

Исследование эволюции границы раздела фаз в пористых средах с использованием динамического рассеяния света

Д. А. Зимняков¹⁾, П. В. Захаров, В. А. Трифонов, О. И. Чанилов

Саратовский государственный университет, 410026 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 8 мая 2001 г.

После переработки 17 июля 2001 г.

Проведены экспериментальные исследования эволюции границы раздела фаз в процессе испарения жидкой фазы из насыщенного жидкостью слоя пористой среды (бумаги) с использованием спектрального анализа флуктуаций интенсивности лазерного излучения, рассеянного в слое. Полученные данные сопоставлены с результатами моделирования необратимого роста в трехмерных решетках. Зависимости полуширины спектра флуктуаций интенсивности от времени испарения демонстрируют характерные особенности развития фронта испарения, аналогичные установленным в ходе моделирования особенностям развития фронта необратимого роста. В результате сравнения максимальных значений полуширины спектра для двух различных насыщающих жидкостей установлено, что процесс движения локальных границ раздела фаз при испарении жидкости из слоя пористой среды близок к “классической” диффузии.

PACS: 42.25.Dd, 61.43.-j

Исследования процессов переноса в неупорядоченных системах являются одним из интенсивно развивающихся направлений физики конденсированного состояния. Характерным примером подобных процессов может служить массоперенос в пористых средах, происходящий при испарении жидкой фазы или ее распространении в системе пор под действием капиллярных сил. При этом наблюдаются интересные физические явления (в частности, формирование фрактальных границ роста [1, 2]), имеющие универсальный характер и являющиеся объектом теоретических и экспериментальных исследований в последние два десятилетия. Весьма важным аспектом подобных исследований является разработка экспериментальных методов анализа динамики массопереноса в гетерогенных многофазных системах. В данной работе рассмотрена возможность использования метода динамического рассеяния когерентного света для исследования эволюции границы раздела газообразной и жидкой фаз в процессе испарения жидкости из слоя пористой среды. В рассматриваемом случае флуктуации интенсивности рассеянного света в точке наблюдения обусловлены рассеянием зондирующего излучения на движущихся локальных границах раздела фаз в системе пор. Рис.1 иллюстрирует подобную модель многократного рассеяния в зоне испарения; разброс значений скоростей и направлений перемещения локальных границ, представляющих собой ансамбль нестационарных рассеивате-

лей, приводит в результате интерференции парциальных составляющих рассеянного поля, характеризующихся различной кратностью рассеяния, к формированию динамического спекл-поля, ширина спектра флуктуаций интенсивности которого определяется средней подвижностью локальных границ и их объемной плотностью в зоне испарения. Распространение зондирующего излучения в областях 1, 1' и 3, представляющих собой системы стационарных рассеивателей, не приводит к частотной модуляции парциальных составляющих. В то же время доплеровские сдвиги частоты при рассеянии парциальных составляющих на движущихся локальных границах раздела фаз в зонах испарения (2, 2') в результате многократного рассеяния приводят к формированию нестационарного спекл-поля в плоскости наблюдения. В работе [3] установлено, что фронты испарения жидкой фазы в пористых средах представляют собой фрактальные границы роста с локализованными вблизи подобных границ кластерами из заполненных жидкостью пор. Развитие подобных структур в процессе испарения должно оказывать влияние на объемную плотность рассеивающих центров в зоне испарения и приводить к существенным изменениям спектра флуктуаций интенсивности рассеянного света.

На рис.2 приведена схема эксперимента по исследованию спектральных характеристик флуктуаций интенсивности лазерного излучения, рассеянного слоем пористой среды, предварительно насыщенного жидкостью, в процессе испарения жидкости из слоя. Источником излучения являлся одномодо-

¹⁾e-mail: zimnykov@sgu.ssu.runnet.ru

Рис.1. Модель многократного рассеяния когерентного излучения слоем пористой среды в процессе испарения жидкой фазы. Регистрируемые нестационарные спекл-структуры формируются в результате интерференции парциальных составляющих рассеянного поля, распространяющихся в приосевой зоне освещающего пучка (E_1^s, E_2^s, \dots). Частотная модуляция парциальных составляющих происходит при рассеянии на нестационарных рассеивателях (движущихся локальных границах раздела фаз) с $\bar{q}_{im} \Delta \bar{r}_{im}(\tau) \neq 0$. Граница раздела жидкой и газообразной фаз в слое пористой среды представляет собой фрактальную поверхность [2, 3]

вый He-Ne-лазер ($\lambda = 632.8$ нм, мощность 0.5 мВт); пучок лазерного излучения фокусировался в пятно диаметром ≈ 200 мкм на поверхности слоя, располагаемого в горизонтальной плоскости. В качестве слоя пористой среды использовались образцы бумаги, различающиеся по степени пористости и толщине. Регистрация флуктуаций интенсивности осуществлялась в проходящем свете с помощью компьютерной системы захвата изображений на основе ПЗС-камеры EDC-1000L без объектива (Electrim Corp., США). Число пикселей – 484×753 ; размеры пикселя – 9.5×10 мкм². Расстояние между образцом и ПЗС-камерой составляло 60 см; камера была расположена на оси освещающего пучка; средний размер спеклов в плоскости регистрации изображения был равен ≈ 500 мкм. Изображения динамических спеклов регистрировались в режиме переноса строки, когда флуктуации интенсивности детектируемого света в фиксированных точках отображаются как распределения яркости по столбцам изображения, за-

писываемого в bitmap-формате; фрагменты подобных изображений представлены на врезках рис.3. Время записи кадра в зависимости от времени экспозиции строки T_E изменялось в интервале от 40 до 120 с; частота Найквиста [4], соответствующая расстоянию между пикселями вдоль столбца, изменялась от 2 до 6 Гц. С целью минимизации влияния эффектов, обусловленных конечными значениями временного интервала выборки и частоты дискретизации распределений интенсивности по столбцам, определяемой T_E (в частности, эффекта наложения, или маскировки частот [4]), на результаты спектрального анализа флуктуаций интенсивности, представляющих собой узкополосный случайный процесс, время экспозиции строки для каждого кадра выбиралось на основе предварительных экспериментальных данных таким образом, чтобы обеспечить частоту выборки, не менее чем в 10 раз превышающую полупроширину спектра флуктуаций для выбранного фрагмента кадра, характеризуемого максимальной шири-

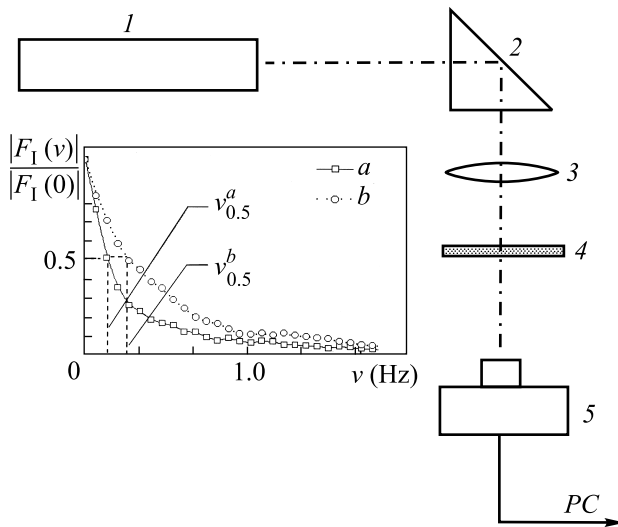


Рис.2. Схема экспериментальной установки: 1 – одномодовый He–Ne лазер, 2 – поворотная призма, 3 – фокусирующий объектив, 4 – исследуемый образец, 5 – ПЗС-камера. На врезке: типичные частотные зависимости нормированных значений модуля фурье-спектра флуктуаций интенсивности, получаемые в результате усреднения по набору столбцов для фрагментов изображений размером 100×753 пикселей; насыщающая жидкость – этиловый спирт; образец – $\tilde{H} = 71 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.68 \pm 0.04$; а – $t_{dr} = 23$ с, $\nu_{0.5}^a \approx 0.14$ Гц; б – $t_{dr} = 150$ с, $\nu_{0.5}^b \approx 0.26$ Гц. Используемая частота дискретизации – 6.7 Гц.

ной спектра. Дальнейший анализ осуществлялся путем вычисления модуля фурье-спектров $|F_1(\nu)|$ флуктуаций интенсивности с использованием дискретного преобразования Фурье последовательностей данных по столбцам для участков изображений размером $W_1 \times W_2 = 100 \times 753$ пикселей, полученных разбиением исходных кадров на частично перекрывающиеся фрагменты. Значения модуля фурье-спектра усреднялись по набору столбцов для каждого фрагмента; для усредненного модуля фурье-спектра производилась оценка полуширины $\nu_{0.5}$. Исследования влияния режимов регистрации и обработки изображений (времени экспозиции строки T_E и размера анализируемого фрагмента W_1) показали достаточную устойчивость получаемых оценок $\nu_{0.5}$ к изменениям T_E и W_1 в случае $T_E < (10\nu_{0.5})^{-1}$ и $W_1 = 80 \div 120$; в частности, для фрагментов изображений, характеризующихся максимальной шириной спектра флуктуаций интенсивности, изменение $\nu_{0.5}$ не превышает 8% при уменьшении T_E от 150 до 100 мс и увеличении от 80 до 120 пикселей. На врезке рис.2 представлены типичные зависимости нормированных значений усредненного модуля фурье-спектра $|F_1(\nu)|$ от частоты,

получаемые в результате обработки изображений динамических спеклов, полученных в эксперименте.

Эксперименты проводились при комнатной температуре ($(20 \pm 1)^\circ\text{C}$); в качестве насыщающих жидкостей применялись этиловый спирт $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ и ацетон $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$. Для каждого образца были предварительно определены толщина \tilde{H} , пористость ϕ и характерные времена испарения насыщающих жидкостей t_r , соответствующие уменьшению массы жидкой фазы в образце в e раз. Значения ϕ и t_r определялись путем взвешивания предварительно насыщенных образцов на электронных весах с интервалом выборки данных, равным 1 с. На рис.3 представлены типичные зависимости полуширины $\nu_{0.5}$ модуля фурье-спектра флуктуаций интенсивности от времени испарения жидкой фазы t_{dr} , получаемые в эксперименте. Можно выделить следующие характерные особенности зависимостей $\nu_{0.5}(t_{dr})$:

1) резкое возрастание частоты флуктуаций интенсивности рассеянного света и появление максимума $\nu_{0.5}$ на определенной стадии процесса испарения; взаимосвязь между значениями времени $t_{dr \max}$, соответствующего максимуму $\nu_{0.5}$, и t_r для исследованных образцов может быть приближенно описана линейной зависимостью (рис.4);

2) уменьшение характерного времени испарения t_r приводит к уменьшению максимального значения $\nu_{0.5}$ (рис.2; $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ в качестве насыщающей жидкости характеризуется значениями t_r , в 4–6 раз меньше по сравнению с $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$; при этом максимальные значения $\nu_{0.5}$ для исследуемых образцов в 1.2–2 раза меньше);

3) зависимости $\nu_{0.5}(t_{dr})$ при малых t_r имеют выраженную асимметричную форму; на заключительной стадии процесса испарения существуют участки скачкообразного убывания $\nu_{0.5}$; при возрастании t_r форма зависимостей $\nu_{0.5}(t_{dr})$ более симметрична, скачкообразные изменения $\nu_{0.5}$ в области больших t_{dr} в значительной степени подавлены.

Исследование влияния дополнительного нагрева слоя при поглощении зондирующего лазерного излучения на процесс испарения жидкой фазы показало, что увеличение диаметра светового пятна на поверхности образцов приблизительно в 2 раза вследствие дефокусировки пучка при их продольном смещении из фокальной плоскости линзы 3 (рис.2), вызывающая существенное уменьшение плотности потока зондирующего излучения (в 4 раза), в пределах погрешности измерений ($\pm 5\%$) не приводит к изменению значений $t_{dr \max}$, определяемых в эксперименте. Аналогично, изменение мощности зондирующего пучка с помощью ослабителей (нейтральных свето-

Рис. 3. Зависимости полуширины спектра флуктуаций интенсивности рассеянного света $\nu_{0.5}$ от времени испарения жидкой фазы t_{dr} для образца бумаги толщиной $\tilde{H} = 88 \pm 3$ мкм с пористостью $\phi = 0.56 \pm 0.03$; \bullet – насыщающая жидкость – ацетон (C_3H_6O); \square – насыщающая жидкость – этиловый спирт (C_2H_5OH)

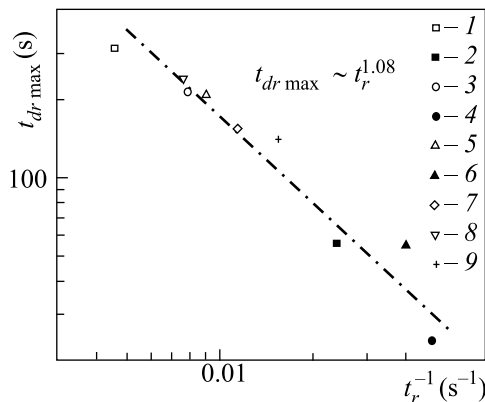


Рис. 4. Взаимосвязь между параметрами $t_{dr\ max}$ и t_r для исследованных образцов бумаги; 1 – $\tilde{H} = 135 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.84 \pm 0.04$ (фильтровальная бумага), насыщающая жидкость – ацетон (C_3H_6O); 2 – то же, насыщающая жидкость – этиловый спирт (C_2H_5OH); 3 – $\tilde{H} = 71 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.68 \pm 0.04$, ацетон; 4 – то же, этиловый спирт; 5 – $\tilde{H} = 88 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.56 \pm 0.03$, ацетон; 6 – то же, этиловый спирт; 7 – $\tilde{H} = 73 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.52 \pm 0.03$, этиловый спирт; 8 – $\tilde{H} = 77 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.63 \pm 0.03$, этиловый спирт; 9 – $\tilde{H} = 72 \pm 3$ мкм, $\phi = 0.39 \pm 0.02$, этиловый спирт.

фильтров) также не приводит к заметным изменениям $t_{dr\ max}$. Это обусловлено малым значением мощ-

ности зондирующего излучения (< 0.5 мВт, с учетом дополнительных потерь в оптических элементах 2 и 3) и малыми значениями коэффициента поглощения излучения в слое (типичные значения коэффициента поглощения образцов бумаги в видимом диапазоне составляют $0.005 \div 0.03$ мм $^{-1}$ [5]). Таким образом, для рассматриваемых в работе условий проведения эксперимента влиянием нагрева образцов зондирующим излучением на процесс испарения жидкой фазы из слоя можно пренебречь.

Для интерпретации экспериментальных результатов может быть использован подход к описанию временной корреляционной функции флуктуаций когерентного света, многократно рассеянного нестационарной системой статистически независимых рассеивателей [6], которая при наблюдении в фиксированной точке может быть представлена как:

$$G_1(\tau) = \langle E(t)E^*(t + \tau) \rangle \sim \exp(-j\omega\tau) \times \\ \times \left\langle \left(\sum_i \prod_m \exp\{i\tilde{q}_{im}\tilde{r}_{im}(t)\} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\sum_i \prod_m \exp\{i\tilde{q}_{im}\tilde{r}_{im}(t + \tau)\} \right)^* \right\rangle,$$

где суммирование по i соответствует учету вклада парциальных составляющих рассеянного поля с раз-

личными значениями оптических путей в формирование комплексной амплитуды поля в точке наблюдения; перемножение по m соответствует учету набега фазы для каждой парциальной составляющей в результате последовательности актов рассеяния на движущихся локальных границах раздела фаз, \bar{q}_{im} определяет изменение волнового вектора i -й парциальной составляющей для m -го акта рассеяния на движущейся локальной границе, положение которой определяется радиус-вектором \bar{r}_{im} ; ω – частота зондирующего пучка. Усреднение производится по ансамблю возможных конфигураций движущихся рассеивающих центров. Используя допущение о статистической независимости актов рассеяния, можно получить выражение для временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности $G_2(\tau) = \langle \{I(t+\tau) - \langle I \rangle\} \{I(t) - \langle I \rangle\} \rangle$ при большом числе актов рассеяния:

$$G_2(\tau) = |G_1(\tau)|^2 \sim \left\langle \left| \sum_i \exp\{-\Xi_i \langle \bar{q}^2 \rangle \langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle / 6\} \right|^2 \right\rangle, \quad (1)$$

где Ξ_i – число актов рассеяния для i -й парциальной составляющей, а $\Delta \bar{r}^2(\tau)$ определяет дисперсию смещений рассеивателей за время τ .

Динамика флуктуаций рассеянного поля зависит от эффективного значения Ξ , которое определяется числом движущихся локальных границ раздела фаз в области рассеяния зондирующего пучка (рис.1). Возрастание Ξ приводит к уменьшению времени корреляции и к уширению спектра флуктуаций интенсивности рассеянного света. Таким образом, особенности процесса развития зоны испарения должны проявляться на зависимостях ширины спектра флуктуаций от времени испарения жидкой фазы из слоя. Представление $G_2(\tau)$ в аналитической форме требует знания статистики Ξ_i для рассеивающей системы; в частности, при освещении плоской волной с волновым числом k слоя движущихся рассеивателей толщиной Λ и детектировании рассеянного вперед излучения $G_2(\tau)$ может быть представлена как $G_2(\eta) \sim \exp(-2\eta)$, где $\eta = (\Lambda/l^*) \sqrt{k^2 \langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle}$, а l^* – транспортная длина рассеивающего слоя [7, 8]. В случае обобщенной броуновской динамики рассеивающих центров [2] $\langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle = K\tau^\vartheta$, где $0 \leq \vartheta \leq 2$, а K характеризует подвижность рассеивателей, время корреляции флуктуаций интенсивности может быть определено как:

$$\tau_c \approx (l^{*2}/4Kk^2\Lambda^2)^{1/\vartheta} \sim \nu_{0.5}^{-1}. \quad (2)$$

Следует отметить, что зависимость τ_c и $\nu_{0.5}$ от длины волны зондирующего излучения λ обусловлена

не только зависимостью от k , но также и в неявном виде от транспортной длины l^* , поскольку $l^* = [\sigma(\lambda)c\{1-g(\lambda)\}]^{-1}$ [7, 8], где c – объемная концентрация нестационарных рассеивателей (движущихся локальных границ раздела фаз) в зоне испарения, а $\sigma(\lambda)$ и $g(\lambda)$ – эффективные значения сечения рассеяния и параметра анизотропии для рассеивателей, зависящие от длины волны зондирующего излучения.

Для рассматриваемой модели рассеяния (рис.1), предполагая показатель ϑ не зависящим от свойств насыщающей жидкости и принимая $\Lambda \sim \tilde{\Lambda}$, где $\tilde{\Lambda}$ – ширина зоны испарения, получим, что при зондировании на фиксированной длине волны для двух различных насыщающих жидкостей с близкими значениями показателя преломления (что дает $\sigma_1 \approx \sigma_2$, $g_1 \approx g_2$ и соответственно $l_1^*/l_2^* \approx c_2/c_1$) должно выполняться следующее соотношение для максимальных значений $\nu_{0.5}$:

$$\frac{(\nu_{0.5})_{1 \max}}{(\nu_{0.5})_{2 \max}} \approx \left(\frac{K_1 \tilde{\Lambda}_{\max 1}^2 c_{\max 1}^2}{K_2 \tilde{\Lambda}_{\max 2}^2 c_{\max 2}^2} \right)^{1/\vartheta}, \quad (3)$$

где значения $\tilde{\Lambda}_{\max}$, c_{\max} соответствуют максимальному развитию зоны испарения (при $t_{dr} = t_{dr \max}$). Следует отметить, что изменение геометрии рассеяния (в частности, освещение слоя не плоской волной, а локализованным источником) будет приводить к иной зависимости временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности от безразмерного параметра η , чем $G_2(\eta) \exp(-2\eta)$. Вместе с тем, вследствие принципа подобия, $\tau_c \sim (l^{*2}/Kk^2\Lambda^2)^{1/\vartheta}$ и соотношение (3) должно выполняться и в данном случае.

Представляет интерес оценка значений показателя ϑ для рассматриваемой системы нестационарных рассеивателей. С целью анализа эволюции зоны испарения в слое пористой среды, насыщенном жидкостью, было проведено статистическое моделирование процесса необратимого роста для трехмерных решеток с конечными размерами; используемая при этом модель представляла собой модификацию модели Идена [9]. Рассматривался процесс освобождения заполненных узлов, начиная с поверхности, для решеток размером $L \times L \times H$ ($L \gg H$), характеризующихся различным числом связей Θ между соседними узлами, при различных вероятностях P освобождения. Для характеристики процесса необратимого роста использовалось число освобождающихся узлов N_f на каждом шаге по времени, вычисляемое при условии статистической независимости каждого события освобождения, происходящего с вероятностью P при наличии хотя бы одной связи с вакантным узлом.

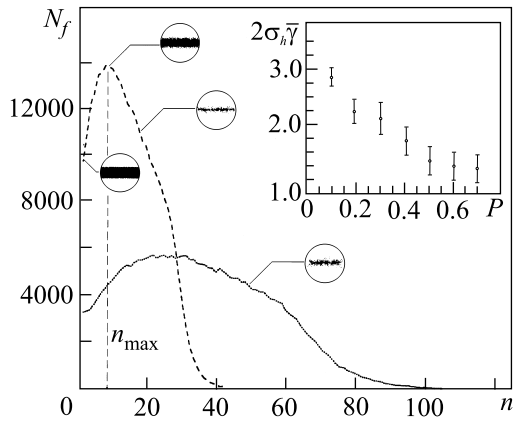


Рис.5. Зависимости N_f от времени необратимого роста (в числе шагов моделирования) для решетки $100 \times 100 \times 30$, $\Theta = 6$; штриховая кривая – $P = 0.3$; пунктир – $P = 0.1$ (результаты статистического моделирования). На врезке – зависимость поверхностной плотности заполненных узлов на фронте необратимого роста $2\sigma_h\bar{\gamma}$ для $n = n_{\max}$ от P (получено для решетки $100 \times 100 \times 30$, $\Theta = 6$)

На рис.5 представлены полученные в процессе моделирования типичные зависимости N_f от безразмерного времени, выражаемого в числе шагов моделирования n , для случая роста области вакантных узлов с поверхности в решетках $L \times L \times H$. Для полученных зависимостей при условии $P \leq P_c \approx 0.7$ существует максимум, соответствующий максимальному числу освобождаемых узлов в “активной” области фронта необратимого роста толщиной $\sigma_h(n) = \left(\overline{\{h(x,y) - \bar{h}\}^2} \right)^{0.5} \sim \tilde{\Lambda}$, где $h(x,y)$ – “высота” фронта в направлении распространения. Для $P > P_c$ максимальное значение N_f достигается при $n = 0$, n_{\max} зависит от P как

$$n_{\max} \sim P^{-\alpha}, \quad (4)$$

где α близко к 1 и слабо зависит от Θ , L и H . Существование максимума в случае необратимого роста в ограниченной области с характерным размером a обусловлено конкуренцией двух процессов: развитием активной зоны роста, выражающимся в увеличении σ_h и средней плотности заполненных узлов $\bar{\gamma}$ в активной зоне, и убыванием объема активной зоны при возрастании числа вакантных узлов: $d\{(a - \bar{h}(n))^2 \sigma_h(n) \bar{\gamma}(n)\} = 0$.

Другой особенностью зависимостей $N_f(n)$ в случае необратимого роста в ограниченной области является близкое к скачкообразному изменение dN_f/dn на завершающей стадии процесса, обусловленное распадом области заполненных узлов на отдельные кластеры (для сравнения см. рис.3, участок 3–4 зави-

симости (•••)). Убывание P приводит к изменениям формы зависимостей $N_f(n)$, качественно аналогичным наблюдаемым в эксперименте изменениям формы зависимостей $\nu_{0.5}(t_{dr})$ при возрастании t_r (рис.3): уменьшается асимметрия и участок, соответствующий стадии кластеризации, становится менее выраженным (рис.5, пунктирная кривая). Формы сечений области заполненных узлов, соответствующие начальной стадии необратимого роста, моменту наибольшего развития активной зоны роста и моменту кластеризации n_c , приведены на рис.4. При переходе к квазиодномерному режиму распространения фронта (для необратимого роста в слое при $L \rightarrow \infty$) N_f демонстрирует монотонное возрастание с тенденцией к насыщению, обусловленному насыщением $\sigma_h(n)\bar{\gamma}(n)$, до максимального значения, соответствующего переходу к стадии кластеризации. В данном случае взаимосвязь между n_{\max} и P также описывается выражением (4). На врезке рис.4 представлены значения параметра $2\sigma_h(n_{\max})\bar{\gamma}(n_{\max})$, характеризующего эффективную поверхностную плотность заполненных узлов на фронте при $n = n_{\max}$, в зависимости от P . В результате моделирования установлено, что для моделей с различными Θ , L и H взаимосвязь значений n_{\max} и значений n_r , соответствующих убыванию числа заполненных узлов в e раз, может быть приближенно описана линейной зависимостью вида $n_{\max} \sim n_r^{1.05 \pm 0.10}$ при $0.01 \leq P \leq 0.5$ (рис.6); это согласуется с экспериментальными результатами, описывающими взаимосвязь $t_{dr \max}$ и t_r (рис.4).

Существование аналогий между полученными в эксперименте зависимостями $\nu_{0.5}(t_{dr})$, $t_{dr \max}(t_r)$ и зависимостями $N_f(n)$, $n_{\max}(n_r)$ для рассмотренной модели необратимого роста позволяет использовать ее для интерпретации экспериментальных результатов, исходя из соответствия между $\bar{\gamma}$ и c . В рамках данного подхода может быть рассмотрено следующее соотношение: $\sigma_h(n)\bar{\gamma}(n) \sim c(t_{dr})\tilde{\Lambda}(t_{dr})$. Для максимальной частоты флуктуаций интенсивности для $t_{dr} = t_{dr \max}$ в случае двух насыщающих жидкостей с существенно различающимися t_r примем на основании результатов моделирования (рис.4, врезка), что $\Lambda_{1 \max} c_{1 \max} / \Lambda_{2 \max} c_{2 \max} \approx 3$ при $t_{r1} \gg t_{r2}$.

Для оценки K_1/K_2 предположим взаимосвязь между K и t_r в форме $K \sim t_r^{-\beta}$ с параметром β , зависящим от ϑ . В частности, в случае $\vartheta = 2$, который можно интерпретировать как направленное движение локальных границ раздела фаз со среднеквадратичным значением скорости $\langle \bar{v}^2 \rangle^{0.5} = K^{0.5}$, получим $K \sim t_r^{-2}$. Легко показать, что при этом не выполняется наблюдаемое в эксперименте отноше-

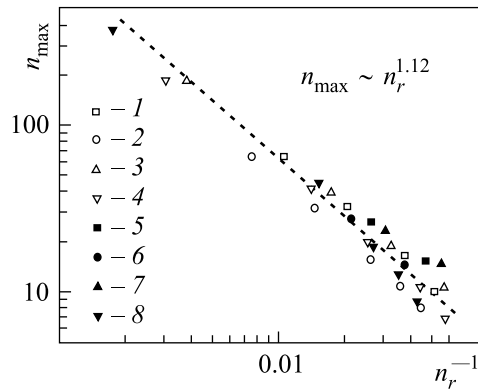


Рис.6. Взаимосвязь между параметрами n_{\max} и n_r в случае необратимого роста в трехмерных решетках при различных вероятностях освобождения заполненных узлов (результаты моделирования); $0.01 \leq P \leq 0.5$; 1 - $L = 100$, $H = 30$, $\Theta = 4$; 2 - $L = 100$, $H = 50$, $\Theta = 4$; 3 - $L = 100$, $H = 30$, $\Theta = 8$; 4 - $L = 100$, $H = 50$, $\Theta = 8$; 5 - $L = 100$, $H = 30$, $\Theta = 14$; 6 - $L = 100$, $H = 50$, $\Theta = 14$; 7 - $L = 150$, $H = 20$, $\Theta = 14$; 8 - $L = 400$, $H = 50$, $\Theta = 6$

ние $(\nu_{0.5})_{1\max}/(\nu_{0.5})_{2\max} > 1$ для измеренных значений $t_{r1}/t_{r2} = 4.5 - 6$. В случае $\vartheta = 1$, соответствующем “классическому” броуновскому движению локальных рассеивателей, параметр $K/6$ имеет смысл коэффициента диффузии рассеивающих центров и значение β может быть получено путем анализа известного соотношения между градиентом концентрации диффундирующих частиц и соответствующим потоком массы J в форме $K(\text{grad}c)_z = -J$, где z – направление распространения фронта диффузии. Для рассмотренной в работе модели необратимого роста с использованием следующего приближенного соотношения для зоны роста: $(\text{grad}c)_z \sim \gamma/\sigma_h$, в ходе моделирования было получено, что $K \sim n_r^{-\beta}$, где $\beta \approx 0.70 - 1.00$ (в зависимости от параметров модели). В данном случае оценка отношения $(\nu_{0.5})_{1\max}/(\nu_{0.5})_{2\max}$ по выражению (3) при $t_{r1}/t_{r2} = 4.5 - 6$ дает значения порядка 0.4–0.7, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными результатами. С другой стороны, оценка параметра ϑ с использованием результатов статистического моделирования по измеренным в эксперименте отношениям $(\nu_{0.5})_{1\max}/(\nu_{0.5})_{2\max}$ дает значения в интервале от 0.83 до 1.17 для 6 исследованных образцов.

Таким образом, с учетом использованных в работе допущений, движение локальных границ раздела фаз в зоне испарения может быть интерпретировано как обобщенное броуновское движение с параметром ϑ , близким к 1, то есть близкое к “классическому” броуновскому движению. Подобный тип динамики локальных границ, наблюдаемый в эксперименте с использованием динамического рассеяния когерентного излучения, может быть обусловлен значительным разбросом направлений и скоростей их движений, а также конечностью времен существования локальных границ в отдельных порах.

Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований и Белорусского фонда фундаментальных исследований # 00-02-81014, гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 01-02-17493, гранта АФГИР # REC-006 и гранта по программе “Фундаментальные исследования в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России” # 015.01.01.20 (990632).

1. Фракталы в физике, под ред. Л. Пьетронеро и Э. Тозатти, 1988, М.: Мир. (*Fractals in Physics*, Eds. L. Pietronero and E. Tozatti, 1986, Elsevier Science Publishers).
2. Е. Федер, Фракталы, 1990, М.: Мир (J. Feder, *Fractals*, 1988, New York, Plenum).
3. Т. М. Shaw, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1671 (1987).
4. Р. Отнес, Л. Энноксон, *Прикладной анализ временных рядов*, 1982, М.: Мир. (R. Otne and L. Enochson, 1978, N.Y., John Wiley and Sons).
5. J. Plucinski, *Optical parameters estimation of paper and pulp by time-resolved spectroscopy* (technical report), Optoelectronics and Measurement Technology Laboratory, University of Oulu (Finland), 10 th Sept. 2000, 15 p.
6. G. Maret and P. E. Wolf, *Z Phys.* **B65**, 409 (1987).
7. F. C. MacKintosh and S. John, *Phys. Rev.* **B40**, 2383 (1989).
8. P.-A. Lemieux, M. U. Vera, and D. J. Durian, *Phys. Rev.* **E57**, 4498 (1998).
9. M. Eden, in: *Proceedings of the Fourth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probabilities*, Ed. F. Newman, Univ. Of California Press, Berkeley, **IV**, 1961, p. 233.