднородной среде [20], [21].

Рассмотрим изменение пространственного спектра плоской волны при прохождении через среду, содержащую ориентированные анизотропные оптические неоднородности показателя преломления [20] с гауссовой корреляционной функцией следующего вида [18]:

$$\psi_n = \sigma_n^2 \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{2a^2} - \frac{z^2}{2b^2} \right), \quad (2.31)$$

Будем полагать, что плоская монохроматическая волна направлена под углом α к оси z перпендикулярно оси y , неоднородности упорядочены вдоль оси z в плоскости $z=0$. При выполнении условия однократного рассеяния спектральная плотность таких неоднородностей описывается формулой [20]:

$$\Phi_n = \Phi_0 \cdot \exp \left[- \frac{k^2}{2} \left(a^2 (n_{s_x} - n_{i_x})^2 + a^2 (n_{s_y} - n_{i_y})^2 + b^2 (n_{s_z} - n_{i_z})^2 \right) \right], \quad (2.32)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\sigma_n^2 a^2 b}{(2\pi)^{3/2}}, \quad (2.33)$$

$k=2\pi/\lambda$, λ - длина волны падающего излучения, n_{ix} , n_{iy} , n_{iz} - проекции единичного вектора $n_i=k/k$ падающего излучения на соответствующие оси, n_{sx} , n_{sy} , n_{sz} - проекции единичного вектора рассеянного излучения. Соответствующая схема представлена на рисунке 2.1.

Найдем вид спектра рассеянной волны в плоскости $z=const$. Запишем выражения для единичных векторов в декартовой системе координат (x,y,z) :

$$\begin{cases} n_{ix} = \sin \alpha \\ n_{iy} = 0 \\ n_{iz} = \cos \alpha \end{cases}, \begin{cases} n_{sx} = x/r \\ n_{sy} = y/r \\ n_{sz} = z/r \end{cases}, \quad (2.34)$$

где $r=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$ - расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения. В случае, когда размеры неоднородностей много больше длины волны ($a, b \gg \lambda$), рассеяние происходит под малыми углами, т.е. выполняется условие

$$x^2 + y^2 \ll z^2. \quad (2.35)$$

Раскладывая $1/r$ и $1/r^2$ в ряд Тейлора с точностью до членов четвертого порядка x^4/z^4 , y^4/z^4 , x^2y^2/z^4 , находим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} &\approx \frac{1}{z} \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{z^2} + \frac{3}{8} \left(\frac{x^2 + y^2}{z^2} \right)^2 \right) \\ \frac{1}{r^2} &\approx \frac{1}{z^2} \cdot \left(1 - \frac{x^2 + y^2}{z^2} + \left(\frac{x^2 + y^2}{z^2} \right)^2 \right). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Подставляя разложение (2.36) в (2.34), а затем в выражение для спектра (2.32), получим формулу для спектра рассеянной волны:

$$\begin{aligned} \Phi_n(x, y, z) &= \Phi_0 \cdot \exp \left[-\frac{k^2 a^2}{2} A \left(\frac{x^2 + y^2}{z^2} + \frac{B}{2A} \right)^2 \right] \\ &\cdot \exp \left[-\frac{k^2 a^2}{2} \left(\sin \alpha \left(\sin \alpha - 2 \frac{x}{z} \right) + \frac{b^2}{a^2} (1 - \cos \alpha) - \frac{B^2}{2A} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.37)$$

где

$$A = \frac{b^2}{a^2} \left(1 - \frac{3}{4} \cos \alpha \right) - 1, \quad B = 1 - \frac{b^2}{a^2} (1 - \cos \alpha), \quad (2.38)$$

Первый множитель в выражении (2.37) описывает кольцо в плоскости $z=const$ радиусом

$$\rho = \frac{z}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1 - \cos \alpha - \frac{a^2}{b^2}}{1 - \frac{3}{4} \cos \alpha - \frac{a^2}{b^2}}}, \quad (2.39)$$

зависящим от угла падения волны на рассеивающую среду и от степени анизотропии неоднородностей. Характерная толщина кольца определяется размером неоднородности b - чем меньше b , тем шире кольцо. Второй множитель в (2.37) является возрастающей функцией координаты x и, таким образом, определяет изменение интенсивности рассеянного излучения вдоль кольца.

Для анизотропных неоднородностей вид спектра рассеяния сильно зависит от угла падения волны на среду. При $a \ll b$ и малом угле падения α выполняется $a^2/b^2 \ll 1$, и можно воспользоваться разложением $\cos(\alpha) \approx 1 - \alpha^2/2$, откуда следует значение $\rho = \alpha \cdot z/3^{1/2}$. При $\alpha=0$, как и для случая изотропных неоднородностей, получим спектр рассеяния в виде гауссовой функции с характерной шириной, равной $\Delta = (z/ka)$.

На [рисунке 2.4](#) изображен угловой спектр при значениях параметров $\Delta n_{\max}=0.05$, $\sigma_n=0.001$, $\rho=20 \text{ mkm}$, $d=200 \text{ mkm}$, построенный с помощью численного моделирования, т.е. без использования приближений, в которых получены аналитические представления спектра рассеяния, приведенные выше. Все последующие графики построены аналогично.

Рассмотрим более подробно спектры рассеяния на анизотропных структурах в зависимости от параметров. В качестве исследуемых параметров представляется целесообразным выбрать следующие: угол падения α , параметр анизотропии a/b и поперечный размер a , mkm . Целью проводимого рассмотрения поставим нахождение сочетания параметров, при котором возможно отфильтровать прошедшее излучение с наименьшими потерями энергии. Для обеспечения оптимальной фильтрации необходимо разделить прошедшее и рассеянное излучение на спектральной плоскости, причем это остается справедливым при любом виде пространственно – частотного фильтра, устройство которого будет конкретизировано в главе 3. На [рисунках 2.5 и 2.6](#) изображены угловые спектры однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях для различных углов α и степеней анизотропии b/a при $a=5 \text{ mkm}$ и $a=10 \text{ mkm}$ соответственно. Как видно из графиков, спектр представляет собой срезанное кольцо. По координате u наблюдаются два максимума. Из них первый соответствует прошедшей волне и, очевидно, имеет координату (αk) , а второй отвечает отраженной волне и наблюдается в точке $(-\alpha k)$.

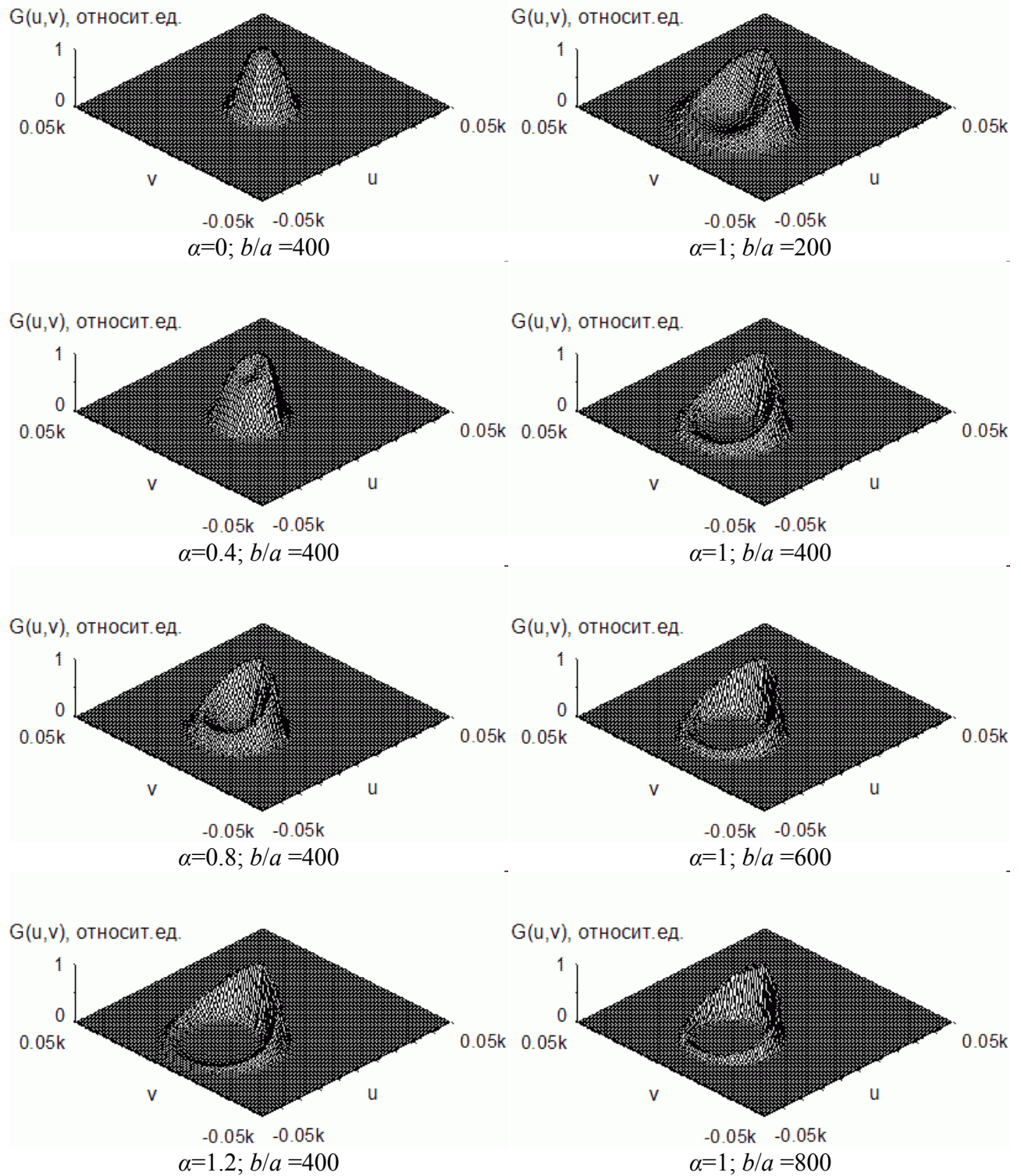


Рисунок 2.5 – угловые спектры однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях для различных углов α и степеней анизотропии b/a при $a=5 \text{ мкм}$

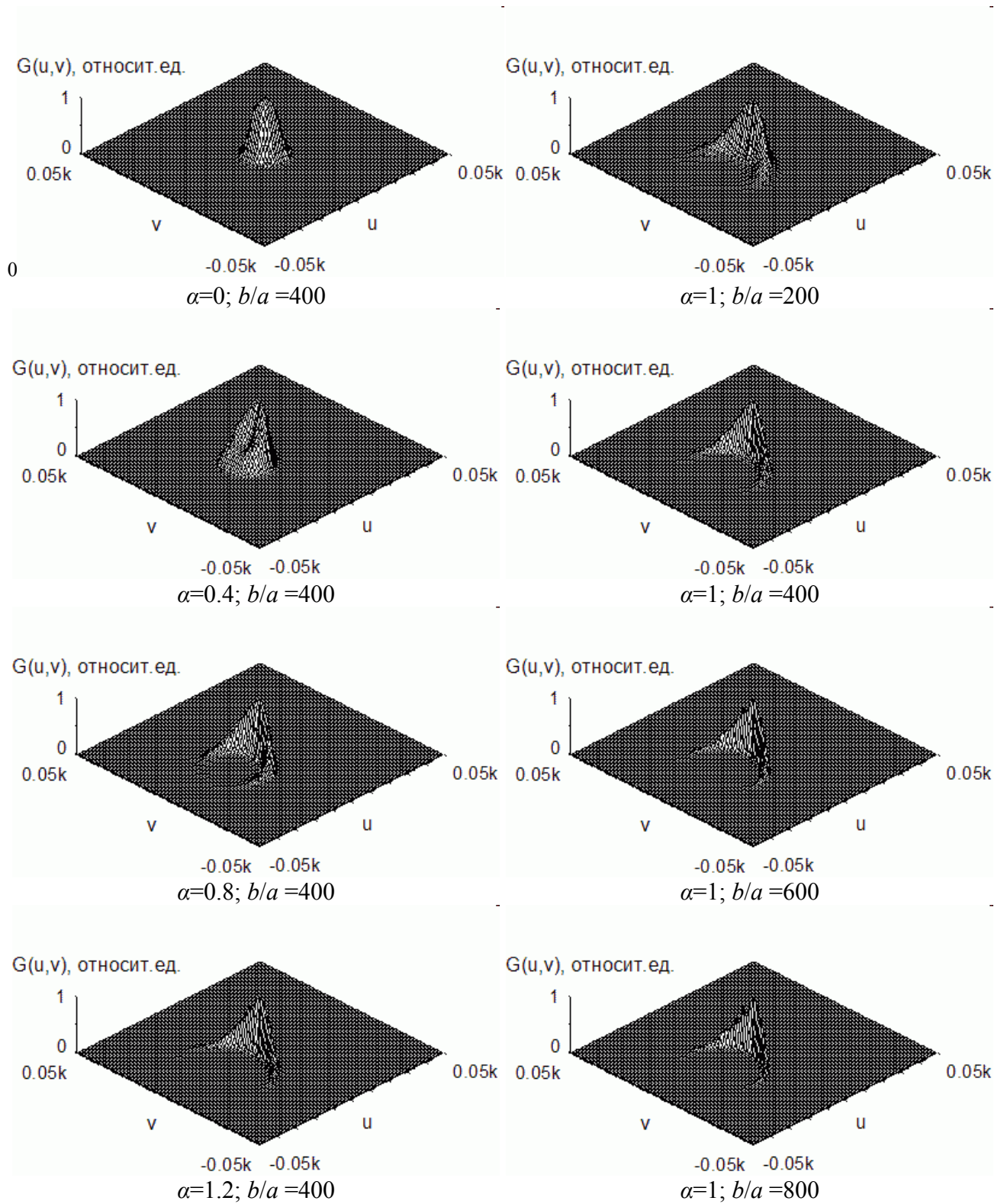


Рисунок 2.6 – угловые спектры однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях для различных углов α и степеней анизотропии b/a при $a=10 \text{ mkm}$

ГЛАВА 3

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ С ТРАНСПАРАНТОВ, ЗАПИСАННЫХ НА ФПК

Спектр рассеяния, как показано в предыдущей главе, содержит информацию об изображении, записанном в виде распределения амплитуды случайных фазовых неоднородностей в объеме ФПК. Таким образом, для получения изображения необходимо решить задачу о восстановлении распределения интенсивности по спектру рассеяния фазового транспаранта, записанного на ФПК.

В отличие от изображения, сохраненного в распределении показателя пропускания, рассеивающий транспарант модулирует фазу, а не амплитуду светового поля. Поскольку при прохождении коллимированного пучка через указанный транспарант в плоскости изображения получается однородная интенсивность поля, для восстановления изображения после фазовой модуляции созданным транспарантом требуется дополнительная обработка светового потока или его спектра, например, пространственно-частотная фильтрация [22]. В зависимости от параметров фильтра изменяется эффективность системы восстановления, которая характеризуется отношением энергии падающего излучения к энергии рассеянного, что позволяет построить оптимальный фильтр.

3.1 Оптическая схема проекционного устройства и алгоритмы визуализации рассеивающих транспарантов

Изображение, записанное в виде распределения показателя преломления транспаранта (см. [рисунок 3.1](#)), может быть восстановлено в рассеянном излучении [22]. Система воспроизведения, которая может использоваться для восстановления изображения с поглощающего транспаранта (см. [рисунок 3.3](#)), при воспроизведении распределения показателя преломления с рассеивающего дает однородную интенсивность поля в плоскости изображения [22]. Рассмотрим схемы восстановления для однократно и многократно рассеивающих транспарантов. В случае, когда рассеяние на транспаранте является однократным, для этого необходимо отфильтровать спектральную компоненту, соответствующую прошедшему излучению [12]. Соответствующий фильтр представляет собой транспарант с центральной непрозрачной областью диаметром Δ_F , расположенный в спектральной области [12]. Схема восстановления приведена на [рисунке 3.4](#), а пространственно – частотный фильтр и его характеристики изображены на [рисунке 3.5](#).

Пространственное распределение амплитуды света E_0 , прошедшего неоднородно рассеивающий транспарант $T(x,y)$ можно представить в виде [12]:

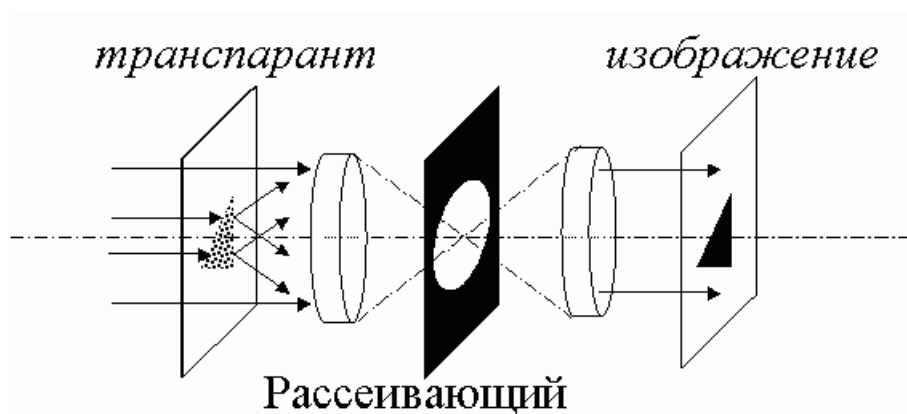


Рисунок 3.1 - Восстановление изображения с рассеивающего транспаранта

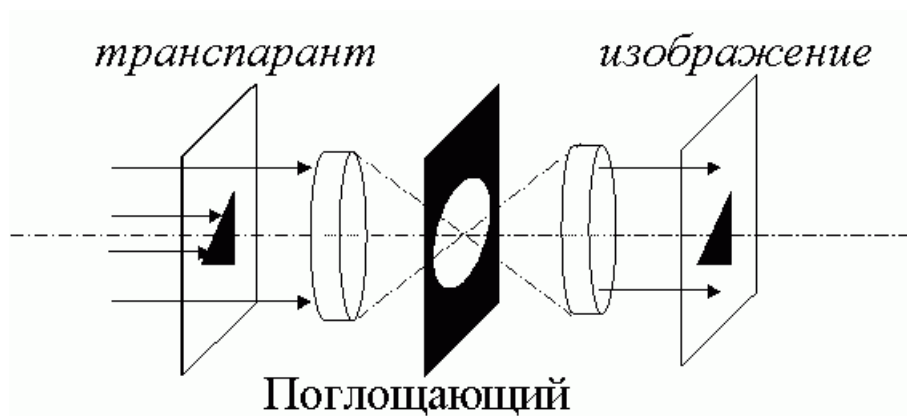


Рисунок 3.2 - Восстановление изображения с поглощающего транспаранта

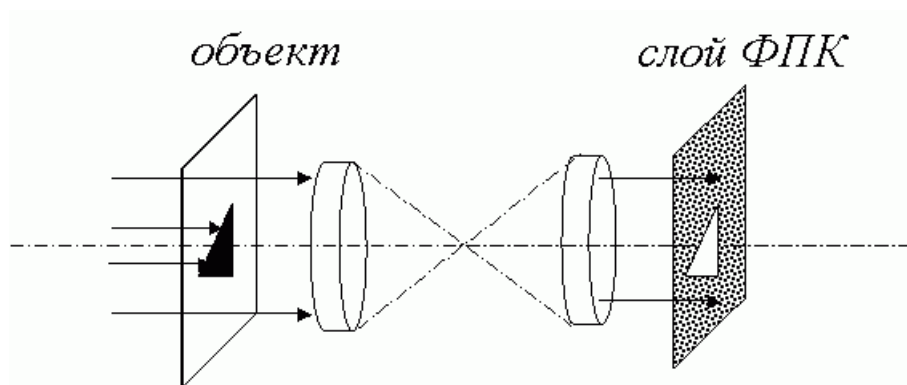


Рисунок 3.3 - Оптическое формирование рассеивающего транспаранта

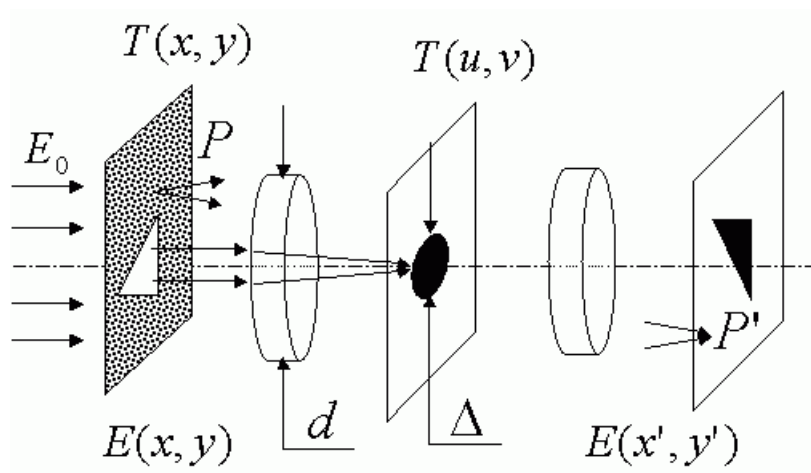


Рисунок 3.4 – Схема восстановления изображения

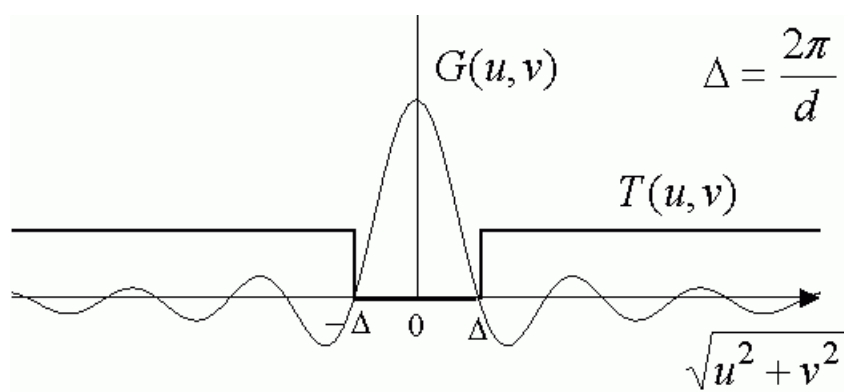


Рисунок 3.5 – Пространственно – частотный фильтр

$$E(x, y) = E_0 T(x, y) = E_0 e^{ikn(x, y)h} = E_0 [1 + ikn(x, y)h + \dots], \quad (3.1)$$

где h – толщина транспаранта, $n(x, y)$ – распределение показателя преломления. Первое слагаемое в скобках представляет собой амплитуду прошедшей волны, а второе – амплитуду рассеянной. Используемый фильтр позволяет осуществить схему восстановления аналогично методу темного поля [12]. Однако заметим, что в силу ограниченности апертуры системы воспроизведения, спектр прошедшей плоской волны уширяется до величины $2\pi/d$, где d – апертура системы. Таким образом, фильтр $T(u, v)$ должен задерживать излучение в области пространственных частот конечной ширины. Тогда пространственно-частотная фильтрация прошедшего излучения может быть представлена следующим образом [12]:

$$G'(u, v) = T(u, v) \cdot G(u, v) = T(u, v) \cdot \left[\text{sinc}(u \cdot d) + \int_{-d/2}^{d/2} ikn(x)h \right], \quad (3.1)$$

Соответствующие обозначения приведены на рисунке 3.4.

Как показано во второй главе, при однократном рассеянии на анизотропных неоднородностях прошедшее излучение направлено под углом α к оси системы и обладает спектром сложного вида. Нерассеянная компонента излучения может быть исключена поворотом системы восстановления на угол α так, чтобы ось системы совпала с направлением распространения прошедшего поля, что эквивалентно сдвигу непрозрачной области фильтра на величину αk в спектральной области [12].

Для восстановления изображения в случае многократного рассеяния на неоднородном носителе не требуется рассмотренный выше фильтр, поскольку отсутствует прошедшая компонента поля. В этом случае пространственно-частотную фильтрацию может осуществлять апертурная диафрагма. Поскольку система восстановления обладает ограниченной апертурой, то собственная апертура системы представляет собой диафрагму. Таким образом, апертурная диафрагма не является обязательным элементом, хотя может использоваться как дополнительный пространственно-частотный фильтр в области высоких частот. Аналогично, применение описанного выше пространственного фильтра низких частот позволит менять характеристики системы, а значит, управлять эффективностью восстановления изображения.

Заметим, что необходима лишь пространственная когерентность входящего излучения для эффективного отсекающей прошедшей компоненты, временная когерентность не требуется.

3.2 Оптимизация пространственно-частотных фильтров

Рассмотрим фильтр низких частот, реализованный транспарантом с непрозрачной областью диаметром Δ_F . При использовании в системе 4-х светосильного объектива $\Delta_F \approx 2 \text{ мкм}$, что сложно осуществить на практике. Будем

использовать транспаранты с $\Delta_F=0.1 \text{ mm}$ и $\Delta_F=1 \text{ mm}$, которые могут быть получены как в лабораторных, так и в промышленных условиях. Для определения эффективности системы восстановления необходимо найти поток рассеянного излучения в заданную угловую область. Поток рассеянного излучения в кольцо с внутренним угловым размером θ_1 и внешним θ_2 будет равен:

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_1}^{\theta_2} I_p(\theta) \sin \theta \cdot d\theta, \quad (3.2)$$

Для однократного рассеяния на изотропных неоднородностях выражение (3.2) с учетом (2.9) принимает вид

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = \frac{\sigma d I_0}{\pi \theta_{\max}^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp\left(-\frac{\sin^2 \theta}{2\theta_{\max}^2}\right) \sin \theta \cdot d\theta, \quad (3.3)$$

Как видно из (2.11), для среды с крупномасштабными неоднородностями рассеяние является малоугловым, т.е. $\theta \ll 1$ и тогда можно воспользоваться приближением $\sin \theta \approx \theta$. В указанном приближении получаем следующий результат:

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = 2\sigma d I_0 \left[\exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_1}{\theta_{\max}}\right)^2\right\} - \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_2}{\theta_{\max}}\right)^2\right\} \right], \quad (3.4)$$

Для многократного рассеяния на изотропных неоднородностях поток излучения в кольцо равен, согласно (2.30):

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = \frac{I_0}{4\sigma z \theta_{\max}^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp\left(-\frac{\sin^2 \theta}{2\sigma z \theta_{\max}^2}\right) \sin \theta \cdot d\theta, \quad (3.5)$$

В принятом выше приближении малоуглового рассеяния можем записать

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = \pi I_0 \left[\exp\left\{-\frac{\theta_1^2}{2\sigma d \theta_{\max}^2}\right\} - \exp\left\{-\frac{\theta_2^2}{2\sigma d \theta_{\max}^2}\right\} \right], \quad (3.6)$$

причем рассматривается поток падающего излучения на центральное сечение единичной сферы, равный πI_0 .

В случае однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях показателя преломления поток рассеянного излучения в кольцо с центром $(\alpha k, 0)$ определяется выражением (3.2) и равен

$$I_p(\theta_1, \theta_2) = \frac{\sigma d I_0}{\pi \theta_{\max}^2} \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp\left[-k^2 a^2 (1 - \cos \theta)\right] \cdot \exp\left[-\frac{k^2 (b^2 - a^2)}{2} (\cos \alpha (1 - \cos \theta) - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi)^2\right] \sin \theta \cdot d\theta d\varphi. \quad (3.7)$$

Заметим, что при однократном рассеянии восстановленное изображение всегда будет позитивным, так как восстановление проводится по методу темного поля [12], а в случае многократного рассеяния может быть получено как позитивное, так и негативное изображение. Ограничивая апертуру системы, получаем негативное

изображение. Если же использовать фильтр, рассмотренный выше, тогда будет восстановлено позитивное изображения. При этом апертура системы определяет эффективность восстановления. Контраст изображения максимален и может достигать единицы в случае позитивного изображения, поскольку отсутствует постоянная составляющая поля, дающая фоновую засветку [22].

Для однократного рассеяния на изотропных неоднородностях эффективность составляет 0.07% по формуле (3.4), для многократного – 6.9% по формуле (3.6) при значении параметров $\Delta n_{max}=0.05$, $I'=3500$, значение дисперсии взято в момент времени $t'=1.33 \cdot 10^{-4}$, $\rho=20 \text{ mkm}$, $d=200 \text{ mkm}$. В случае рассеяния на анизотропных неоднородностях эффективность воспроизведения будет зависеть от угла α , параметра анизотропии b/a и величины a . Эффективность, достигаемая при продольном направлении падающей волны для значений параметров $\alpha=0$, $b/a=400$, $a=20 \text{ mkm}$ составляет 75%. На рисунках 3.6, 3.7, 3.8 и 3.9 приведены значения эффективности рассмотренной системы оптической фильтрации для транспарантов, образованных изотропными неоднородностями показателя преломления (рассмотрены случаи однократного и многократного рассеяния) и анизотропными неоднородностями (рассмотрен случай однократного рассеяния). Таким образом, для рассеивающих транспарантов, образованных анизотропными неоднородностями показателя преломления, эффективность значительно превышает получаемую при использовании транспарантов с изотропными неоднородностями. Влияние параметров фильтра и степени анизотропии на эффективность системы восстановления проиллюстрировано рисунками 3.10 и 3.11.

Как показывают результаты главы 2, в случае однократного рассеяния света на изотропных неоднородностях показателя преломления транспаранта спектр рассеяния имеет гауссов вид и значительная часть падающего излучения (сосредоточена) собрана в малом угле вблизи направления падающего света и будет потеряна при фильтрации. Ясно, что эффективность такой системы будет низкой. Для многократного рассеяния на изотропных неоднородностях спектр рассеяния значительно уширяется по сравнению с однократным рассеянием, что требует увеличения апертуры оптической системы, а следовательно, ее технического усложнения. При достаточно большой апертуре эффективность получается на два порядка выше, чем в случае однократного рассеяния.

Наибольшая эффективность достигается при рассеянии падающего пучка на анизотропных неоднородностях транспаранта, спектр которого позволяет эффективно отфильтровывать проходящее излучение. Показана зависимость эффективности восстановления от степени анизотропии неоднородных рассеивателей и угла падения светового пучка.

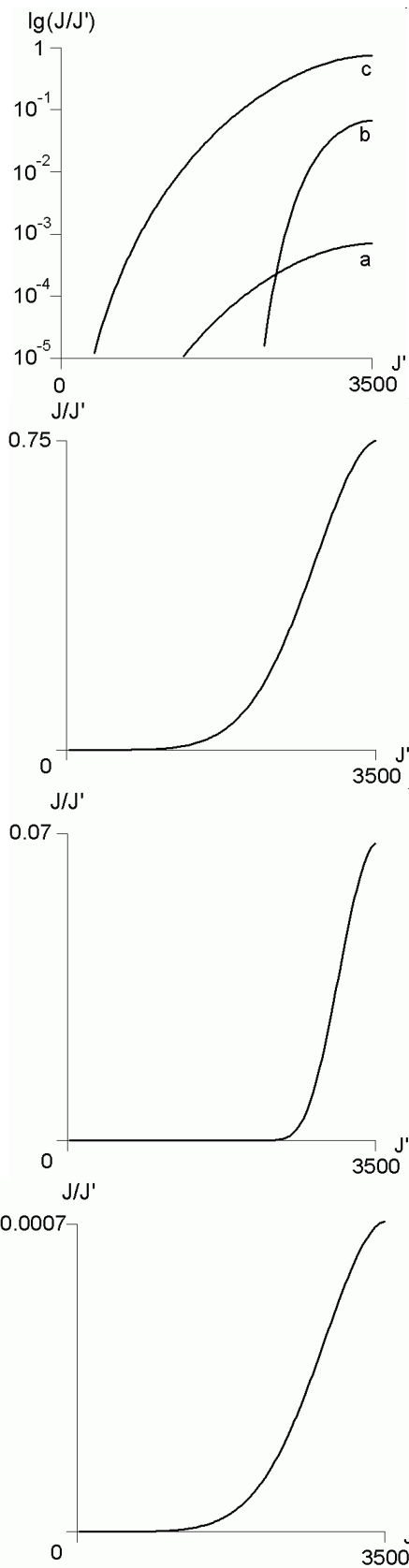


Рисунок 3.6 – интенсивность изображения в зависимости от входной интенсивности

а) однократное рассеяние на изотропных неоднородностях,
 б) многократное рассеяние на изотропных неоднородностях,
 с) однократное рассеяние на анизотропных неоднородностях.

Рисунок 3.7 – интенсивность изображения в зависимости от входной интенсивности для однократного рассеяния на анизотропных неоднородностях

Рисунок 3.8 – интенсивность изображения в зависимости от входной интенсивности для многократного рассеяния на изотропных неоднородностях

Рисунок 3.9 – интенсивность изображения в зависимости от входной интенсивности для однократного рассеяния на изотропных неоднородностях

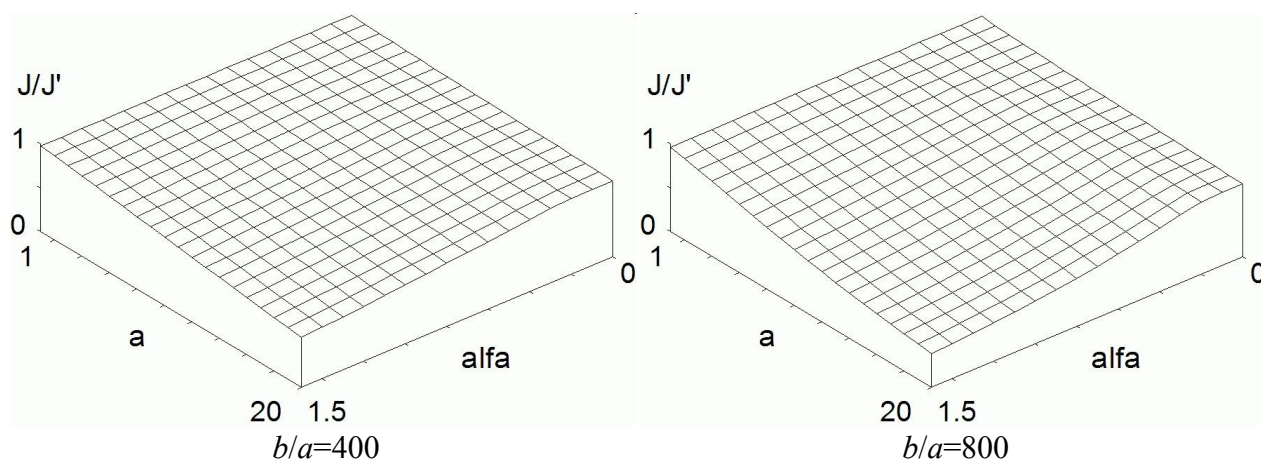


Рисунок 3.10 – эффективность системы восстановления в зависимости от угла падения пучка и величины a для разных степеней анизотропии b/a и размеров отверстия фильтра $\Delta_F=0.1 \text{ mm}$.

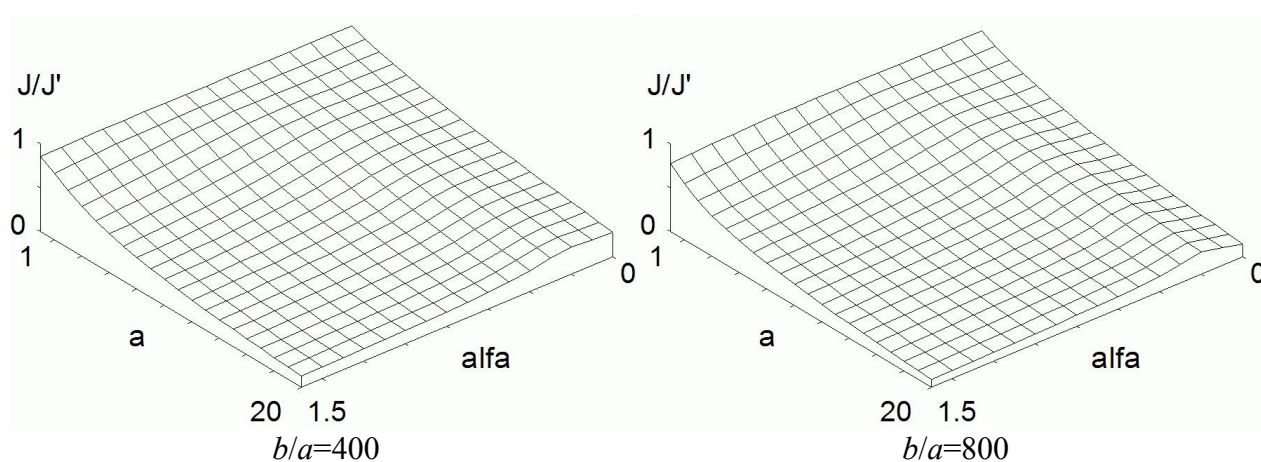


Рисунок 3.11 – эффективность системы восстановления в зависимости от угла падения пучка и величины a для разных степеней анизотропии b/a и размеров отверстия фильтра $\Delta_F=1 \text{ mm}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В дипломной работе выполнено:

Путем численного моделирования кинетического уравнения для ФПК при различных параметрах композиции исследованы характеристики неоднородных структур, возникающих в ходе конверсии полимера в тонком слое в зависимости от интенсивности и времени экспозиции.

Также численно исследованы характеристики структур, образующихся в процессе полимеризации толстых слоев ФПК. Выявлены условия, когда результаты моделирования эквивалентны полученным в модели тонкого слоя.

Исследован угловой спектр однократно рассеянной плоской монохроматической волны на анизотропных неоднородностях показателя преломления с гауссовой корреляционной функцией в зависимости от угла падения и степени анизотропии.

Проведен анализ эффективности восстановления изображения при использовании предложенной системы восстановления и пространственно-частотного фильтра.

Таким образом, рассмотрена возможность оптического создания неоднородно рассеивающих транспарантов непосредственно на этапе фотографического отображения. Также исследованы особенности восстановления зарегистрированного изображения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что создание как позитивных, так и негативных транспарантов возможно оптическим методом на основе фотополимеризующейся композиции. Предложена реальная альтернатива используемым в настоящее время поглощающим транспарантам – это объемно рассеивающие транспаранты, позволяющие с высокой эффективностью восстанавливать контрастное изображение. Такие объемные рассеиватели с заданными свойствами не могли быть получены ранее поверхностными методами обработки оптических материалов (матирование или травление). Предлагаемая технология осуществима на современном этапе научно-технического развития.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Менсов С.Н., Печников А.О., Романов А.В. Использование фотополимеризующихся композиций для записи и восстановления распределения интенсивности //ТД восьмой научной конф. по радиофизике.
- [2] Менсов С.Н., Печников А.О., Романов А.В. Динамическая модель экспонирования двухфазной фоторегистрирующей среды //ТД шестой научной конф. по радиофизике, Н.Новгород, 2002, С.193
- [3] Менсов С.Н., Печников А.О., Романов А.В. Разрешающая способность жидких фоторегистрирующих сред //ТД седьмой научной конф. по радиофизике, Н.Новгород, 2003, С.185
- [4] Вдовин В.А., Лонин А.Л., Менсов С.Н. Оптический синтез световодов из фотополимеров. // Журнал технической физики. – 2001. т.71, №7. – с.67.
- [5] С.М.Рытов, Ю.А.Кравцов, В.И.Татарский. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М. “Наука”. 1978, 464 стр.
- [6] Абакумов Г.А., Вдовин В.А., Мамышева О.Н., Маругин А.В., Менсов С.Н., Мураев В.А., Черкасов В.К., Чесноков С.А. Использование олигоэфиракрилатов в фотополимеризующихся композициях, чувствительных к видимому свету, в технологии послойного синтеза. // Тезисы докладов 5 конф. по химии и физикохимии олигомеров. – Черноголовка, 1994. – с.87.
- [7] Кашаев С.Ю., Копылова Н.А., Тихонова З.А., Голубев А.А. Влияние природы и состава фотополимеризующихся композиций на скорость формирования и физико-механических свойства покрытий. // Акриловые Олигомеры. Межвузовский сборник. – Горький, 1989. – с.16
- [8] Шаулов А.Ю., Шапиро А.Б., Скларова А.Г. Зависимость константы скорости рекомбинации макрорадикалов от длины цепи. // Высокомолекулярные соединения. – 1974. – т.16А, №12. – с.2680.
- [9] Юу Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. – М.: Советское радио, 1979. – 304с.
- [10] Миу К., Джеймс Т. Теория фотографического процесса. – Л.: Химия, 1973. – 374с.
- [11] Дьячков А.И., Zubov В.П., Левинский А.И., Менсов С.Н. Формирование концентрационной неоднородности в фотополимеризующемся метилметакрилате. // Высокомолекулярные соединения. – 1987. т.(А) XXIX, №9. – с.1917.
- [12] Зверев В.А. Радиооптика. – М.: “Советское радио”, 1975. – 304 с.
- [13] Менсов С.Н., Семенов А.В. О механизмах определяющих размер и амплитуду неоднородностей фотополимера // Тезисы докладов Третьей Нижегородской сессии молодых ученых. - Н.Новгород. 1998. - С.135

- [14] Иржак В.И., Розенберг Б.А., Ениколопян Н.С. Сетчатые полимеры. Синтез, структура, свойства. – М.: “Наука”, 1979. – 248с.
- [15] М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М: “Наука”. 1973. 720 стр.
- [16] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1979.– 384с.
- [17] Снайдер А. Лав Дж. Теория оптических волноводов. – М.: Радио и связь, 1987.– 656с.
- [18] С.М.Рытов, Ю.А.Кравцов, В.И.Татарский. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М. “Наука”. 1978, 464 стр.
- [19] Исимару Акира. Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. Т1. М: “Мир”. 1981. 280 стр.
- [20] А.В.Аистов,В.Г.Гавриленко // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83. В. 3. С. 427-432.
- [21] С.Н.Менсов, А.В.Семенов. Методы и средства измерений физических величин. Тезисы докладов 3 Всероссийской научно- технической конференции. Часть 5. Н.Новгород. 1998. С.26.
- [22] Сороко Л.М. Гильберт-оптика. М.: “Наука”, 1981. – 160с.
- [23] Н.Н.Калиткин. Численные методы. М. “Наука”. 1978. 512стр.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 (Конечно-разностная схема, используемая для численного анализа динамики полимеризации в тонком слое)

Диффузионное уравнение с источником, описывающее динамику изменения показателя преломления нелинейной среды под действием излучения после соответствующего преобразования переменных приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta n'}{\partial t'} &= \gamma \cdot J \cdot (1 - \Delta n') \cdot [-\ln(1 - \Delta n')]^{1-\frac{1}{\gamma}} + D' \frac{\partial^2 \Delta n'}{\partial x'^2}, \\ \frac{\partial \Delta n'}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, \quad \frac{\partial \Delta n'}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0, \\ \Delta n'(x, 0) &= \mu(x). \end{aligned} \quad (1)$$

Анализ динамики поведения излучения и показателя преломления осуществлялся путем итераций по времени. На каждой итерации решение уравнения (1) проводилось конечно-разностным методом [23] :

$$\begin{aligned} \frac{2i}{0,5\tau} (\Delta \tilde{n}_k^m - \Delta \tilde{n}_k^{m-1}) &= D' \Lambda_1 \Delta \tilde{n}_k^m + g_k^{m-1} \\ \frac{2i}{0,5\tau} (\Delta \tilde{n}_k^m - \Delta \tilde{n}_k^{m-1}) &= D' \Lambda_1 \Delta \tilde{n}_k^m + g_k^{m-1}, \\ k &= 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Lambda_1 A_k = \frac{A_{k+1} - 2A_k + A_{k-1}}{h^2}$ – оператор численного дифференцирования,

$$g_k^{m-1} = \gamma \cdot J_k^{m-1} \cdot (1 - \Delta n_k^{m-1}) \cdot [-\ln(1 - \Delta n_k^{m-1})]^{1-\frac{1}{\gamma}}.$$

Каждое из уравнений имеет трехдиагональный вид и решается поочередно методом прогонки.

$$\begin{aligned} 4i \frac{\Delta \tilde{n}_k^m - \Delta \tilde{n}_k^{m-1}}{\tau} &= \frac{\Delta \tilde{n}_{k+1}^m - 2\Delta \tilde{n}_k^m + \Delta \tilde{n}_{k-1}^m}{h} + 2g_k^{m-1} \\ 4i \frac{\Delta \tilde{n}_k^m - \Delta \tilde{n}_k^{m-1}}{\tau} &= \frac{\Delta \tilde{n}_{k+1}^m - 2\Delta \tilde{n}_k^m + \Delta \tilde{n}_{k-1}^m}{h} + 2g_k^{m-1}. \\ k &= 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{aligned} \quad (3)$$

Для выбора шага по времени выбиралось значение максимального приращения показателя преломления на одной временной итерации и находилось время, необходимое для такого приращения в каждом узле сетки. В качестве шага по времени выбиралось наименьшее из полученных значений. Далее при заданном максимальном изменении показателя преломления находилось решение при начальном выбранном приращении показателя преломления и приращении, вдвое меньшим. Величина приращения уменьшалась до тех пор, пока решения не становились одинаковыми.

Программа для вычислений была написана на языке C++ в среде Borland C++ Builder 6.0.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2 (Конечно-разностная схема, используемая для численного анализа динамики полимеризации в объемной среде)

Параболическое уравнение, описывающее поведение излучения в нелинейной среде и выражение для изменения показателя преломления, после соответствующего преобразования координат приводится к следующему виду:

$$\begin{cases} 2i \frac{dA'(x', z')}{dz'} = \frac{\partial^2 A'(x', z')}{\partial x'^2} + 2V^2 \Delta n'(x', z', t') A'(x', z') \\ \frac{\partial \Delta n'}{\partial t'} = \gamma \cdot J' \cdot (1 - \Delta n') \cdot [-\ln(1 - \Delta n')]^{1-\frac{1}{\gamma}} + D' \frac{\partial^2 \Delta n'}{\partial x'^2} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь для простоты $\Delta n' \equiv \Delta n'(x', z', t')$ и $J' \equiv J'(x', z') = |A'(x', z')|^2$.

В общем случае граничное условие для уравнения имеет вид:

$$A(x', 0) = \varphi(x') \quad (3)$$

Анализ динамики поведения излучения и показателя преломления осуществлялся путем итераций по времени: сначала находилось распределение комплексной амплитуды поля в нулевой момент времени (когда пучок распространяется в однородной среде), далее на основании экспозиционной характеристики рассчитывалось распределение нелинейной добавки к показателю преломления при малом приращении экспозиции. Затем с учетом найденного распределения решалось уравнение (1) для следующей итерации и т.д. На каждой итерации по экспозиции решение уравнения (1) проводилось конечно-разностным методом с помощью, так называемой последовательно-параллельной схемы [23].

Область решения по координате x необходимо выбирать достаточно большой, чтобы начальное распределение амплитуды на границах можно было считать равным нулю. Тогда отраженные от границы компоненты поля окажутся пренебрежимо малы. С помощью метода фиктивной плоскости первое уравнение из системы (1) сводится к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \frac{2i}{0,5h_z} (\tilde{A}_k - A_k^{m-1}) = \Lambda_1 \tilde{A}_k + f_k^{m-1} \\ \frac{2i}{0,5h_z} (A_k^m - \tilde{A}_k) = \Lambda_1 \tilde{A}_k + f_k^{m-1} \\ A_k^0 = \phi_k, \quad k = 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{cases} \quad (4)$$

где $\Lambda_1 A_k = \frac{A_{k+1} - 2A_k + A_{k-1}}{h^2}$ – оператор численного дифференцирования,
 $f_k^{m-1} = 4V^2 (\Delta n_k^2)^m A_k^{m-1}$.

Каждое из уравнений имеет трехдиагональный вид и решается поочередно методом прогонки. В случае решения двумерной задачи соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\begin{cases} 4i \frac{\tilde{A}_k - A_k^{m-1}}{h_z} = \frac{\tilde{A}_{k+1} - 2\tilde{A}_k + \tilde{A}_{k-1}}{h} + 4V^2 (\Delta n_k^2)^m A_k^{m-1} \\ 4i \frac{A_k^m - \tilde{A}_k}{h_z} = \frac{\tilde{A}_{k+1} - 2\tilde{A}_k + \tilde{A}_{k-1}}{h} + 4V^2 (\Delta n_k^2)^m A_k^{m-1} \\ A_k^0 = \phi_k, \quad k = 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{cases} \quad (5)$$

Можно показать, что уравнение является консервативным и энергия пучка (или интеграл от квадрата амплитуды поля по поперечному сечению пучка) должна оставаться постоянной при любых значениях продольной координаты. Поэтому шаг по пространственным координатам выбирался таким образом, чтобы обеспечить сохранение энергии.

Второе уравнение системы (1) решается аналогично:

$$\begin{cases} \frac{2i}{0,5\tau} (\Delta \tilde{n}_k - \Delta n_k^{m-1}) = D' \Lambda_1 \Delta \tilde{n}_k + g_k^{m-1} \\ \frac{2i}{0,5\tau} (\Delta n_k^m - \Delta \tilde{n}_k) = D' \Lambda_1 \Delta \tilde{n}_k + g_k^{m-1} \\ k = 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{cases} \quad (6)$$

где $g_k^{m-1} = \gamma \cdot |A_k^{m-1}|^2 \cdot (1 - \Delta n_k^{m-1}) \cdot [-\ln(1 - \Delta n_k^{m-1})]^{1-\frac{1}{\gamma}}$.

$$\begin{cases} 4i \frac{\Delta \tilde{n}_k - \Delta n_k^{m-1}}{\tau} = \frac{\Delta \tilde{n}_{k+1} - 2\Delta \tilde{n}_k + \Delta \tilde{n}_{k-1}}{h} + 2g_k^{m-1} \\ 4i \frac{\Delta n_k^m - \Delta \tilde{n}_k}{\tau} = \frac{\Delta \tilde{n}_{k+1} - 2\Delta \tilde{n}_k + \Delta \tilde{n}_{k-1}}{h} + 2g_k^{m-1} \\ k = 0, 1 \dots M, \quad m = 0, 1 \dots Z \end{cases} \quad (7)$$

Для выбора шага по времени выбиралось значение максимального приращения показателя преломления на одной временной итерации и находилось время, необходимое для такого приращения в каждом узле сетки. В качестве шага по времени выбиралось наименьшее из полученных значений. Далее при заданном максимальном изменении показателя преломления находилось решение при начальном выбранном приращении показателя преломления и приращении, вдвое

меньшим. Величина приращения уменьшалась до тех пор, пока решения не становились одинаковыми. Полученное значение использовалось при всех расчетах при выбранном Δn_{\max} .

Программа для вычислений была написана на языке C++ в среде Borland C++ Builder 6.0.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (Техника безопасности)

В соответствии с ПТЭ и ПТВ потребителям и обслуживающему персоналу электроустановок предъявляются следующие требования: лица, не достигшие 18-летнего возраста, не могут быть допущены к работам в электроустановках; лица не должны иметь увечий и болезней, мешающих производственной работе; лица должны после соответствующей теоретической и практической подготовки пройти проверку знаний и иметь удостоверение на доступ к работам в электроустановках.

В вычислительных центрах (ВЦ) разрядные токи статического электричества чаще всего возникают при прикосновении к любому из элементов ЭВМ. Такие разряды опасности для человека не представляют, но кроме неприятных ощущений они могут привести к выходу из строя ЭВМ. Для снижения величины возникающих зарядов статического электричества в ВЦ покрытие технологических полов следует выполнять из однослойного поливинилхлоридного антистатического линолеума. К общим мерам защиты от статического электричества в ВЦ можно отнести общее и местное увлажнение воздуха.

Помещения ВЦ, их размеры (площадь, объем) должны в первую очередь соответствовать количеству работающих и размещаемому в них комплекту технических средств. В них предусматриваются соответствующие параметры температуры, освещения, чистоты воздуха, обеспечивают изоляцию, от производственных шумов и т.п. Для обеспечения нормальных условий труда санитарные нормы СН245-71 устанавливают на одного работающего, объем производственного помещения не менее 15 м³, площадь помещения выгороженного стенами или глухими перегородками не менее 4,5 м².

Рациональное цветовое оформление помещения направленно на улучшение санитарно-гигиенических условий труда, повышение его производительности и безопасности. Окраска помещений ВЦ влияет на нервную систему человека, его настроение и, в конечном счете, на производительность труда. Снижение шума, создаваемого на рабочих местах ВЦ внутренними источниками, а также шума проникающего извне, является очень важной задачей.

Пожары в ВЦ представляют особую опасность, так как сопряжены с большими материальными потерями. Характерная особенность ВЦ – небольшие площади помещений. Как известно пожар может возникнуть при взаимодействии горючих веществ, окисления и источников зажигания. В помещениях ВЦ присутствуют все три основных фактора, необходимые для возникновения пожара.

Горючими компонентами на ВЦ являются: строительные материалы для акустической и эстетической отделки помещений, перегородки, двери, полы, перфокарты и перфоленты, изоляция кабелей и др.