

УДК 621.039.6

## **ФРАКТАЛЬНАЯ НАНО- И МИКРОСТРУКТУРА ОСАЖДЁННЫХ ПЛЕНОК В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ**

*В.П. Будаев, Л.Н. Химченко (Институт ядерного синтеза, РНЦ «Курчатовский институт»)*

Статья посвящена проблеме фрактального роста аморфных пленок, наблюдаемых в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы. Рассматриваются экспериментальные данные, свидетельствующие об иерархической структуре пленок. Рельеф аморфных пленок на масштабах от 10 нанометров до 100 микрометров имеет стохастическую топографию и иерархию гранулярности. Процесс роста пленок на поверхности, обращенной к плазме, рассматривается в рамках общей проблемы неоднородного роста поверхности. Для описания такой структуры используются методы фрактальной геометрии и статистической физики, рассматривающие масштабную инвариантность. Стохастическая топография поверхности пленок характеризуется показателем Хёрста 0,68—0,85, указывая на нетривиальное самоподобие структуры. Фрактальность (пористость) осажденных пленок следует рассматривать как важный вопрос накопления трития в термоядерном реакторе, в том числе ИТЭР. Фрактальный

рост есть следствие сильной неравновесности в системе плазма—стенка и имеет универсальный характер. В токамаке сильная турбулентность пристеночной плазмы может возбуждать флуктуации в осаждаемом потоке, что приводит к фрактальному росту пленок с размерами от нано- до микрометров. Модель диффузионно ограниченной агрегации привлекалась для интерпретации формы поверхности некоторых пленок, осажденных в токамаке. Оценивается аномально большая сорбционная поверхность фрактальных пленок.

FRactal structure of deposited nano-films in fusion devices. V.P. BUDAEV, L.N. KHMCHENKO. The experimental aspects of the film fractal growth in fusion devices are reviewed. A relief of amorphous films on the scales from 10 nm to 10  $\mu$ m has a stochastic topography, non-trivial self-similarity of a structure and a hierarchy of a granularity. A growth process on a surface faced to a plasma is considered in frame of common approach to a irregular surface growth. To describe such structure the approaches of the fractal geometry and the statistical physics are used. A fractality and a porosity of the deposited films has to be considered as an important issue of a tritium retention in the fusion reactor like the ITER. A fractal growth is a result of a strong instability in the plasma-wall interaction and has universal features. In a tokamak, strong turbulence of the edge plasma can drive fluctuations in a deposited flux leading to a fractal growth of films. Model of diffusion limited agglomeration was used to interpret a morphology of some films deposited in tokamaks. A sorption area, that is anomalously large, of fractal films is estimated.

## ВВЕДЕНИЕ

Для проектирования термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы требуется информация о всех механизмах взаимодействия горячей плазмы с материальными элементами вакуумной камеры. Необходимо знать не только интегральные характеристики изменения материалов под воздействием термоядерной плазмы, но и выявить все возможные физические механизмы модификации первой стенки, потенциально опасные для работы термоядерного реактора. Процессы взаимодействия термоядерной плазмы с материальной стенкой в реакторе будут проходить в экстремальных условиях, характеризующихся не только высокими абсолютными значениями температуры, потоков тепла и нейтронов. Следует ожидать, по-видимому, сильную неравновесность в системе плазма—стенка, способную привести к доминирующему влиянию эффектов, которые еще не полностью проявили себя в действующих сегодня термоядерных лабораторных установках [1, 2]. Поэтому экспериментальные исследования в этом направлении, интерпретацию имеющихся результатов следует проводить не только в рамках широко используемых в настоящее время традиционных моделей и подходов, но и с учетом значительного прогресса, достигнутого в последние 10—15 лет в физике конденсированных сред, физике твердого тела, физике неравновесных процессов и др.

В токамаках T-10, JT-60U, TEXTOR, JET, стеллараторе LHD, в линейной плазменной установке NAGDIS-II и других термоядерных установках (ТУ) [11] интенсивная эрозия материальной поверхности, контактирующей с плазмой, приводит к формированию значительного количества аморфных пленок нерегулярной формы [3—18] (рис. 1—8). Пленки формируются в процессе модификации поверхности (блистеринг, флэкинг, перестройка поверхности ионной бомбардировкой и т.д.) или осаждением на материальные поверхности. Эродированные материалы из одного места камеры токамака переосаждаются на другое в виде ионов примеси вместе с ионами основной плазмы [13]. Классифицируют две основные микроструктуры переосажденных пленок: гранулированные («мягкие») и гладкие («твердые») [11, 12].

Множество образцов пленок, найденных в термоядерных установках, имеют шероховатую поверхность с иерархической структурой. Наблюдаются пленки с крайне нерегулярной формой, например, такие, как глобулярная [3], типа «цветная капуста» [3, 17], овоидальная [4, 12], стратифицированная [12], колоннообразная [4, 14]. Поверхности пленок имеют самоподобный рельеф на масштабах высот от ~10 нм до ~100 мкм. Измерения в различных токамаках показали, что скорость роста пленок составляет величину в пределах от 1,5 до 12 нм/с [11, 12]. Такие же структуры обнаружены в стеллараторе LHD [18] и плазменной установке с высокотемпературной плазмой NAGDIS-II [17]. Рассматриваемая проблема относится к вопросам роста материалов со сложной структурой, которые не являются ни кристаллами, ни аморфными телами в классическом понимании. Форму и иерархическую структуру таких пленок можно классифицировать в рамках фрактальной геометрии. Такие структуры, называемые фрактальными, известны в природе (например, структура деревьев). Как будет показано в нашей статье, существует глубокая связь между геометрией структуры и физическим механизмом напыления пленок, что обусловлено нелинейными эффектами и нестабильностью роста пленки.

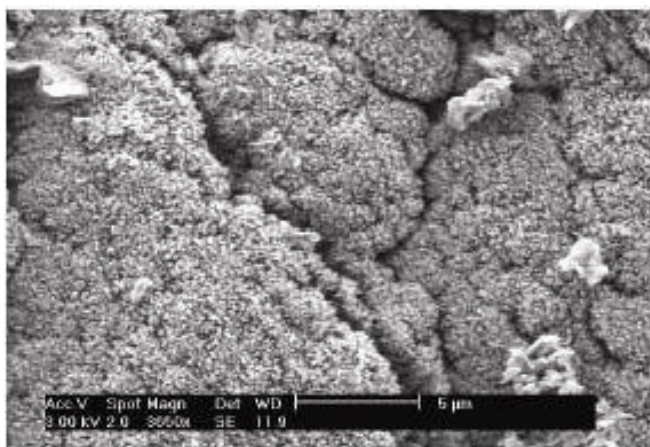


Рис. 1. Фотография СЭМ углеводородной пленки с формой типа «цветной капусты», обнаруженной в токамаке Т-10 [1, 34]



Рис. 2. Фотография СЭМ углеводородной аморфной пленки с овоидальной формой, обнаруженной в токамаке Tore Supra [4]

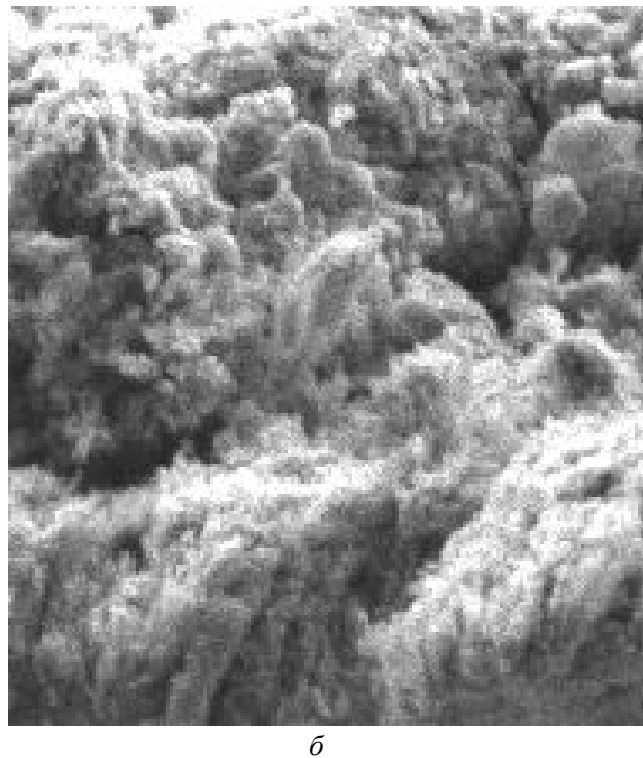
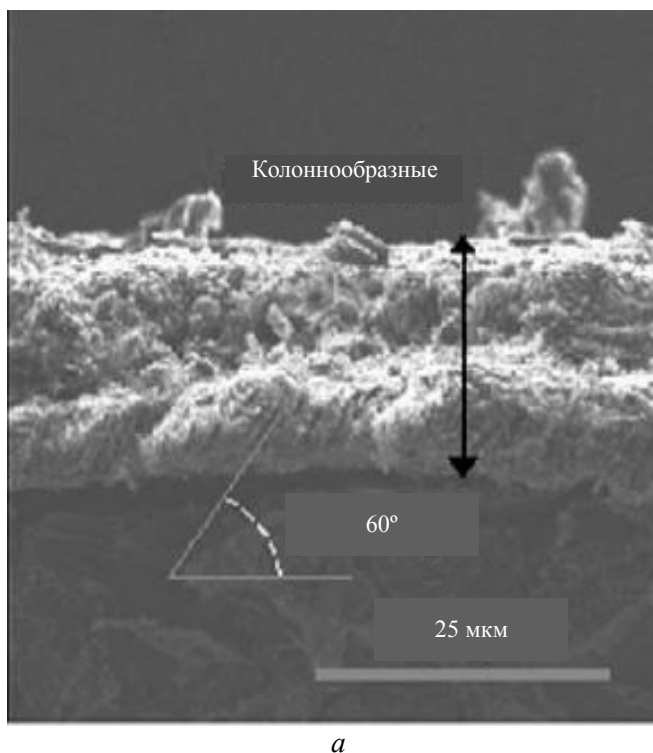


Рис. 3. Фотография СЭМ углеводородной аморфной пленки с колоннообразной формой, обнаруженной в токамаке JT-60U (*a*), увеличенное изображение 20×25 мкм, иллюстрирующее пористость и иерархию (*б*) [14]

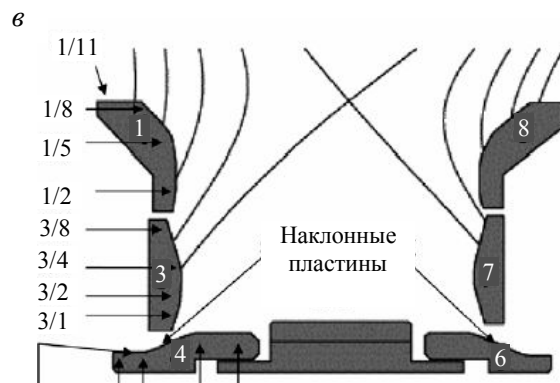
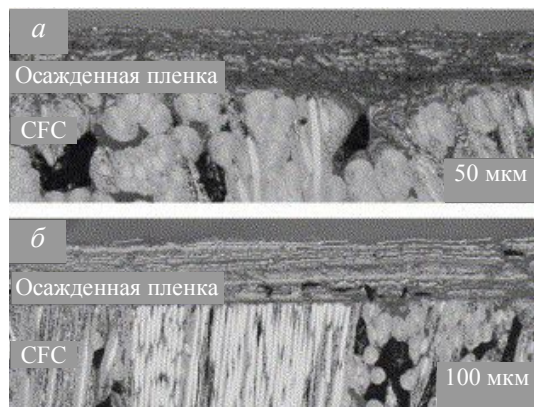


Рис. 4. Фотографии СЭМ поперечного среза аморфной пористой глобулярной углеводородной пленки, обнаруженной в токамаке JET, из нижней части графитовой диверторной пластины № 3 (образец 3/2) (*a*), из верхней части графитовой диверторной пластины № 3 (образец 3/7, расположен вблизи образца 3/8) (*б*), схема расположения диверторных пластин (1/11, 1/8, 1/5, 1/2, 3/8, 3/4, 3/2, 3/1) и глобальных пластин (1, 3, 4, 6, 7, 8) в JET (*в*) [15]. Пленки на пластине № 3 толще, чем на пластине № 2. Материал диверторных пластин — графит CFC

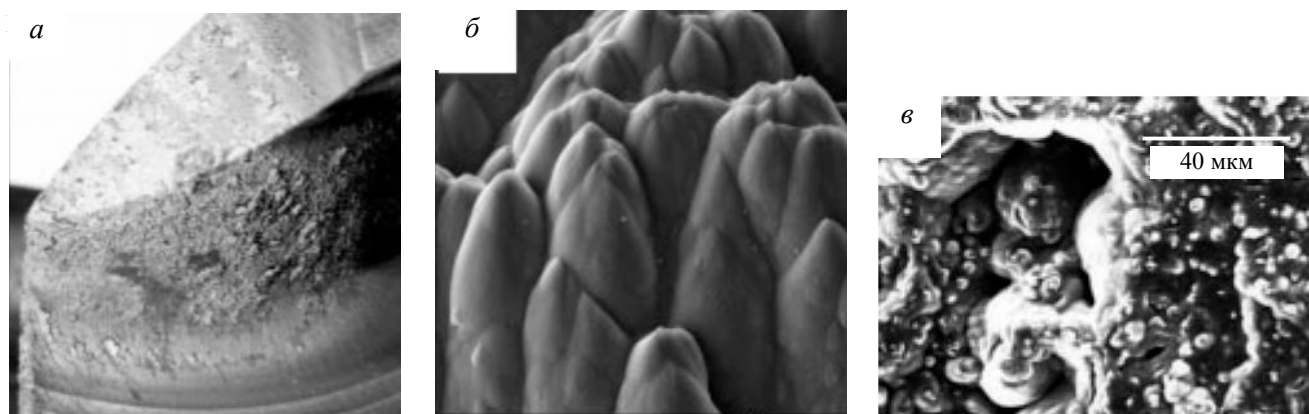


Рис. 5. Фотографии СЭМ поперечного среза аморфной пористой глобулярной углеводородной пленки, обнаруженной в токамаке TEXTOR: *а* — общий вид ALT графитового лимитера; *б, в* — увеличенное изображение глобулярной пленки [19]

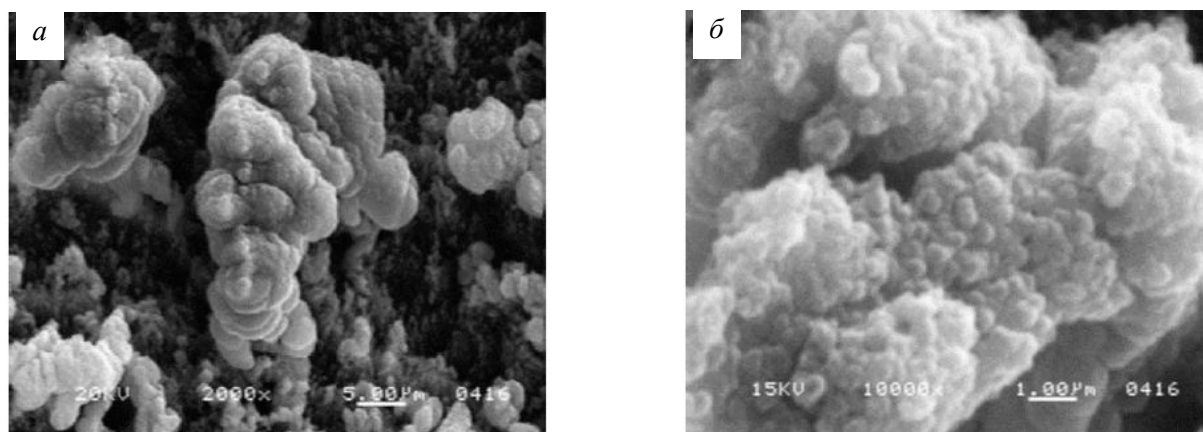


Рис. 6. Фотография СЭМ углеводородной пленки с формой типа «цветной капусты», обнаруженной в плазменной установке NAGDIS-II [17]

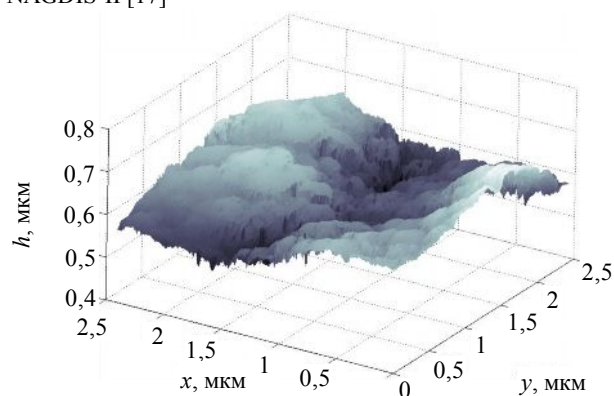


Рис. 7. Поверхность углеводородной пленки, осажденной на вакуумной камере токамака Т-10. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа [1, 2]

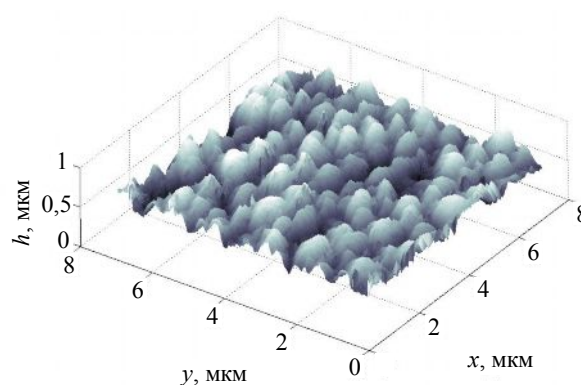


Рис. 8. Поверхность углеводородной пленки, осажденной на тест-лимитере в далеком СОЛ в токамаке Т-10. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа [1, 2]

колоннообразная [4, 14]. Поверхности пленок имеют самоподобный рельеф на масштабах высот от  $\sim 10$  нм до  $\sim 100$  мкм. Измерения в различных токамаках показали, что скорость роста пленок составляет величину в пределах от 1,5 до 12 нм/с [11, 12]. Такие же структуры обнаружены в стеллараторе LHD [18] и плазменной установке с высокотемпературной плазмой NAGDIS-II [17]. Рассматриваемая проблема относится к вопросам роста материалов со сложной структурой, которые не являются ни кристаллами, ни аморфными телами в классическом понимании. Форму и иерархическую структуру таких пленок можно классифицировать в рамках фрактальной геометрии. Такие структуры, называемые фрактальными, известны в природе (например, структура деревьев). Как будет показано в нашей статье, существует глубокая связь между геометрией структуры и физическим механизмом напыления пленок, что обусловлено нелинейными эффектами и нестабильностью роста пленки.

Пористость и шероховатость пленок приводят к эффекту захвата изотопов водорода (рабочего газа ТУ) в порах и на большой площади неоднородной поверхности. В современных ТУ в качестве материала лимитеров и диверторных пластин используется, в основном, графит, при распылении которого углеводород поступает в плазму и переосаждается вместе с изотопами водорода (рабочего газа) в виде углеводородных пленок на материальные поверхности камеры. Атомный процент (D/C) содержания изотопов водорода в аморфных углеводородных пленках составляет величину от нескольких процентов до более чем 60% [19]. Количество изотопов водорода в осажденной пленке зависит от шероховатости поверхности и ее пористости. Высокий процент содержания водорода нельзя объяснить осаждением в графите, даже если поверхность графита подвержена разрушению и содержит дислокации.

Проблема роста пленок на поверхностях, контактирующих с плазмой материальных элементов ТУ, относится к важным вопросам в проекте токамака-реактора. Переосажденные пленки рассматриваются как основной накопитель трития в проекте международного термоядерного реактора ИТЭР [11]. Сорбция и аккумуляция трития (рабочего газа токамака-реактора) в образующихся пленках с повышенной пористостью может стать причиной повышенного радиационного уровня и серьезной проблемой эксплуатации реактора. Эта опасность была осознана, когда в больших токамаках (в том числе в токамаке Tore Supra в разрядах с длительностью до 1000 с) обнаружили дисбаланс между напускаемым в разряд объемом рабочего газа и регистрируемым при откачке: большая часть газа сорбируется в порах поверхности элементов вакуумной камеры токамака. Этот дисбаланс нельзя объяснить на основе традиционных представлений о сорбции газа материалами с ламинарной поверхностью, даже если она подвержена частичной эрозии или деструкции. В токамаках T-10, TEXTOR, Tore-Supra, JT-60U, установках с высокотемпературной плазмой (NAGDIS-II) были обнаружены пленки, обладающие пористой структурой, аккумуляция рабочего газа в таких пленках аномально высока ( $D/C \sim 1$ ). Предполагается, что такие пленки ответственны за аномально высокое поглощение газа. Традиционный подход не в состоянии объяснить некоторых свойств пленок, таких, как высокая степень пористости и иерархичность структуры.

Аморфные пленки легко разрушаются, и это приводит к формированию пыли, содержащей рабочий газ. Поступление такой пыли в разряд может серьезно ухудшить свойства плазмы и работу большого токамака. В реакторе накопление большого количества пыли может превысить допустимый порог радиоактивности трития, захваченного на поверхности и в порах пылевых частиц. Неконтролируемое окисление пыли при вскрытии вакуумной камеры может привести к взрыву. Поэтому количество пыли в реакторе должно контролироваться.

Влияние пылевого компонента пристеночной плазмы на условия разряда в токамаке может быть значительным. Пылевые частицы, поступающие в пристеночную плазму, могут усиливать диссипацию и модифицировать дрейфовые неустойчивости и турбулентный транспорт [20]. Таким образом, обсуждаемая проблема роста пленок представляется важной и для формирования свойств пристеночной плазмы в токамаке и других термоядерных установках.

В литературе (см. [5, 11] и ссылки в них) проблема пленок в термоядерных установках обычно обсуждается в рамках концепций, развитых для описания воздействия на материалы в устройствах с низкотемпературной плазмой, источниками ионов или других устройствах [21], не относящихся к системам магнитного удержания термоядерной плазмы. В таких подходах основное внимание уделяется уровню тепловой нагрузки (локальной или глобальной) на материальные элементы, проблеме локального распыления материалов, химическим свойствам (плазмохимия) и др. Ввиду сложности процесса исследования обычно направлены на изучение отдельных механизмов в условиях их доминирующего влияния, например, при экстремальных тепловых нагрузках, приводящих к разрушению материала, либо в условиях большой концентрации молекулярных радикалов. Вместе с тем не все элементы камеры токамака подвержены экстремальному воздействию плазмы, и в таких областях перепыление пленок происходит в условиях действия нескольких физических механизмов. В этом случае структура напыляемых пленок будет зависеть от вклада нескольких механизмов и, возможно, их нелинейного взаимодействия. Для описания такого процесса необходимо привлекать более сложные модели, развитые в физике конденсированных сред. Из теории конденсированного состояния вещества хорошо известно [22], что существует очень сложная зависимость формы осаждаемой поверхности от условий роста: эволюция морфологии поверхности подвергается влиянию флуктуаций в осаждаемом потоке. Проблема роста пленок в ТУ



должна быть исследована в эксперименте с учетом неоднородности и нестационарности потока осаждаемых ионов, молекул и атомов.

В науке о материалах множество статей посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию проблемы самоподобного роста и динамики поверхности твердого тела в процессе осаждения [22]. Даже относительно малые флуктуации в осаждаемом потоке способны привести к неустойчивости роста поверхности. Это формирует неоднородную поверхность. Существуют, конечно, несколько механизмов, которые позволяют частицам двигаться по поверхности в процессе формирования пленок. Такая диффузия по поверхности стремится сгладить поверхность. Эти соревнующиеся эффекты формируют реальную поверхность, которая при определенных условиях может быть значительно неоднородной с наличием трехмерных нерегулярных структур. Были выполнены многочисленные компьютерные расчеты роста тонких пленок (см. [22, 23] и ссылки в них), которые воспроизводят наблюдаемые в экспериментах профили поверхности. Использовались модели разной степени сложности. Теоретическое рассмотрение неустойчивости роста поверхности в процессе осаждения указывает на то, что скейлинги шероховатости и масштабной инвариантности поверхности должны быть универсальными. Экспериментальное изучение роста пленок в различных процессах (молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), химического переосаждения в растворе [22—25]) показали, что появляются неоднородные трехмерные структуры. Рост структур описывается степенным законом  $L \sim t^m$ , где  $L$  — масштаб неоднородности. Степенной закон, как это известно из теории, свидетельствует о фрактальном механизме роста. Из экспериментов был найден показатель  $m \approx 0,16—0,33$  [25]. В МЛЭ осаждаемый поток обычно возмущен «белым» шумом (тепловыми флуктуациями), что и вызывает неустойчивость роста пленок.

В ТУ материалы, обращенные к плазме, могут изменять свою форму в результате сложных процессов, известных как самоорганизация [26]. Процессы самоорганизации происходят в условиях критичности в сильнонеравновесных системах. Такие процессы активно изучаются в физике твердого тела, и нельзя исключать их вклад в формирование структуры осаждаемой пленки в ТУ в условиях критичности. Как известно из физики твердого тела, гранулярность на поверхности может возникать в условиях повышенной температуры поверхности твердого тела. Исследование таких процессов в ТУ только начинается [27]. Эффект самоорганизации и гранулирования может, в принципе, происходить автономно (в вакууме после окончания разряда ТУ) и в условиях нелинейного взаимодействия плазма—стенка в течение разряда в ТУ. В пользу того, что плазма играет существенную роль, свидетельствует тот факт, что фрактальные пленки на поверхности графита не формируются в вакуумных условиях (авторам не известно о таких наблюдениях), даже при его нагреве до  $600—1000\text{ }^{\circ}\text{C}$  — такой нагрев обычно производится в печах при подготовке графитовых пластин перед установкой в ТУ.

В токамаках наблюдается сильная турбулентность пристеночной плазмы, что приводит к неустойчивости потоков на материальные поверхности. В стационарной стадии разряда токамака типичные значения потока частиц на элементы камеры и на лимитеры достигают величин  $10^{15}—10^{16}$  частиц/см<sup>2</sup>/с, температура поверхности, на которую осаждаются пленки, составляет  $300—1000\text{ }^{\circ}\text{C}$  [11]. Эти условия близки к параметрам, которые используются в установках молекулярно-лучевой эпитаксии [24]. Поэтому следует исследовать проблему роста аморфных пленок в токамаке, принимая во внимание результаты исследований самоподобного роста и динамики поверхности твердого тела в процессе осаждения.

В работах [4, 5, 11] обсуждается влияние свойств пристеночной плазмы на рост пленок внутри камеры токамака. Однако эти подходы рассматривают только фактор энергосодержания плазмы и уровень тепловой нагрузки на материальную поверхность. Плазма в токамаке обладает сложными нелинейными свойствами с самоорганизацией [28]. Сильная турбулентность плазмы приводит к аномальному переносу плазмы поперек магнитного поля. Эти процессы приводят к эрозии материальных поверхностей и переосаждению эродированного материала на вакуумной камере, диверторных пластинах и лимитерах. Особенностью условий высокотемпературной плазмы в ТУ является нетривиальная функция распределения турбулентных пульсаций — так называемая негауссовская статистика и перемежаемость. Многочисленные экспериментальные измерения показали, что флуктуации плотности и электрического поля в пристеночной плазме токамака обладают негауссовой статистикой. Такое свойство приводит к формированию пролетных траекторий осаждаемых ионов на фоне диффузии. Траектории осаждаемых частиц в турбулентных электрических полях являются не броуновским движением (классической диффузией), а

стохастическим движением типа Леви с преимущественным вкладом пролетных траекторий [29]. Мы отмечаем важность такой аномальной диффузии в процессе фрактального роста пленок. Шероховатость пленки, по-видимому, связана со статистикой диффузии осаждаемых частиц. В результате формируется не тривиальная древовидная структура пленки, а специфическая иерархическая структура (имеющая форму, аналогичную, например, форме цветной капусты). Используя методы фрактальной геометрии и статистической физики [30], можно исследовать разнообразие форм пленок с точки зрения масштабной инвариантности поверхности. Полученные индексы (показатели) скейлингов самоподобия могут использоваться для создания модели фрактального роста поверхности при осаждении турбулентного потока на материальные поверхности в токамаке. Для интерпретации отдельных особенностей рельефа и пористости некоторых осажденных пленок в токамаке Т-10 [1, 2] используется дискретная модель диффузионно ограниченной агрегации (ДОА, Diffusion Limited Aggregation) [31, 32] роста поверхности с использованием экспериментальных индексов самоподобия.

Мы не ставим цель предложить «универсальную» интерпретацию всех эффектов осаждения пленок в токамаке. Структуру некоторых пленок, наблюдаемых в токамаке, можно интерпретировать в рамках концепций, рассматривающих эрозию, бомбардировку ионами, распыление и деструкцию материалов, обращенных к плазме (МОП). В противоположность этому свойства фрактальных поверхностей пленок, наблюдаемых в эксперименте [1—3, 33, 34], по-видимому, объясняются механизмом фрактального роста. Данная статья не ставит целью предложить окончательный, заключительный вывод исследований по проблеме роста неоднородных пленок в ТУ. Напротив, все вопросы, обсуждаемые в нашей статье, должны стимулировать дальнейшее интенсивное теоретическое и экспериментальное исследование проблемы фрактального роста пленок.

В литературе несколько обзоров и статей посвящено описанию современного уровня исследований пленок (см. [11] и ссылки). Они достаточно полно описывают экспериментальные наблюдения и некоторые теоретические модели. В нашей статье мы уделяем внимание свойствам аморфности и пористости с точки зрения физики конденсированных сред и, в частности, механизма фрактального роста. В статье приводятся экспериментальные результаты исследований аморфных пленок из токамаков, стелларатора и линейной установки. Рассматривается микроструктура пленок, осажденных в ТУ, анализируется статистика осаждаемых из плазмы частиц, приводится описание дискретной модели роста поверхности, описывается применение диффузионно ограниченной агрегации с негауссовой статистикой для моделирования роста пленок, рассматривается аккумуляция газа на фрактальной поверхности, приводятся данные о симметрии 5-го порядка.

## **МИКРОСТРУКТУРА ПЛЕНОК И ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ ТОПОГРАФИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

С помощью сканирующего электронного микроскопа исследовались осажденные пленки и пылевые частицы, обнаруженные в термоядерных установках с различной магнитной топологией, методами нагрева плазмы, с различной длительностью удержания горячей плазмы. В литературе сообщалось о наблюдении аморфных пленок в токамаках Т-10 [1—3], TEXTOR [12, 13], Tore Supra [4, 9], JT-60U [14], JET [15], стеллараторе LHD [18]. В эксперименте наблюдали большое количество структур и типов пленок. Различают два класса пленок — ламинарные и аморфные. В большинстве термоядерных установок источником осаждения пленок и формирования пыли являются продукты эрозии графитовых материалов, распыляемых под воздействием горячей плазмы. Мы приведем описание экспериментов в токамаке Т-10 и плазменной установке NAGDIS-II, где подробно анализировали рельеф пленок и свойства пристеночной плазмы.

В токамаке Т-10 исследовали рельеф поверхности некоторых нерегулярных пленок [1—3, 33, 34]. Токамак Т-10 [35] имеет тороидальную камеру круглого сечения, изготовленную из нержавеющей стали, большой/малый радиус 1,5/0,41 м, тороидальное магнитное поле до 3 Тл, ток плазмы до 0,5 МА, длительность разряда до 1 с, рабочий газ — дейтерий. Чтобы ограничить контакт горячей плазмы с камерой токамака, используется графитовый лимитер, устанавливаемый на малом радиусе 0,3 м. Инспекция графитового лимитера после ~1 года работы (общее время контакта с горячей плазмой более 1000 с) пока-

зала, что поверхность графитового лимитера подвержена эрозии. Продукты эрозии осаждаются в виде тонких углеводородных пленок на поверхностях камеры и лимитера, обращенных к плазме. Характерная толщина пленок составляет величину  $\sim 10\text{--}100$  мкм. Много образцов пленок имеют нерегулярную форму с изрезанной топографией и разными масштабами гранулярности. Часть пленок отслоилась и в виде специй различной формы (в том числе и пылевых частиц) и размеров осела на дне камеры. Спектроскопические исследования подобных пленок [36] показали, что их структура очень сложная, содержит ароматические кольца в качестве структурных элементов, т.е. значительно отличается от структуры графита.

В работах [1, 2] анализировали образцы пленок, осажденных на графитовом лимитере, тест-лимитере вблизи стенки камеры (СОЛе) и на нержавеющей камере в далеком СОЛе. Мы использовали сканирующий туннельный микроскоп с разрешением  $\sim 10$  нм для анализа поверхности пленок на масштабах от  $\sim 10$  нм до  $\sim 7$  мкм [33, 34]. Исследовалось большое количество образцов пленок. Типичные рельефы аморфных пленок из камеры токамака Т-10 показаны на рис. 1, 7, 8. Это так называемые «мягкие» пленки. Самоподобие (а не тривиальный беспорядок) иерархии наблюдается на четырех порядках масштабов от  $\sim 0,01$  до  $\sim 100$  мкм. Наблюдались различные типы самоподобных топографических поверхностей [1, 2]. На рис. 1 показан рельеф пленки с поверхностью типа «цветная капуста».

Плазменная установка NAGDIS-II (Япония) имеет вакуумную камеру цилиндрической формы длиной 2,5 м и диаметром 0,18 м, гелиевая плазма плотностью до  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  с электронной температурой 1—10 эВ удерживается магнитным полем  $B = 0,25$  Тл [37]. Плазма в этой установке симулирует плазму в диверторе токамака. В зависимости от давления газа, напускаемого в разряд, в установке генерировалась мода удержания (detached), при которой происходил отрыв плазмы от стенки, приводящий к улучшенному удержанию в сравнении с обычной модой (attached). Этот процесс рассматривается как фазовый переход — бифуркация системы в новое состояние. Предполагается, что турбулентность и турбулентный транспорт играют существенную роль при таком переходе в режим улучшенного удержания. Свойства плазмы в этой установке близки к свойствам пристеночной плазмы в токамаке [38]. Подобны не только абсолютные значения плотности плазмы, электрических полей и потоков плазмы, но и свойства турбулентности, такие, как спектры, корреляционные свойства. Все свойства в первом приближении имеют цилиндрическую симметрию, поэтому мы будем характеризовать параметры радиусом от центра камеры. В качестве торцевого лимитера, ограничивающего с торца цилиндрический разряд, используется графитовая пластина. Поверхность этой пластины под воздействием высокотемпературной плазмы эродирует, продукты эрозии переосаждаются на эту же пластину в виде нерегулярных пленок. Наблюдается зависимость формы переосаженных структур от радиуса (рис. 9). Характерным свойством пленок, осажденных на этой торцевой пластине, является аморфность с иерархической структурой (см. рис. 6). Эти пленки по форме схожи с наблюдаемыми в Т-10 (см. рис. 1).

Аморфные пленки из Т-10 и NAGDIS-II имеют отличительную черту — иерархичность структур от радиуса (рис. 10). Это свойство описывается в рамках фрактальной геометрии. Поэтому мы будем называть эти пленки фрактальными. Подобные формы нерегулярной поверхности наблюдались в других ТУ [4—11]. Все исследования структуры проводились сканирующим электронным микроскопом. Мы приводим рисунки из опубликованных работ (см. рис. 2—6). Авторы этих работ не всегда классифицируют наблюдаемые пленки как фрактальные, т.е. с иерархией структур. Мы предоставляем право читателю сравнить эти фотографии. По нашему мнению, все приведенные фотографии СЭМ иллюстрируют фрактальность структуры, схожую с наблюдениями в Т-10, где это свойство специально исследовалось. Важным шагом в

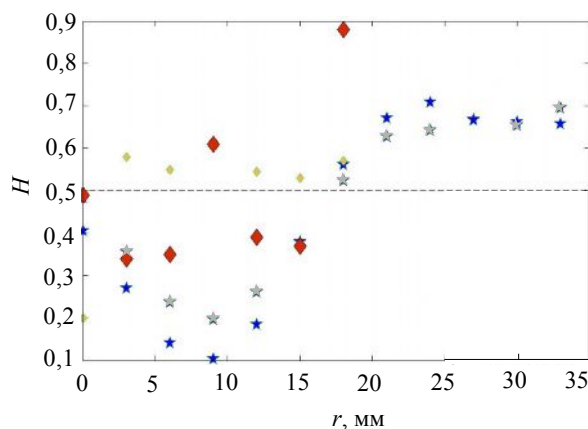


Рис. 9. Показатель Хёрста  $H$  для поверхности пленок  $\blacklozenge, \blacklozenge$  — пленка (W/L- и R/S-метод оценки соответственно),  $\star, \star$  — attached и detached плазменной турбулентности в установке NAGDIS-II. Свойства турбулентности плазмы и рельефа осажденных из плазмы пленок имеют подобную зависимость от радиуса. Приведен уровень ( $H = 1/2$ ) для тривиального стохастического объекта или процесса (----- — броуновский сигнал)



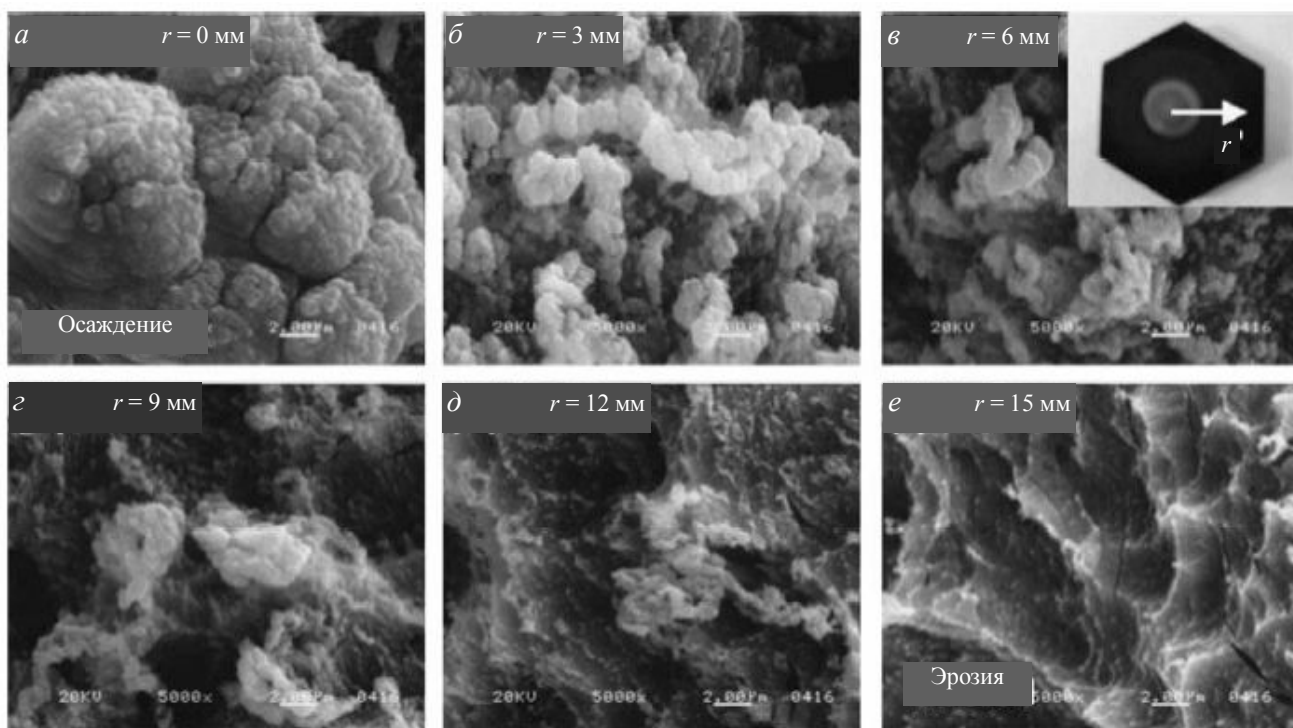


Рис. 10. Различная форма осажденных структур на торцевом графитовом лимитере в зависимости от радиуса в установке NAGDIS-II [17]

исследовании стало использование сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) для изучения структуры поверхности с разрешением от  $\sim 10$  мкм до  $\sim 5$  нм. Именно это дает возможность наблюдать (в совокупности с данными СЭМ) иерархию структур на четырех порядках величины масштабов (от 10 нм до 100 мкм) и уверенно идентифицировать фрактальность. В исследованиях же пленок из других токамаков СТМ не применялся, что и приводит к недостоверному либо заключению о гладкости пленок, либо предположению о графитовой поликристаллической структуре на масштабах менее  $\sim 500$  нм (нижний предел разрешения СЭМ), о тривиальной беспорядочной аморфности.

На рис. 7, 8 представлены СТМ изображения рельефа, которые демонстрирует иерархию гранул и нетривиальное самоподобие. На рис. 7 показано полученное СТМ изображение пленки, сформированной на поверхности камеры в сечении «Б» токамака Т-10. Пленка имеет шероховатую поверхность, коэффициент шероховатости  $\sigma = 0,034$  мкм ( $\sigma$  определяется как среднеквадратичное отклонение от средней величины,  $\sigma = \langle (h(x) - \langle h \rangle)^2 \rangle^{1/2}$ ,  $h(x)$  — высота в координате  $x$ ,  $\langle \dots \rangle$  — усреднение). Типичный профиль высот поверхности на рис. 11 имеет нетривиальную нерегулярность в диапазоне высот от  $\sim 50$  до  $\sim 1000$  нм. Наблюдается иерархичность масштабов. Необходимо особо отметить, что это не структура кристалла. В то же время она не является тривиальной беспорядочной структурой. Другой тип пленки с тест-лимитера, установленного в плазме вблизи камеры токамака, показан на рис. 8. Его рельеф также имеет гранулярную иерархическую структуру.

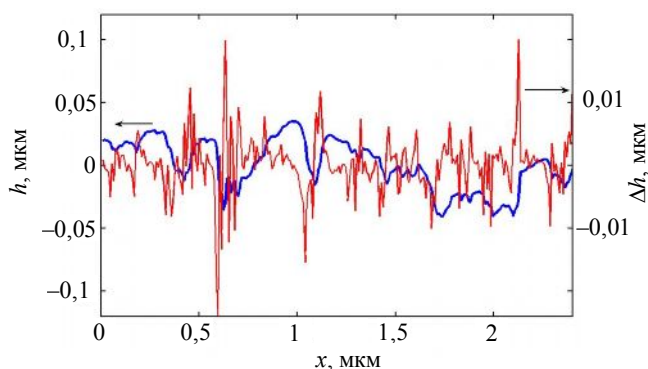


Рис. 11. Профиль высот  $h$  (жирная кривая) и приращения высот  $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$  (тонкая линия) пленки, показанной на рис. 6. Самоподобие рельефа характеризуется показателем Хёрста  $H = 0,73$

Неоднородность поверхности пленок может быть исследована методами статистической физики. Один из таких методов заключается в исследовании функции распределения (ФР) приращений высот в соседних точках поверхности  $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$ , где  $h_i$  — высоты. ФР строится как гистограмма для  $\Delta h_i$ . Чтобы исследовать стохастический объект (процесс), экспериментальная ФР сравнивается с гауссовым распределением (т.е. нормальным распределением тривиального

«белого» шума) или с другой ФР, известной из теории вероятности. ФР для приращений высот пленок токамака показаны на рис. 12, 13. Гауссова функция  $G(\Delta h, \sigma) \sim \exp(-(\Delta h)^2/\sigma^2)$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение экспериментальных данных, не описывает форму экспериментальной ФР (рис. 12, 13). Это означает, что мы наблюдаем нетривиальный стохастический объект. Экспериментальная ФР близка (см.

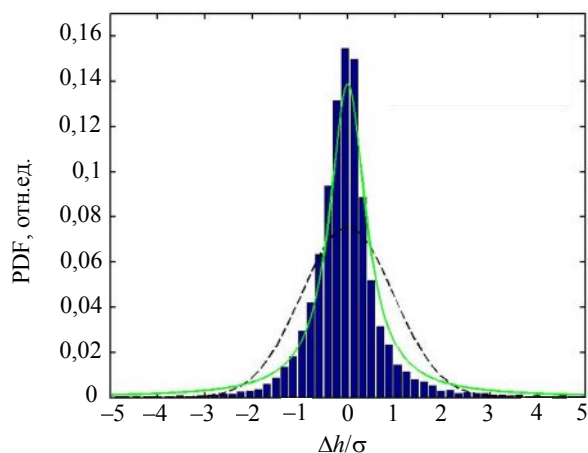


Рис. 12. Функция распределения плотности вероятности для приращений высот (нормированных на величину стандартного отклонения), показанных на рис. 8. Аппроксимация распределениями Коши—Лоренца (—) и Гаусса (-----), ■ —  $\Delta h/\sigma$

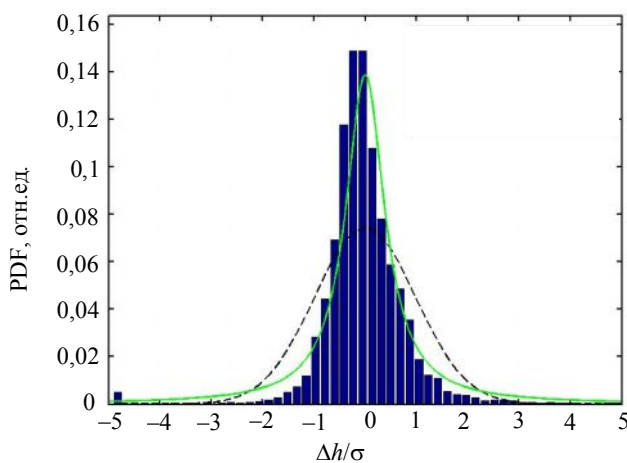


Рис. 13. Функция распределения плотности вероятности для приращений высот (нормированных на величину стандартного отклонения), показанных на рис. 9. Аппроксимация распределениями Коши—Лоренца (—) и Гаусса (-----), ■ —  $\Delta h/\sigma$

рис. 12, 13) к функции распределения Коши [39]  $P(x, m, b) = \frac{1}{\pi} \frac{b}{(x - m)^2 + b^2}$ , где  $m$  — среднее значение,

$b$  — масштабный параметр полуширины на полувысоте. Распределение Коши известно в физике как распределение Лоренца. В физике эта функция рассматривается как решение дифференциального уравнения, описывающего нелинейный осциллятор. Распределение Коши является степенным законом и рассматривается в моделях самоорганизации, таких, как самоорганизованная критичность [40].

Пленки, наблюдаемые в токамаке, можно сравнивать с пленками, которые не имеют никакой организации. Для сравнения исследовалась поверхность пленки хрома, осажденного на поликоре в процессе термического переосаждения в промышленной установке магнетронного напыления. Рельеф этой пленки показан на рис. 14. Он демонстрирует беспорядок и отсутствие иерархии или гранулярности в структуре поверхности. ФР высот этой поверхности близка к гауссовой функции (рис. 15) и иллюстрирует тривиальную стохастическую топографию поверхности. Это распределение отличается от ФР на рис. 12—13.

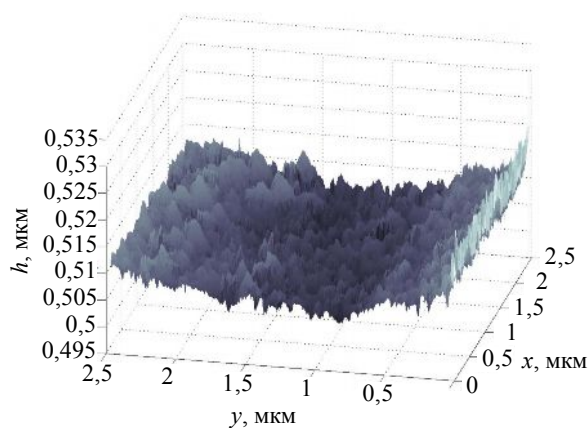


Рис. 14. Поверхность пленки хрома на поликоре, полученной методом термического переосаждения в неплазменной установке. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа [1, 2]

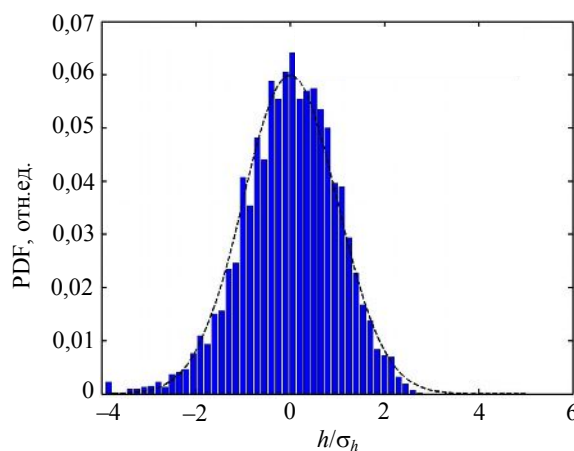


Рис. 15. Функция распределения плотности вероятности для высот пленки хрома, показанной на рис. 12: ---- — аппроксимация распределением Гаусса; ■ — металлическая пленка хрома

Чтобы количественно описать шероховатость и нерегулярность аморфных пленок, мы будем использовать концепцию самоподобия и фракталов [41, 42]. Это позволяет сфокусировать внимание на (возможно, универсальных) макроскопических аспектах шероховатости и пористости.

Фрактал (лат. fractus — дробленный) — термин, введенный Мандельбротом в 1975 г. для обозначения нерегулярных самоподобных множеств. Фрактал — это бесконечно самоподобная геометрическая фигура, каждый фрагмент которой повторяется при уменьшении масштаба. Масштабная инвариантность, наблюдаемая во фракталах, может быть либо точной (регулярной), либо приближенной (статистической). Точное самоподобие наблюдается, когда форма повторяет себя при различном увеличении. Статистическое самоподобие наблюдается, когда только статистические свойства формы (например, функция распределения высоты поверхности) инвариантны относительно изменения масштабов. Свойства фракталов отличаются от свойств обычных геометрических объектов: они имеют тонкую структуру, т.е. содержат произвольно малые масштабы, слишком нерегулярны, чтобы быть описанными на традиционном геометрическом языке, имеют некоторую форму самоподобия, допуская приближенную, имеют дробную размерность. Типичным фракталом является древовидная структура растений, форма цветной капусты. Можно привести простой пример фрактального и нефрактального объекта: пакет с картофелем разного размера, даже сильно отличающимся по размеру, не является фрактальным объектом. А фрактальным является объект, состоящий из пакета, содержащего несколько других пакетов (возможно разного размера), в которых в свою очередь вложены друг в друга пакеты и т.д., т.е. существует иерархия структур.

Для описания иерархической структуры пленки мы использовали фрактальную размерность как меру самоподобия и инвариантности объекта относительно масштабного преобразования. Рассматривается покрытие (так называемый box-counting method, см. [43]) исследуемого объекта элементами объемом  $l^E$ , где  $E$  — эвклидова размерность пространства, в котором расположен объект. Пусть  $N(l)$  — число элементов, необходимых для покрытия всего объекта. Фрактальная размерность  $d_f$  объекта определяется как показатель зависимости  $N(l) = 1/l^{d_f}$  в пределе  $l \rightarrow 0$ . Фрактальная размерность  $d_f$  вычисляется из наклона графика  $\log(N(l))$  в зависимости от  $\log(1/l)$ . Для фрактального объекта фрактальная размерность  $d_f$  будет нецелым числом в отличие от эвклидова объекта с целой размерностью (равной 1, 2 или 3). Это будет свидетельствовать о высокой пористости объекта. Для гладкого объекта с нефрактальной структурой  $d_f$  будет целым.

На рис. 1 наблюдается несколько иерархических уровней гранул (размером от 0,1 до 5 мкм). Для этой структуры мы нашли число гранул  $N(l)$  в зависимости от их радиуса  $l$ . В двойном логарифмическом масштабе график такой зависимости аппроксимируется линейной функцией (рис. 16) с  $d_f = 2,32 \pm 0,11$ , ошибка определена в процедуре подгонки экспериментальных данных линейной функцией. Для других нескольких образцов пленок оценка  $d_f$  составила величину в пределах от 2,15 до 2,32.

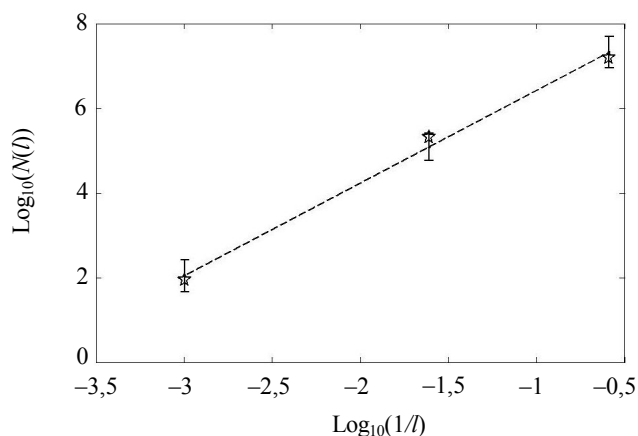


Рис. 16. Оценка фрактальной размерности пленки, показанной на рис. 1. График зависимости  $N(l)$  (плотность гранул радиусом  $l$ ) от  $1/l$  в двойном логарифмическом масштабе

Фрактальная поверхность может быть исследована с использованием формализма фрактальной броуновской функции (ФБФ) [42, 44] с показателем (индексом) Хёрста  $H$ . По определению, показатель Хёрста  $0 < H < 1$  является универсальной мерой самоподобия. Процесс  $X(t)$  называется самоподобным с показателем  $H$ , если для любого  $\lambda > 0$  процесс, полученный масштабным преобразованием  $\lambda^{-H}X(\lambda t)$ , имеет такую же функцию распределения, что и  $X(t)$ . Тривиальный случайный процесс (например, классическая диффузия) характеризуется индексом  $H = 1/2$ . Примеры одномерных стохастических процессов с различными показателями Хёрста показаны на рис. 17. Если показатель Хёрста в пределах  $1/2 < H < 1$ , диффузия является процессом с памятью и длинномасштабными корреляциями. Показатель Хёрста  $H$  связан с фрактальной размерностью  $d_f$  объекта:  $H = E + 1 - d_f$ , где  $E$  — эвклидова размерность ( $E = 0$  для точки, 1-й линии, 2-й поверхности) [41—43]. Двумерная броуновская поверхность может быть построена



для разных показателей Хёрста. На рис. 18 показан рельеф такой поверхности с  $H = 0,9$ , построенной методом Восса [45]. Рельеф на рис. 18 качественно похож на поверхность, изображенную на рис. 6.

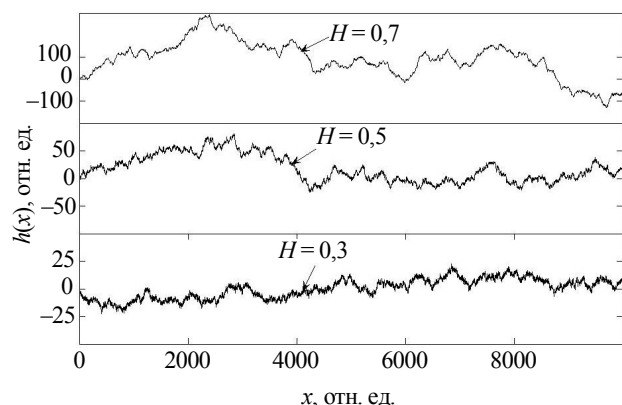


Рис. 17. Численное моделирование броуновской функции  $h(x)$  с различными показателями Хёрста  $H = 0,3, 0,5, 0,7$

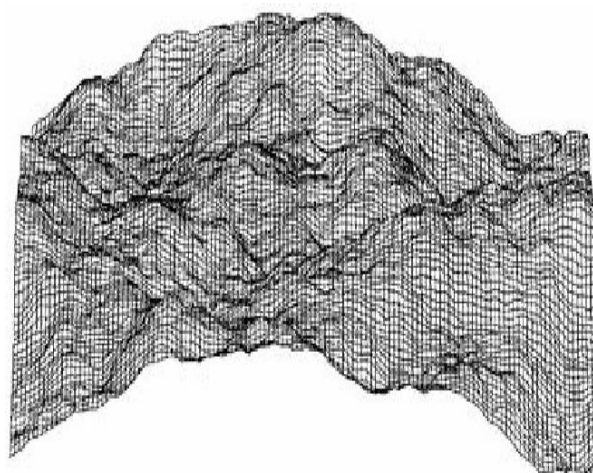


Рис. 18. Численное моделирование двумерной стохастической броуновской поверхности с показателем Хёрста  $H = 0,9$

Используя полученные оценки фрактальной поверхности пленок, мы можем оценить показатель Хёрста как  $H = E + 1 - d_f$ , где  $E = 2$  — эвклидова размерность поверхности. В результате мы находим  $H = 0,68—0,85$  для пленок из токамака T-10.

Независимо мы оценили показатель Хёрста также из анализа профилей высот (рис. 11, 19), используя процедуру, описанную в [36]. Для профилей на рис. 11 и 19 величина показателя Хёрста составила  $H = 0,73$  и  $H = 0,82$  соответственно. Такая же процедура определения показателя Хёрста проведена для пленок из NAGDIS-II. Результат представлен на рис. 9. Показатель Хёрста изменяется с расстоянием от центра торцевого лимитера. Эту зависимость мы будем обсуждать далее в связи со свойствами турбулентной плазмы в NAGDIS-II.

Результаты определения  $H$  можно интерпретировать следующим образом. Показатель Хёрста необходимо сравнить с величиной  $H = 1/2$ , которой обладает стохастическая поверхность, характеризуемая Гауссовой статистикой распределения приращений высот. Экспериментальное наблюдение показателя Хёрста  $H > 1/2$  означает, что вариации высот поверхности имеют, вероятно, тот же знак, что и предыдущие. Именно это свойство соответствует глобулярной форме и форме типа «цветная капуста» пленок, наблюдаемым в токамаке. Поверхность пленок может быть описана двумерной фрактальной броуновской функцией с показателем Хёрста  $H > 1/2$ . Полученная оценка показателя Хёрста может использоваться как критерий при выборе адекватной модели роста поверхности.

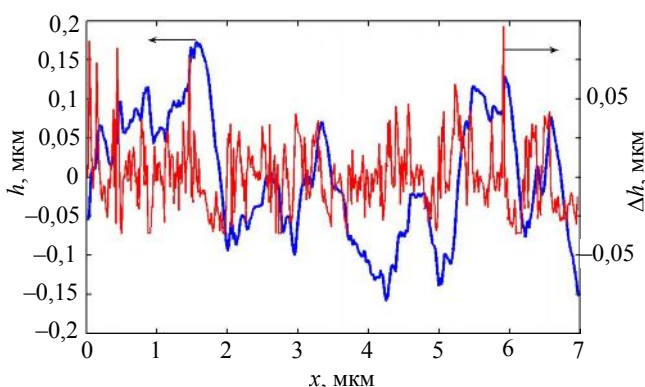


Рис. 19. Профиль  $h$  (жирная кривая) и приращения высот  $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$  (тонкая линия) пленки, показанной на рис. 7. Самоподобие рельефа характеризуется показателем Хёрста  $H = 0,82$

## СТАТИСТИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В работах [4, 5, 11], обсуждается влияние свойств пристеночной плазмы на рост пленок внутри камеры токамака. Плазма в токамаке обладает сложными нелинейными свойствами с самоорганизацией [28]. Сильная турбулентность плазмы приводит к аномальному переносу плазмы поперек магнитного поля и повышенным тепловым нагрузкам на лимитеры и диверторные пластины токамака. Конвективный транспорт и когерентные моды в периферийной плазме (ЭЛМы) вносят существенный вклад в тепловую нагрузку на материальные поверхности, контактирующие с плазмой. Эти процессы приводят к

эрозии материальных поверхностей и пересадению эродированного материала на вакуумной камере, диверторных пластинах и лимитерах.

Влияние параметров пристеночной плазмы (таких, как плотность примесей и молекулярных радикалов, электронной температуры, рециклинга и т.д.) на скорость роста и баллистического осаждения ионов углерода исследовалось в работах [6, 7, 46]. Обсудим свойства пристеночной турбулентности плазмы. Мы отмечаем возможность влияния статистики турбулентности плазмы на формирование рельефа пленок, осажденных из плазмы.

В токамаке, стеллараторе, линейных установках пристеночная плазма находится в сильно турбулентном состоянии [29, 38, 47]. Заряженные частицы (ионы водорода/дейтерия, ионы примесей и электроны) движутся в турбулентных электрических полях, генерируемых электростатической турбулентностью. В пристеночной плазме токамака неустойчивости приводят к сильным флуктуациям плотности плазмы и электрических полей. Типичные амплитуды электрических полей от  $\sim 1$  до  $\sim 50$  В/см, частотный диапазон флуктуаций от  $\sim 1$  до  $\sim 1000$  кГц, длина волны от  $\sim 1$  до  $\sim 50$  мм [29, 38]. Поперек магнитного поля заряженные частицы движутся в турбулентных ячейках со скоростью в диапазоне от  $\sim 0,1$  до  $\sim 1$  км/с. Пристеночная турбулентность плазмы в токамаке характеризуется такими свойствами, как перемежаемость, негауссова статистика, перенос типа супердиффузии с наличием всплесков амплитуды потоков [29, 38, 47—51]. Плазма у стенки в токамаке является стохастической системой с динамикой типа Леви с пролетными траекториями [29, 38]. Это означает, что движение ионов в пристеночной плазме не является классическим броуновским движением (классической диффузией). Свойства пристеночной турбулентности в термоядерных установках подробно изучались ранее в работе [38] и других. Для иллюстрации мы приводим спектральные и фрактальные характеристики пристеночной турбулентности плазмы в тени лимитера токамака Т-10. Исследовались временные сигналы ионного тока насыщения  $I_{\text{sat}}$  на ленгмюровский зонд и поток частиц поперек магнитного поля  $\Gamma$  (оцененный из сигналов плотности  $n$  и радиальной скорости дрейфа плазмы  $v_{E \times B} = (E_p \times B)/B^2$ , вызванной полоидальным электрическим полем  $E_p$ ,  $\Gamma(t) = n(t)v_{E \times B}(t) \sim n(t)E_p(t)$ ). Типичные сигналы ионного тока насыщения  $I_{\text{sat}}$  на зонд и поток частиц  $\Gamma$  показаны на рис. 20, 21. Они показывают, что поток ионов на материальную поверхность имеет свойство перемежаемости с наличием частых всплесков большой амплитуды. Эта перемежаемость вызвана статистикой флуктуаций электрических полей в пристеночной плазме. Несмотря на то, что преимущественный вклад в суммарный ток насыщения дает поток ионов водорода, следует предположить, что подобную перемежаемость имеет также поток ионов углерода и молекулярных радикалов.

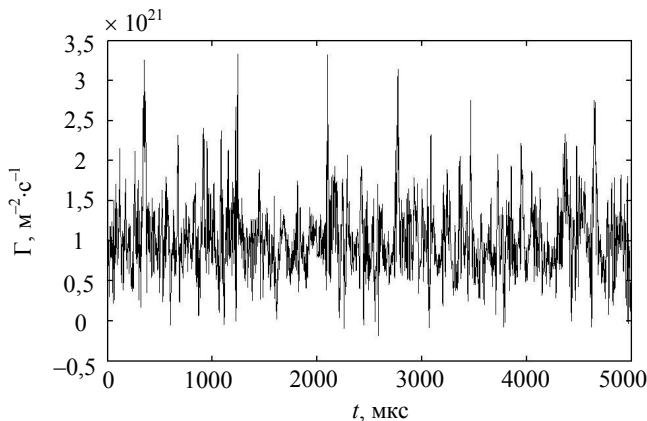


Рис. 20. Сигнал флуктуирующего потока частиц на стенку, пристеночная плазма токамака Т-10, разряд № 29451, омический нагрев,  $r = 34$  см

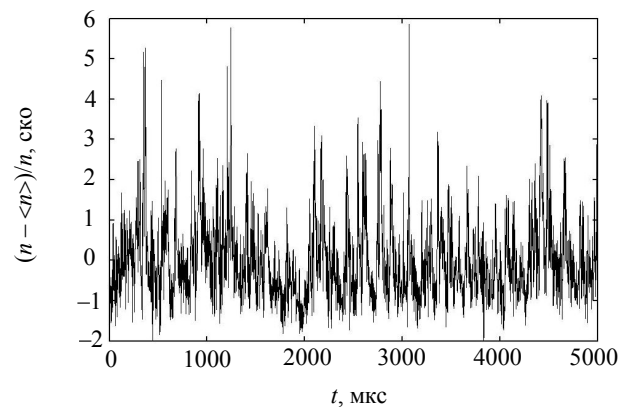


Рис. 21. Нормированный сигнал ионного тока насыщения, соответствующий плотности плазмы, в тени лимитера токамака Т-10, разряд № 29451, омический нагрев,  $r = 34$  см

Для того чтобы исследовать перемежаемость пристеночной турбулентности, мы используем методы статистической физики [39]. Сигналы  $I_{\text{sat}}(t)$  и потока частиц на стенку  $\Gamma(t)$  исследовались путем сравнения функции распределения (ФР) амплитуд флуктуаций с гауссовой функцией, чтобы определить, насколько сигнал отклоняется от тривиального случайного процесса («белого» шума). ФР экспериментальных сигналов отклоняется от гауссовой функции (рис. 22), свидетельствуя, что положительные флуктуации случаются чаще, чем ожидается для «белого» шума. ФР для приращений потока частиц (рис. 23) близка к функции распределения Коши, что может указывать на самоорганизацию в процессе.



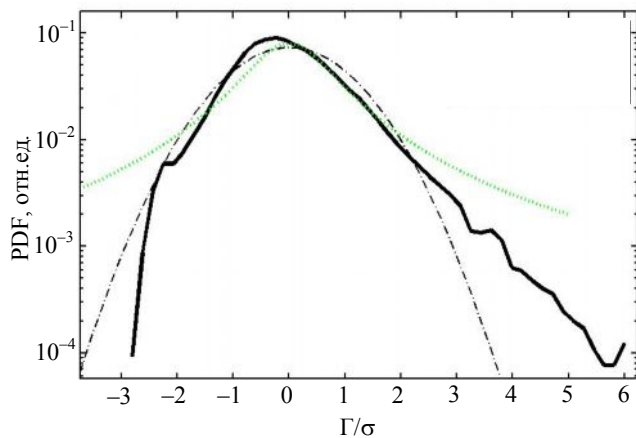


Рис. 22. Функция распределения плотности вероятности (—) нормированного потока частиц в полулогарифмическом масштабе. Аппроксимация распределением Гаусса (-----) и распределением Коши (— · —). Наблюдается значительное отклонение от гауссовости, что отражает сильную перемежаемость турбулентности, Т-10, разряд № 29451, омический нагрев,  $r = 34$  см

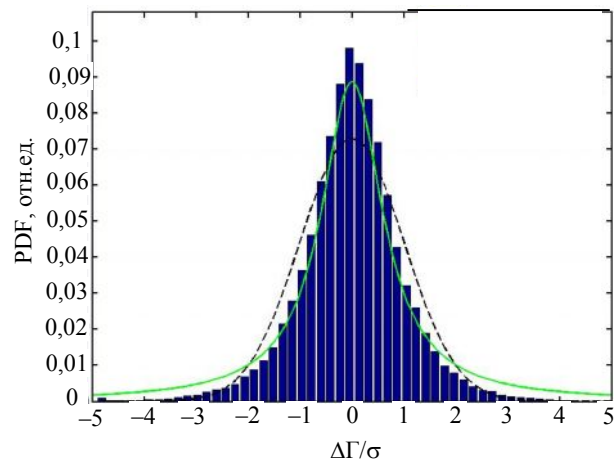


Рис. 23. Функция распределения плотности вероятности приращений нормированного потока частиц (■) в полулогарифмическом масштабе. Аппроксимация распределением Гаусса (-----) и распределением Коши (— · —), Т-10, разряд № 29451, омический нагрев,  $r = 34$  см

Свойства турбулентности исследуются методом фурье-анализа. Форма фурье-спектра,  $S(f) = |\Gamma(f)|^2$ , позволяет сделать вывод о том, является ли спектр степенной функцией типа  $S(f) \sim f^{-\gamma}$  с показателем  $\gamma$ . В теории турбулентности, развитой Колмогоровым (К41) [52], предсказывается существование инерционного диапазона с показателем  $\gamma = 1$ . В экспериментах на Т-10 спектры имели сложную зависимость с несколькими диапазонами степенной зависимости, отличными от закона  $1/f$ . Подобный вид фурье-спектров является типичным для пристеночной турбулентности плазмы в токамаке [50, 51]. Поведение спектров иллюстрирует нетривиальное самоподобие процесса, его необходимо исследовать методом фрактального анализа.

Мы применяли методы фрактального анализа с использованием вейвлет [38] для того, чтобы оценить показатель Хёрста как меру самоподобия сигнала. Показатель Хёрста  $H$  интерпретируется как индекс закона диффузии частицы в турбулентной среде: среднеквадратичное смещение зависит от времени как  $(\langle x^2 \rangle)^{1/2} \sim t^H$ . Для броуновского движения (классической диффузии)  $H = 1/2$ . Результат анализа экспериментальных сигналов с токамака Т-10 приведен на рис. 24. Показатель Хёрста для турбулентности пристеночной плазмы имеет значение 0,6—0,8, наблюдается тенденция его увеличения по направлению к стенке, т.е. величина  $H > 1/2$  наблюдается для области малого радиуса  $30 < r < 35$  см. Величина  $H > 1/2$  является типичной для пристеночной плазмы термоядерных установок [51, 53]. Это соответствует свойству супердиффузии с преимущественным вкладом крупномасштабных пролетных траекторий.

На рис. 24 радиальный профиль показателя Хёрста для пристеночной турбулентности токамака Т-10 приведен наряду с данными, полученными для фрактальных пленок, осажденных на материалах. Мы отмечаем, что все данные имеют показатель  $H > 1/2$ , т.е. турбулентность плазмы и рельеф пленок могут быть описаны стохастической функцией (например, фрактальной броуновской функцией) с показателем Хёрста  $H > 1/2$ . Далее приведен обзор теоретических моделей роста поверхности при осаждении, которые рассматривают влияние флуктуаций в потоке на рост неоднородной поверхности. Приведенный на рис. 24 результат может быть использован для выбора адекватной модели и интерпретации наблюдаемой фрактальной структуры пленок в токамаках.

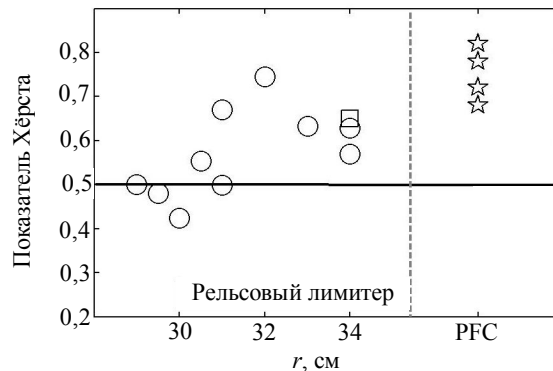


Рис. 24. Показатель Хёрста  $H$  для плазмы и осажденных пленок (☆ — поверхность пленок). Радиальный профиль  $H$  в плазме (для плотности  $n_e$  (○) и потока поперек магнитного поля  $\Gamma$  (□), разряды № 29451, 29009—29011, омический нагрев) и  $H$  для осажденных пленок на материалах, обращенных к плазме в токамаке Т-10. Для сравнения показана линия  $H = 0,5$  (—), что соответствует броуновскому движению (классическая диффузия)

В установке NAGDIS-II зондами измерялись свойства плазмы в объеме удержания. Сигналы тока насыщения (рис. 25) обрабатывались по такой же методике, что и сигналы из Т-10. Фрактальный индекс масштабной инвариантности (показатель Хёрста) определялся по двум методикам: анализа ( $R/S$ ) и методом вейвлет ( $W/L$ ), используя стандартные программы из пакета МАТЛАБ. Эти два метода дают оценки показателя Хёрста, которые могут отличаться в зависимости от степени перемежаемости. Метод вейвлет определения показателя Хёрста более достоверен в случае большой изрезанности сигнала. Определенный в результате анализа индекс фрактальности изменялся в зависимости от радиуса. Радиальный профиль представлен на рис. 9 в одном графике с профилем показателя Хёрста для структур на поверхности торцевого лимитера. Мы отмечаем, в целом, схожесть радиальной зависимости для плазмы и напыленных из плазмы структур. Такая корреляция может служить в пользу доминирующего влияния статистики на структуру осажденных пленок в процессе фрактального роста.

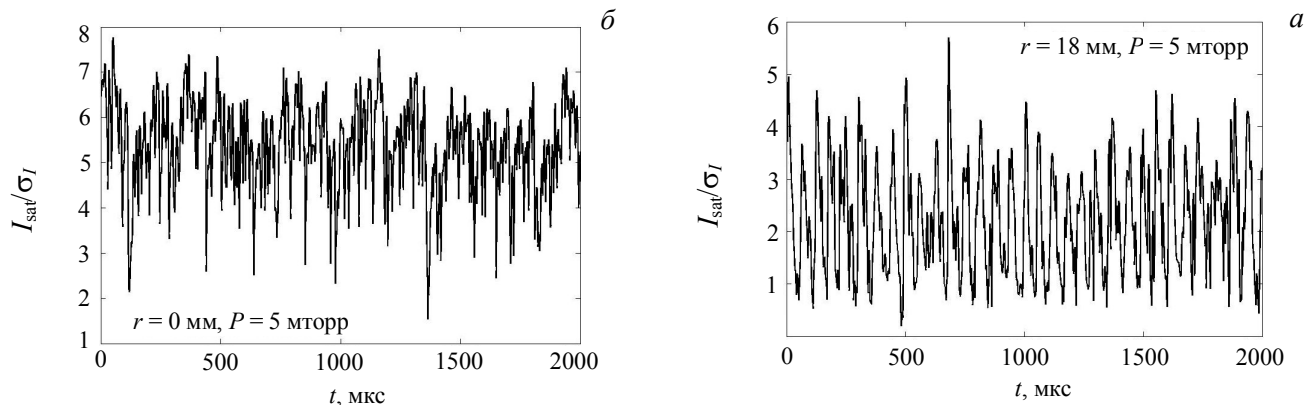


Рис. 25. Флуктуации плотности плазмы в NAGDIS-II: *а* — в центре плазмы; *б* — на периферии разряда. Различие в поведении (перемежаемости) формирует различную форму осаждаемых из плазмы пленок

Сильная турбулентность пристеночной плазмы в токамаках, стеллараторах, линейных плазменных установках интенсивно исследовалась в последние годы, свойства этой турбулентности подробно описаны в литературе. Методом исследования турбулентности пристеночной плазмы и турбулентных потоков над поверхностью являются, в основном, ленгмюровские зонды. Их пространственное разрешение не превышает долей миллиметра. Исследования меньших масштабов производится лишь в численных экспериментах и теоретически. На масштабах дебаевского радиуса (несколько сот микрометров) в пристеночной зоне формируется слой, в котором нарушается квазинейтральность. Основная физика этого слоя описана в учебниках, и мы не будем приводить здесь подробное его описание. Осаждаемые на поверхность заряженные частицы движутся в этом слое не только под действием турбулентных полей пристеночной плазмы (ее свойства исследованы зондами и описаны в настоящей статье), но и под действием дополнительных сил и полей, формируемых слоем. Доминирующим фактором влияния слоя является распределение электрического потенциала в слое, поскольку электрическое поле формирует траекторию движения заряженных частиц. В литературе и учебниках описана лишь одномерная модель распределения потенциала в слое с крайне упрощенными предположениями, а именно материальная поверхность предполагается гладкой и решение уравнения Пуассона (к чему обычно сводится такая задача) обеспечивает гладкое распределение потенциала над поверхностью. Задача значительно усложняется, если граница не является гладкой, а имеет фрактальную структуру. Все известные математические подходы решения такой задачи неприемлемы. Предпринятые теоретические усилия решения такой задачи не привели к успеху. Лишь в упрощенной задаче (тривиальная форма фрактала) были получены полуэмпирические и численные решения [78—80]. Полученное решение потенциала над фрактальной поверхностью обладало также фрактальными свойствами. В настоящее время следует ожидать результатов лишь в численном моделировании движения заряженных частиц в слое. Такое моделирование было проведено в работе [81], где в качестве граничного условия в задаче, моделирующей слой, использована реальная геометрия фрактальной пленки, осажженной в токамаке Т-10. В результате распределение потенциала над такой поверхностью, определенное в численном моделировании задачи, имеет фрактальную структуру на масштабах от 10 нм до нескольких мкм. Это демонстрирует возможность существования электрических полей с фрактальной структурой над поверхностью. Движение заряженных частиц в таких

полях будет иметь стохастический характер и формировать дополнительные условия для фрактального роста пленок на поверхности.

## ДИФФУЗИОННО ОГРАНИЧЕННАЯ АГРЕГАЦИЯ С НЕГАУССОВОЙ СТАТИСТИКОЙ

Было развито много моделей роста неоднородной поверхности различной степени общности [22]. Теоретический подход заключается в исследовании эволюции функции высот  $h(x, t)$  (для пространственной координаты  $x$  и времени  $t$ ). В непрерывных моделях вблизи равновесия уравнение эволюции получается из вариации функционала энергии:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \eta(x, t) + \Psi(h, \nabla h, \nabla^2 h, \dots). \quad (1)$$

Осаждение частиц описывается первым членом,  $\eta(x, t)$  — случайная функция, чья средняя величина дает средний поток в  $x$ , и ее флуктуации представляют шум в осаждении. В большинстве работ предполагается, что этот шум некоррелирован, т.е. это гауссов процесс:

$$\begin{aligned} \langle \eta(x, t) \rangle &= v; \\ \langle \delta \eta(x, t) \delta \eta(x', t') \rangle &= D \delta(x - x') \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $v$  — усредненная скорость осаждения;  $D$  — ее флуктуации;  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по ансамблю.

Релаксационный процесс на поверхности описывается функционалом  $\Psi$ , он зависит от вариаций высоты  $\nabla h$  или кривизны  $\nabla^2 h$ . В теоретических моделях предполагается, что релаксация локальна, т.е. процесс можно адекватно описать несколькими первыми членами разложения  $\Psi$  по переменной  $h$  и ее градиентов.

**Модель случайного осаждения.** Частицы падают случайно на осаждаемую поверхность и прилипают к поверхности, на которой образуются колонны. Высота каждой колонны  $h_i(t)$  случайна, так что  $\langle h_i(t) \rangle = vt$  и  $\langle (h_i(t) - vt)^2 \rangle = Dt$ , где  $v$  — средняя скорость осаждения на колонну,  $D$  — ее флуктуации. В этой модели нет последующей релаксации поверхности, это соответствует  $\Psi = 0$  в (1).

**Седиментация.** После того, как падающая частица достигает вершины колонны растущего кластера, она скатывается вниз и достигает минимума высоты, где она останавливается. Эффект сглаживания скатывающихся частиц формирует корреляции высот и приводит к более реалистичной поверхности. Модель, которую предложили Эдвардс и Вилкинсон [22], предполагает, что основной релаксационный процесс вызван локальной кривизной, что описывается как

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \eta(x, t) + v \nabla^2 h. \quad (3)$$

Это линейное уравнение диффузии.

**Баллистическое осаждение.** Модель предложена для частиц, движущихся в непрерывной среде, развито несколько вариантов модели. В модели дискретного баллистического осаждения частицы движутся вдоль прямых траекторий до тех пор, пока они не достигнут растущей поверхности и прилипнут к ней. Этот тип кинетики типичен для экспериментальной ситуации, когда молекулы/ионы движутся в парах низкой плотности, например, при осаждении из пара на холодную подложку.

**Дискретная модель с ограничением высоты.** Пустоты отсутствуют, и высота есть функция только позиции. Эти модели налагают ограничение на максимум разницы высот между соседними колоннами. Рост, который нарушает такое ограничение, исключается.

**«Реалистичные модели».** Рассматривают физические механизмы, вовлеченные в процесс роста поверхности. Они учитывают детальное движение осажденных атомов, их последующее движение по поверхности, объединение в ступени или острова, застывание островов и десорбцию. Главная сложность численного моделирования всех этих процессов заключается в том, что они существуют в широком диапазоне временных масштабов, что делает очень затруднительным анализ шероховатости на больших масштабах.

В непрерывных моделях осаждение, в общем, — нелинейный процесс, и разложение релаксационного члена приводит к уравнению

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \eta(x, t) + v \nabla^2 h + \frac{\lambda}{2} (\nabla h)^2, \quad (4)$$

где  $h$ ,  $v$ ,  $\lambda$ ,  $\eta$  — высота поверхности, эффективное напряжение поверхности, латеральная сила роста и шум в потоке соответственно. Это уравнение известно как уравнение Кардара—Паризи—Жанга (КПЖ) [54], описывающее асимптотическое поведение большинства случайных процессов. В уравнении КПЖ обычно рассматривается некоррелированный гауссов шум.

**Скейлинговые показатели.** Непрерывные уравнения рассматривают не детальную микроскопическую эволюцию поверхности, а фокусируют внимание на макроскопических аспектах (возможно, универсальных) неоднородности. Два показателя характеризуют рост неоднородной поверхности с шероховатостью  $\sigma = \langle (h(x, t) - \langle h \rangle)^2 \rangle^{1/2}$ . Один показатель соотносит пространственный масштаб  $x$  и шероховатость  $\sigma$  —  $\sigma \sim x^\alpha$ . Другой показатель роста, который соотносит масштаб времени  $t$  и толщину шероховатой поверхности, —  $\sigma \sim t^\beta$ . Скейлинговая функция, которая включает эти два показателя, может быть записана как

$$\sigma \sim x^\alpha \Phi(t/x^z), \quad (5)$$

где  $z = \alpha/\beta$  — динамический показатель. Есть два различных режима в зависимости от аргумента  $u = t/x^z$ :  $\Phi(u) \sim u^\beta$ , когда  $u < 1$ , и  $\Phi(u) \sim \text{const}$ , если  $u \gg 1$  (рис. 26).

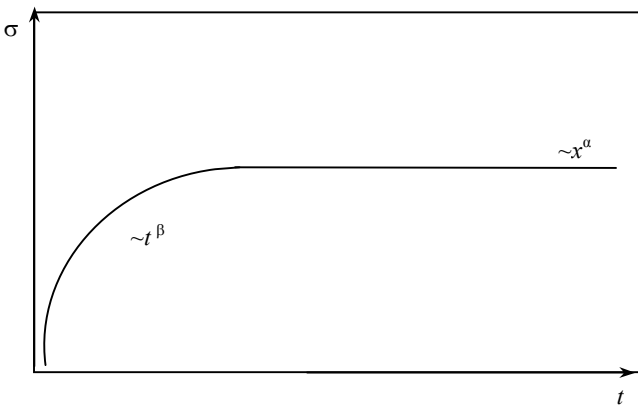


Рис. 26. Ожидаемая эволюция во времени шероховатости пленки в процессе фрактального роста

Уравнение КПЖ — нелинейное, его аналитических решений в настоящее время не получено. Можно исследовать некоторые свойства решений, которые важны для анализа экспериментальных данных, — это скейлинги, или симметрии, связанные с масштабной инвариантностью. Если процесс осаждения с гауссовской статистикой, из самых общих теоретических рассмотрений уравнения КПЖ с применением теории ренормгрупп можно получить значения  $\alpha = 1/2$  и  $\beta = 1/3$ . Во многих экспериментах (МЛЭ и химическое осаждение) наблюдались показатели  $\alpha \approx 0,75\text{—}0,85$ ,  $\alpha > 1/2$  и  $\beta \sim 1/3$  [22], т.е. даже в относительно простых экспериментальных условиях осаждение может иметь

негауссовскую статистику. Для того чтобы интерпретировать большие величины наблюдаемых  $\alpha$ , предложено несколько моделей, в которых рассматривается степенной (негауссов) закон шума в падающем потоке [55]. Предположим, что дальние корреляции происходят на масштабе  $L$ , тогда масштаб от атомного до  $L$  (в нашем случае  $L \sim 100$  мкм) аналогичен инерционному диапазону в колмогоровской турбулентности. Задача сводится к исследованию скейлингов корреляции. Если предположить более общий закон движения частиц в осаждаемом потоке, чем тривиальный стохастический процесс с короткими корреляциями и гауссовской статистикой, то мы в (2) и (4) должны использовать коэффициент диффузии, например, отражающий свойство процесса с дальними корреляциями:

$$D(k, \omega) \langle |\eta(k, \omega)|^2 \rangle \propto |k|^{-2p}. \quad (6)$$

Использование такого скейлинга для  $D$  может приблизить теоретическое рассмотрение к реальным условиям осаждения из турбулентной плазмы в токамаке. В этом случае можно использовать в (6) показатель  $p$ , измеренный в экспериментах [38].

**Дискретная модель диффузионно ограниченной агрегации (ДОА).** В общем случае сложно развить непрерывную модель роста поверхности и затем решить полученное дифференциальное уравнение. Поэтому дискретные модели играют важную роль для предсказания роста поверхности и воспроизведе-

ния рельефа, наблюдаемого в эксперименте. Модель диффузионно ограниченной агрегации [31, 32] — это очень простая дискретная модель, которая широко применяется для описания многих явлений в природе, таких, как электроосаждение металлов, иней на стекле, диэлектрический пробой, распределение материалов в геологических минералах, форма колоний бактерий и других. В модели ДОО процесс стартует с зародыша. Затем внедряется следующая частица на большом расстоянии от зародыша, она случайно блуждает до тех пор, пока не прилипнет к зародышу или удалится в бесконечность. Затем третья частица вводится в систему, она случайно блуждает, пока не прилипнет к кластеру из двух частиц либо удалится в бесконечность. Этот процесс агрегации повторяется много раз, генерируя кластер с фрактальной структурой. Модель ДОО предполагает, что в процессе каждый раз участвует одна частица и что в процессе транспорта диффузия доминирует над конвекцией. Этот случай противоположен классическому примеру турбулентной конвекции Релея—Бенара, которая генерирует регулярные ячейки.

Прямое численное моделирование ДОО кластеров предоставляет инструмент для моделирования множества реальных объектов, которые случайны и самоподобны. В современных работах число частиц, формирующих ДОО кластера, достигает  $\sim 10^6$ . Недавние исследования методов конформных итераций [56] дают возможность аналитического рассмотрения проблемы морфологии ДОО кластеров. Для описания ДОО кластера используется среднеполевое приближение [57].

Несмотря на простоту алгоритма, фундаментальное понимание большинства свойств ДОО кластера все еще отсутствует. Теоретическое рассмотрение ДОО основано на уравнении диффузии. Предположим, мы имеем плотность частиц  $\rho(r, t)$ , которые диффундируют до тех пор, пока не достигнут растущего кластера и не осадут на него. Тогда имеем

$$\partial \rho / \partial t = D \nabla^2 \rho; \quad (7)$$

$$\partial \rho / \partial n \propto v_n, \quad (8)$$

т.е.  $\rho$  удовлетворяет уравнению диффузии;  $D$  — коэффициент диффузии. Скорость нормального роста поверхности  $v_n$  пропорциональна потоку на поверхность  $\partial \rho / \partial n$ . Оценка величины члена  $\partial \rho / \partial t$  для типичной скорости роста  $v$   $\partial \rho / \partial t \propto v \partial \rho / \partial x$ .

Теперь  $|\nabla^2 \rho| \approx (v/D) |\partial \rho / \partial n|$ . В ДОО мы запускаем всякий раз одну частицу для осаждения, т.е. скорость стремится к нулю. Следовательно, уравнение сводится к уравнению Лапласа

$$\nabla^2 \rho = 0. \quad (9)$$

Фактически мы должны решить электростатическую задачу, если рассматривать аналогию между поверхностью и электрическим полем в каждой точке. Это называется квазистатический или лапласовский режим роста. В лапласовском режиме константа диффузии выпадает из задачи. Рост кластера достаточно медленный, и уравнение Лапласа (а не уравнение диффузии) используется для моделирования процесса роста, в котором диффузия управляет процессом. В дополнение к этим условиям необходимы граничные условия для  $\rho$ . Для ДОО — это чистое поглощение поверхностью  $\rho_s = 0$ . Граничные условия для  $\rho$  вдали от кластера  $\rho \rightarrow \rho_\infty$ .

Уравнения (7)—(9) описывают более сложный процесс, чем просто гладкая поверхность, которая растет со временем. Если мы стартуем с гладкой поверхности, она становится шероховатой из-за неустойчивости роста, присущей диффузионно ограниченному росту. Эта неустойчивость была открыта в металлургии Маллинзом и Секеркой [58]. Если рост стартует с плоской поверхности, она растет со временем (как  $v \sim t^{1/2}$ ), но это решение неустойчиво. Рассмотрим маленький бугорок на плоской поверхности. Этот бугорок может сформироваться осаждаемыми частицами. Мы можем привлечь электростатическую интерпретацию этой задачи. Нам нужно найти потенциал  $\rho$  вблизи заземленного проводника с бугорком. Как известно из элементарной электростатики, поверхностное электрическое поле (которое есть  $\partial \rho / \partial n$  на поверхности) максимально вблизи бугорка, т.е. рост поверхности со скоростью  $\partial \rho / \partial n$  максимален у бугорка, что приводит к неустойчивости роста. Эффекты ветвления приводят к росту фрактала. В процессе ДОО нет характерного пространственного масштаба. ДОО формирует самоподобие и фрактальную структуру, в которой флуктуации важны до произвольно малых масштабов. Результатом ДОО является фрактальная геометрия кластера, чья фрактальная размерность связана с динамикой частиц, которые диффундируют на поверхность.



**Рост пленок на материальной поверхности, обращенной к плазме в токамаке: диффузионно ограниченная агрегация с негауссовой статистикой.** Модель ДООА хорошо подходит для интерпретации рельефа некоторых наблюдаемых пленок в токамаке. Поверхность пленок (см. рис. 1—8) имеет некоторые характерные черты, которые могут воспроизводиться моделью ДООА. Много результатов моделирования ДООА, описанных в [59], получено с использованием случайного броуновского движения (классическая диффузия с гауссовой статистикой), которое совершает частица до момента осаждения на поверхность или кластер. Чтобы моделировать рост пленок на материалах, обращенных к плазме в токамаке, мы модифицировали модель ДООА, приняв реальную статистику диффузии осаждаемых частиц. Как было описано, вблизи поверхности движение ионов вызвано дрейфом в турбулентных электрических полях. Движение ионов не является тривиальным случайным блужданием: это процесс с негауссовой статистикой. Ионы пристеночной плазмы включены в процесс супердиффузии с пролетами. Такие пролеты вносят специфический вклад в процесс роста пленок. В качестве модели аномальной диффузии мы можем принять фрактальное броуновское движение с показателем Хёрста  $H > 1/2$ . Использование фрактального броуновского движения в ДООА модели роста пленок дает в результате богатую морфологию, в том числе форму, подобную форме «цветной капусты».

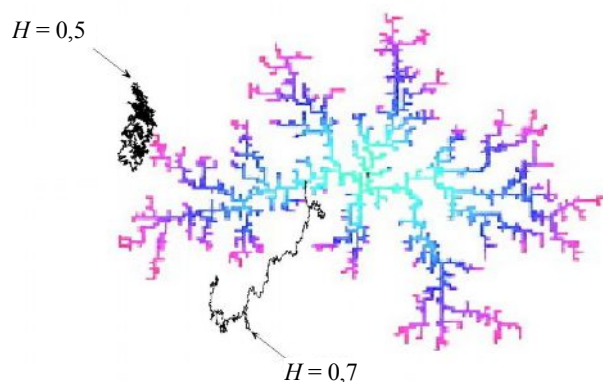


Рис. 27. Демонстрация важности статистики в процессе фрактального роста. Фрактальный кластер (результат ДООА) показан серым цветом. Схематически показаны траектории (черным цветом) частиц, обладающих гауссовой ( $H = 0,5$ ) и негауссовой ( $H = 0,7$ ) статистикой

На рис. 27 две траектории (классическая диффузия и фрактальное броуновское движение) осаждаемых частиц показаны схематически, чтобы иллюстрировать доминирующие факторы роста фракталов. Траектории моделируются методом численной аппроксимации стохастического интеграла [44], эта процедура позволяет генерировать различные траектории случайного блуждания в зависимости от показателя Хёрста. Классическая диффузия (показатель Хёрста  $H = 1/2$ ) приводит к тенденции прилипать частице к вершинам ветвей кластера. Такое осаждение приводит к древоподобной фрактальной структуре. Этот результат ДООА широко известен [59]. Напротив, фрактальное броуновское движение ионов (супердиффузия с  $H > 1/2$ ) в пристеночной плазме приводит к проникновению осаждаемых частиц в щели и по-

лости кластера (см. рис. 27). Такая преимущественная тенденция проникновения дает в результате более гладкую (типа «цветная капуста») форму фрактального кластера.

Чтобы продемонстрировать важность статистики диффузии осаждаемых частиц в процессе формообразования, проведено численное моделирование роста поверхности в модели диффузионно ограниченной агрегации. На рис. 28 показан результат ДООА фрактального роста на двумерной плоскости. Процесс роста стартовал с нескольких зародышей. Используя различную статистику диффузии осаждаемых частиц, их траектории вычислялись путем численной аппроксимации стохастического интеграла по методу, описан-

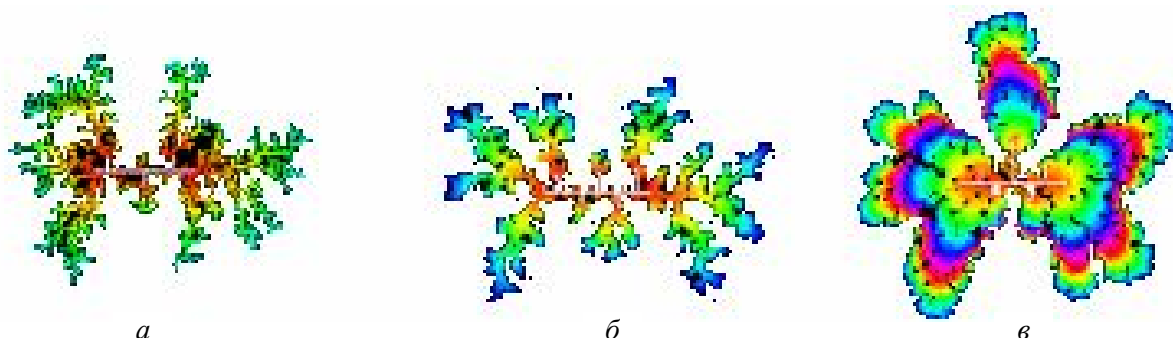


Рис. 28. Диффузионно ограниченная агрегация с вариацией статистики диффузии осаждаемых частиц. Моделирование с  $H = 0,5$  (а),  $0,6$  (б),  $0,8$  (в). Поколения осаждаемых частиц показаны различным цветом

ному в [44]. Использовались три типа статистики диффузии: броуновское движение (классическая диффузия) с показателем Хёрста  $H = 1/2$  (рис. 28, а), фрактальное броуновское движение (супердиффузия) с  $H = 0,6$  (рис. 28, б) и  $H = 0,8$  (рис. 28, в). Результат показывает, как форма кластера зависит от статистики диффузии осаждаемых частиц. Классическая диффузия с  $H = 1/2$  приводит к древоподобным структурам (см. рис. 28, а). Структуры с формой типа «цветная капуста» получаются только при фрактальном броуновском движении осаждаемых частиц с  $H > 1/2$  (см. рис. 28 б, в). Рельеф на рис. 28, в качественно похож на рельеф некоторых пленок, наблюдаемых в токамаке Т-10 (см. рис. 1) и других ТУ (см. рис. 2—6, 10).

Для более детального описания структуры всех наблюдаемых в токамаке фрактальных пленок требуется разработать непрерывную модель роста с учетом всех физических механизмов, вовлеченных в процесс роста. В том числе следует рассмотреть релаксационные процессы на поверхности, диффузию по поверхности, резорбцию и другие. От конкретных условий зависит, насколько релаксационные процессы являются доминирующими (например, от температуры поверхности). Как было отмечено, теоретическое рассмотрение проблемы неустойчивости роста предсказывает, что реальная структура пленки будет формироваться в результате двух эффектов: релаксации на поверхности и флуктуаций в падающем потоке, имеющем в токамаке и других ТУ негауссову статистику. Поэтому в непрерывной модели следует использовать индексы (показатели Хёрста) масштабной инвариантности, полученные в экспериментах.

Для использования дискретной модели послойного роста поверхности (такой, как ДОА) необходимо проверить допущения этой модели. Одним из допущений является условие релаксации [60] (достижения термического равновесия путем поверхностной диффузии или механизмов осаждения-испарения) верхнего слоя поверхности до начала момента роста следующего слоя. Мобильность осаждаемых ионов/атомов в активном слое на поверхности материала, обращенного к плазме в токамаке, остается открытым вопросом. В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о свойствах миграции ионов/атомов по неоднородной поверхности углеводородных пленок. Теоретическая оценка коэффициента диффузии водорода в пористом графите [61, 62] учитывает его зависимость от температуры: от  $D \sim 10^{-16} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  (при  $\sim 300^\circ \text{C}$  графита) до  $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  (при  $\sim 1000^\circ \text{C}$  графита). Мы можем использовать эти данные для оценки времени релаксации  $t_r = l^2/D$ , где масштаб миграции по поверхности может быть принят  $l \approx 100 \text{ нм}$  — это один из типичных размеров глобул (масштабов неоднородностей) на поверхности (см. рис. 6). Таким образом, оценка величины времени релаксации осажденного слоя составляет  $t_r \approx 1\text{—}10^{-11} \text{ с}$ . В результате измерений в токамаках, скорость роста пленок равна  $1,5\text{—}12 \text{ нм/с}$  [11, 19], т.е. примерно  $1\text{—}10$  монослоев в секунду. Таким образом, время осаждения одного слоя ( $1\text{—}0,1 \text{ с}$ ) может при определенных условиях превышать время локальной релаксации. Это может удовлетворять условиям, принятым в модели ДОА. Модель ДОА возможно привлекать для интерпретации рельефа фрактальных пленок на материальных поверхностях, контактирующих с турбулентной плазмой в токамаке, при этом, конечно, необходимо детально анализировать условия осаждения в каждом случае. В будущем необходима детальная экспериментальная проверка этого вопроса.

В процессе осаждения из плазмы ионы движутся через приповерхностный слой. Детальное обсуждение движения ионов в этом слое не входит в цели данной статьи. Свойства турбулентности плазмы в слое не исследованы. В литературе рассматриваются несколько типов неустойчивостей [63], которые могут в нелинейном режиме приводить к сильной турбулентности. Такая турбулентность может приводить к дополнительному вкладу в шум, что может влиять на траектории осаждаемых на поверхность частиц. Вблизи поверхности часть частиц заперта несколькими силами (электростатическими полями, градиентами давления, термофорезом и др.) [5]. На движение ионов влияют флуктуации потенциала (например, глубины потенциальной ямы) вблизи поверхности. Реальное электрическое поле над неоднородной поверхностью с фрактальной структурой, вероятно, является очень сложным. Это приводит к нерегулярным траекториям заряженных частиц и пространственно-временной неоднородности потока на поверхность. Эти эффекты приводят к неустойчивости роста поверхности и шероховатости растущих пленок.

## ОЦЕНКА СОРБЦИОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ФРАКТАЛЬНЫХ ПЛЕНОК

**Накопление трития в материалах реактора.** Проблема накопления трития в материалах, обращенных к плазме в ИТЭР, широко исследуется до настоящего времени (см. [11] и ссылки в ней). Мы не

предлагаем универсальную интерпретацию всех эффектов осаждения пленок в токамаке. Структура части наблюдаемых пленок в токамаке [11, 19] может быть объяснена в рамках концепции эрозии, ионной бомбардировки, разрушения и перестройки поверхности с регулярной структурой графита. Эти механизмы являются доминирующими в определенных местах камеры токамака и при известных определенных условиях (например, при большом срыве или ЭЛМах типа I). Формирование же пленок с фрактальной поверхностью может быть объяснено механизмом фрактального роста.

Оценки аккумуляции трития на шероховатой поверхности и в объеме пористых материалов первой стенки токамака необходимы для определения поступления трития в разряд, его аккумуляции в пленках и оценки уровня радиационной безопасности ИТЭР. Здесь мы приводим оценку увеличения накопления трития в пористой фрактальной поверхности в сравнении с ламинарной пленкой. Рассмотрим увеличение фрактальной поверхности в сравнении с площадью ее проекции на плоскость. Отношение  $Q$  реальной площади фрактальной структуры  $A_r$  к площади ее проекции на плоскость  $A_p$  можно записать как [64]

$$Q = A_r(\varepsilon)/A_p = \varepsilon^{2-d_f},$$

где  $\varepsilon$  — параметр масштабирования,  $d_f$  — фрактальная размерность. Чтобы оценить  $Q$ , мы можем принять максимальный размер гранул  $R_g \approx 1000$  нм, а минимальный масштаб связан с атомными размерами [65]  $a \approx 1$  нм (см. рис. 5, 6). Таким образом, параметр  $\varepsilon = a^2/R_g^2 \approx 10^{-6}$ . Для пленки на рис. 1 фрактальная размерность  $d_f = 2,32$ . Тогда фактор  $Q = \varepsilon^{2-d_f} \approx 83$  характеризует увеличение сорбционной поверхности фрактальной пленки в сравнении с ламинарной (гладкой) пленкой. Увеличение сорбционной емкости фрактальной поверхности необходимо принять во внимание при оценке накопления трития в пленках в ИТЭР. В современных токамаках доля «мягких» пленок составляет от нескольких до десятков процентов [5, 19]. Таким образом, в ИТЭР следует ожидать накопление трития в переосажденных пленках в несколько раз выше, чем принимается в современном проекте [11]. Для количественной оценки этого эффекта в ИТЭР следует провести детальный анализ условий возникновения неустойчивости роста переосажденных пленок на материальных поверхностях, обращенных к плазме, и модельные расчеты фрактального роста пленок.

Следует изменить подходы к проблеме очистки первой стенки в ИТЭР. В настоящее время предлагаются методы очистки поверхности от рабочего газа термическим воздействием на поверхности, подразумевая классические законы переноса газа. В случае роста фрактальных пленок необходимо пересмотреть такие методы. Перенос в пористой фрактальной структуре отличается от переноса в свободном газе. Конвективный перенос в таких системах отсутствует [66]. Эффективность переноса меньше, так как он определяется столкновением молекул запертого в порах рабочего газа со структурой фрактального кластера, а не только со столкновением между молекулами газа. Эти факторы могут изменить характер транспорта и откачки запертых в порах пленок изотопов водорода.

Аморфные пленки легко разрушаются, и образуется пыль, содержащая рабочий газ. Поступление такой пыли в разряд может серьезно ухудшить свойства плазмы большого токамака. Свойства пылевых частиц исследовались во многих токамаках [11]. В литературе сообщалось об исследовании пылевых частиц размером от 0,5 до 100 мкм. Металлические микрочастицы имели гладкую форму. Пылевые частицы, содержащие углерод, имели, как правило, нерегулярную форму с повышенной пористостью. Необходимо отметить, что в большинстве токамаков использовался графит в качестве материала, контактирующего с горячей плазмой. Пыль в токамаке ТФТР имела удельную площадь поверхности от 7 до 27 м<sup>2</sup>/г [11], что значительно больше (почти на два порядка) теоретически оцененной площади для плотных графитовых или молибденовых сфер. Это свидетельствует о значительной пористости пылевых частиц, найденных в токамаке. В них аккумулируется повышенное количество изотопов водорода (рабочего газа). Необходимо отметить, что во всех предыдущих работах исследовались, как правило, частицы пыли размером не менее ~0,5 мкм, так как не применялись диагностики для исследования наночастиц. В токамаке Т-10 исследовалась структура пылевых частиц и пленок [75—77] методом трансмиссионной электронной микроскопии, была обнаружена значительная нерегулярность на масштабах от десятков нанометров до микрометров.

Фрактальные структуры имеют большую удельную площадь поверхности и поэтому большой удельный запас энергии, сопоставимый с соответствующей удельной энергией взрывчатых веществ [66].

Возможно уплотнение структуры, при этом удельная поверхностная энергия системы уменьшается. При таком процессе выделяемая энергия идет на нагревание системы и разрушение структуры. Возможен взрыв этих структур (например, при локальной термической нагрузке) [66] с образованием большого количества пылевых частиц не только микрометровых, но и нанометровых размеров (10—200 нм, см. структуру гранулярности на рис. 1, 6). Следует предположить, что массовая доля наночастиц в сравнении с микрометровыми может быть довольно высокой, так как дезинтеграция малой частицы требует меньшей энергии. Распределение плотности вероятности наночастиц должно определяться фрактальной структурой пленки, а именно степенным законом (функция распределения масштабов гранул в иерархической структуре). Такой степенной закон распределения числа пылевых частиц (размером до десятка нанометров) в зависимости от их размера наблюдался в стеллараторе LHD [67].

При разрушении фрактальной структуры «мягких» пленок возможно формирование наночастиц размером 10—20 нм (см. профиль на рис. 6). Их структура и физико-химические свойства определяются, по-видимому, особенностями фрактальной структуры и условиями роста в токамаке. Образование частиц такого размера с особой структурой представляет интерес в области нанотехнологий, что является отдельным направлением исследования в будущем.

В проекте ИТЭР [11] и в большом токамаке JET предлагается использовать бериллий в качестве материала первой стенки и вольфрам в качестве материала дивертора. Проблема накопления изотопов водорода в металлической стенке токамака [11] рассматривается в настоящее время лишь в рамках концепции, рассматривающей имплантацию энергичных частиц в поверхность металла и миграцию по поверхности. Отсутствуют теоретические и экспериментальные исследования проблемы осаждения металлических пленок на материалы, обращенные к плазме в токамаке. Принимая во внимание неустойчивости (возможно, универсальные) роста поверхности, можно ожидать неоднородное переосаждение пленок из эродированного бериллия и вольфрама на компоненты первой стенки, контактирующие с плазмой. Эрозия вольфрама наблюдалась в токамаках JET [68] и NAGDIS-II [69]. Ионы и кластеры вольфрама в результате эрозии поступают в разряд и затем должны осаждаться в виде пленок. Структура этих пленок будет формироваться механизмом осаждения и релаксации материала на поверхности (см., например, уравнение (1)). В случае доминирующего влияния статистики флуктуаций в осажденном потоке на рост пленки и ввиду универсальности такого механизма следует ожидать рост неоднородной фрактальной поверхности осажденного вольфрама. Неоднородная структура осажденного вольфрама наблюдалась в NAGDIS-II. На рис. 29 показана фотография СТМ-пленки из вольфрама в NAGDIS-II. Неоднородность наблюдается на масштабах высот от 10 нм до 1 мкм, т.е. в таком же диапазоне, что и для углеводородных пленок (рис. 1, 6, 7) в токамаках и других ТУ.

Учитывая, что время экспозиции материалов в ИТЭР будет на порядки больше длительности экспериментов в современных токамаках, вероятность фрактального роста поверхности переосажденных пленок будет возрастать, так как теоретически предсказывается, что шероховатость поверхности имеет степенную зависимость от времени [22] (см. рис. 26). Пористость таких неоднородных пленок может приводить к повышенному накоплению трития. Молекулярные радикалы (метана и др.) и ионы металлов должны быть рассмотрены в проблеме роста пленок в токамаке. В случае моделирования двух сортов осаждаемых частиц (например, углерод/бериллий/вольфрам и водород) могут использоваться дискретные модели бинарного роста [49].

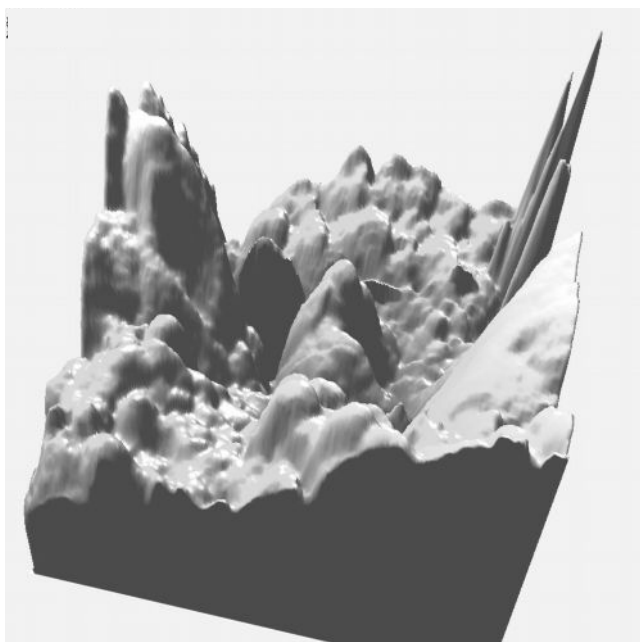


Рис. 29. Фотография СТМ вольфрамовой пленки из установки NAGDIS-II. Видна иерархическая гранулярная структура на масштабе от 10 нм до ~0,5 мкм. Размер подложки на рисунке 1,01×1,01 мкм

Мы не обсуждаем здесь эрозию и деструкцию материалов в результате срывов разряда. По нашему мнению, эти относительно редкие события не являются причиной образования большого количества аморфных пленок, наблюдаемых в эксперименте. Подтверждением этого является тот факт, что фрактальные пленки наблюдаются в установках с иной, чем токамак, магнитной топологией, где не бывает срывов.

Существует мнение, что большее количество пленок формируется в основном в течение тлеющего разряда, регулярно используемого в ТУ для очистки камеры. Ламинарные пленки с относительно гладкой структурой действительно наблюдаются после тлеющего разряда. Детальное изучение относительной доли пленок различной структуры, сформированной в тлеющем разряде, и основного разряда проводилось на стеллараторе LHD. Экспериментальные наблюдения в LHD [70] показали, что аморфные глобулярные пленки с иерархической структурой не образуются в тлеющем разряде. Этот экспериментальный факт (косвенно) свидетельствует в пользу роста фрактальных пленок из турбулентной высокотемпературной плазмы. Дополнительное исследование количественных пропорций объема пленок при формировании в основном и тлеющем разряде необходимо провести в будущих экспериментах.

**Повышенная электронная эмиссия фрактальных пленок.** Тонкие фрактальные пленки могут обладать повышенной электронной эмиссией, т.е. испускать электроны с поверхности пленки. Чтобы электрон покинул конденсированную среду в вакууме, плазме или газе, должна быть затрачена энергия (работа выхода). Поддерживать эмиссию можно при подводе к электронам энергии, обеспечивающей преодоление потенциального барьера либо создание такого сильного внешнего поля, при котором потенциальный барьер делается тонким и становится существенен туннельный эффект (автоэлектронная эмиссия), квантовое проникновение электронов сквозь потенциальный барьер, т.е. эмиссия электронов, имеющих энергию меньше работы выхода. Напряженность электрического поля над поверхностью зависит от геометрии поверхности, имеющей «острые» формы — выступы, острия, торцы и т.п. Это обеспечивает отвод от поверхности испускаемых электронов. В случае фрактальных пленок, когда эмитирующая поверхность неоднородна с различной работой выхода, над ее поверхностью возникает неоднородное электрическое поле. Это поле тормозит электроны, вылетающие из участков пленки с меньшей, чем у соседних, работой выхода. Зазоры между гранулами на поверхности будут невелики, порядка 10 мкм, электроны будут туннелировать (преодолевать потенциальный барьер) из одной гранулы в другую, и так будет осуществляться проводимость. Можно ожидать, что параметры эмиссии могут быть такими же, как и у катодов электровакуумных приборов, где такое свойство искусственно создается для облегчения выхода электронов, когда катод покрывают тонкими (примерно моноатомными Au, SnO<sub>2</sub>, BaO) пленками веществ, понижающих работу выхода Cs, BaO. Лучшие полученные параметры в электровакуумных приборах таковы: токоотбор 1 А/см<sup>2</sup> в течение длительного времени и 10 А/см<sup>2</sup> — кратковременно. При этом эффективность (отношение тока эмиссии к току, протекающему через пленку) может приближаться к 100%. Электронную эмиссию фрактальных пленок следует исследовать в специальных экспериментах.

## СИММЕТРИЯ 5-ГО ПОРЯДКА В ГРАНУЛЯРНОСТИ ОСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК

Фрактальные структуры — новый класс упорядоченных веществ, он занимает промежуточное положение между регулярными классическими кристаллами и аморфными веществами. Такое же место занимают квазикристаллы [71]. Мы наблюдали некоторые свойства фрактальных пленок, которыми обладают и квазикристаллы, поэтому напомним общеизвестные свойства квазикристаллов. В отличие от аморфных тел рентгенограмма квазикристалла содержит характерные для регулярного кристалла четкие брэгговские пики, но обладает осью симметрии 5-го порядка, что несовместно с трансляционной инвариантностью кристалла. Согласно известной теореме кристаллографии в классическом кристалле оси симметрии 5-го и выше 6-го порядка запрещены [71], так как невозможно обеспечить трансляционную симметрию при поворотах на эти углы. Были предложены математические модели, объясняющие структуру квазикристаллов. Особая геометрическая структура систем с симметрией пятого порядка формирует дальний порядок. Например, был предложен узор Пенроза (паркет повторяющихся нескольких различных элементов) с ориентационным порядком, но истинного трансляционного дальнего порядка нет (хотя есть приблизительная периодичность вдоль некоторых направлений). Рассматриваются так назы-



ваемые приближенные симметрии. Квазикристалл может состоять из периодически повторяющихся плоскостей, каждая из которых имеет ось 5-го порядка. Физическая причина возникновения квазикристаллических структур [71] — в несовместимости двух тенденций: на микроуровне кристаллохимия требует икосаэдрического либо пятиугольного ближнего порядка в упаковке атомов и поэтому навязывает среде выделенные оси 5-го порядка в направлении химических связей, что противоречит тенденции к установлению трансляционного дальнего порядка. Так, системы с симметрией 5-го порядка примыкают к семействам кристаллографических точечных групп, объединяемых семью предельными фигурами Кюри. Обнаружение новых принципов упаковки атомов в твердых телах требует более детального группового рассмотрения модели, а именно учет не только трансляционных симметрий, но и дилатационных групп, ответственных за фрактальную иерархию.

Фрактальная структура пленок, как и квазикристалл, имеет дальний порядок, это формирует специфические физические условия, например, возможность туннелирования электронов между наногранулами на поверхности пленки. В структуре фрактальной пленки встречаются гранулы пятиугольной формы. Для некоторых пленок число пятиугольных гранул доминирует. Несмотря на то, что формы гранул в плоскости не являются равносторонними многоугольниками, нам все же следует рассматривать это свойство, принимая во внимание доминирующую роль приближенных симметрий в физике твердого тела и фрактальной геометрии. На рис. 30, *а* показана фотография СЭМ глобулярной пленки из токамака Т-10. Для количественной оценки вероятности присутствия гранул разной формы (треугольных, четырех-, пяти-, шестиугольных и т.д.) мы построили гистограмму на рис. 30, *в*, применяя метод Вороного разграничения гранул, как показано на рис. 30, *б*. Гистограмма показывает, что гранулы с пятиугольной формой присутствуют с доминирующим числом в структуре такой пленки. Этот очень примечательный факт свидетельствует о доминирующем присутствии симметрии 5-го порядка в структуре пленки.

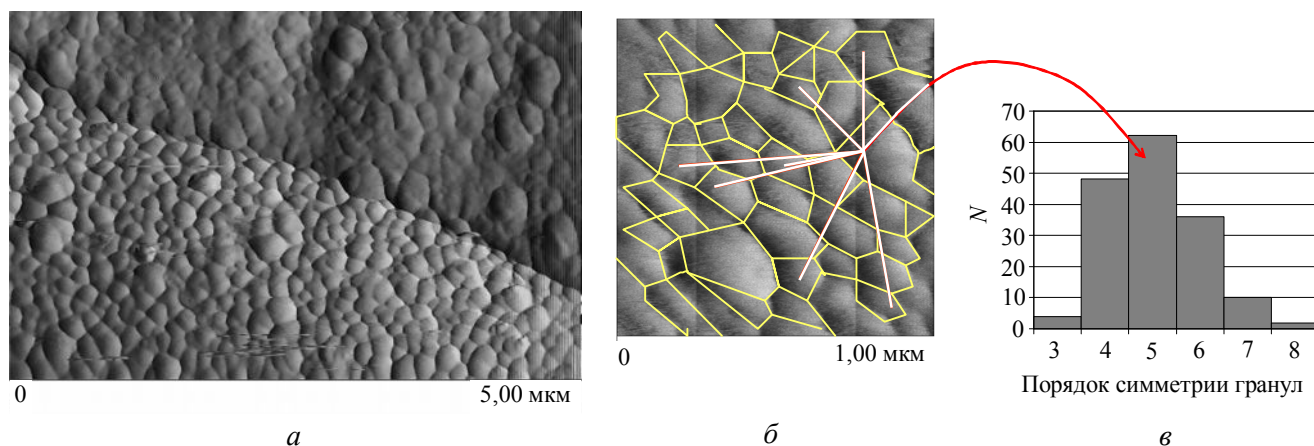


Рис. 30. Гранулярность с различной симметрией гранул: *а* — фотография СЭМ показывает наличие гранул разной формы: треугольные, прямоугольные, пятиугольные и шестиугольные гранулы в плоскости пленки представлены неравномерно; *б* — гранулы разграничены по методу Вороного, т.е. по числу гранул ближайшего окружения; *в* — гистограмма числа гранул разной формы (симметрии) имеет максимум для симметрии пятого порядка — пятиугольная форма гранул встречается чаще всего

Структуры с симметриями 5-го порядка известны в самоорганизующихся системах [72]. Симметрия 5-го порядка отражает скрытые статистические симметрии сильно нелинейного процесса. Примером является наблюдение турбулентных ячеек с симметрией 5-го порядка в турбулентных течениях: они возникали в фазовом пространстве динамических систем или в координатном пространстве [72]. Возможно, фрактальный рост пленок, являясь динамическим нелинейным процессом, принадлежит к подобному классу явлений. Подтверждением такой точки зрения является наблюдение пятиугольной формы предельного фрактального кластера в модели ДОО с очень большим числом частиц (до одного миллиона) [73].

Симметрия 5-го порядка ассоциируется с «золотым сечением». Запрещенная в классической кристаллографии поворотная симметрия 5-го порядка наиболее эффективно представлена в мире растений и в простейших живых организмах: в некоторых разновидностях вирусов, в форме некоторых обитателей морей (морские звезды, морские ежи, колонии зеленых водорослей и др.) и в иных объектах. Поворотная симметрия 5-го порядка характерна для многих цветов (зверобой, незабудка, колокольчик, малина, калина, рябина, шиповник, вишня, груша, яблоня и др.).

Наблюдение симметрии 5-го порядка во фрактальных пленках вызывает много вопросов. Для интерпретации этого факта следует привлекать достижения физики конденсированных сред, статистической физики и физики твердого тела. Возможно, вопросы симметрии следует учитывать при рассмотрении связи фрактальной пленки с подложкой. Свойства связи (сопряжения) пленки с подложкой должны рассматриваться в рамках современной теории ([74] и ссылки в ней), значительно пересмотревшей традиционные подходы. Эта теория рассматривает доминирующее влияние эффектов на нано- и мезомасштабах (т.е. от 1 нм до сотен мкм) на свойства пластичности, деформации и кластеризации на поверхности твердых тел как с кристаллической структурой, так и аморфных. Привлечение этой теории для объяснения явлений осаждения пленок на МОП в ТУ может объяснить многие наблюдения.

Необходимость сопряжения поверхностного слоя с подложкой, которая проявляет более высокую сдвиговую устойчивость, приводит к гофрированию поверхностного слоя [74]. Это особенно относится к тонким пленкам, имеющим иерархическую структуру. Зоны локальной кривизны являются концентраторами напряжения, и на субмикронных масштабах происходит деформация. В предельном случае это может привести к отслоению пленки от подложки. Возможно, такой механизм является причиной отслоения всех пленок толще некоторого масштаба (в экспериментах не наблюдаются аномально толстые миллиметровой толщины пленки) из-за периодического термонапряжения под воздействием тепловой нагрузки в повторяющихся разрядах ТУ. Этот же механизм может потенциально объяснить гранулированность на макроуровне — многие пленки имеют гранулы в плоскости пленки максимальным размером порядка десятков микрон (рис. 30). Периодическая модуляция пленки напряжениями подчиняется вероятностным принципам [74], его релаксация распределяется между мезоуровнями (вплоть до нанокластеров) и макроуровнями. В результате в простейшем случае прямоугольного образца и кристаллической подложки напряжения в интерфейсе между пленкой и подложкой распределены в виде «шахматной доски» [74]. В более общем случае эта геометрия может быть более сложной, можно предположить, например, и такой, как на рис. 30. Это значит, что геометрия мезомасштабов агрегации (например, преимущественная пятиугольность кластеров ДООА) может проявляться и в распределении гранул максимального масштаба рис. 30. Эта гипотеза должна проверяться в специальных экспериментах, например, при механических испытаниях (по методике, описанной в [74]) графитовой пластины с напыленной пленкой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье мы привели данные о структуре аморфных пористых пленок, наблюдаемых в термоядерных установках. Несмотря на то, что на протяжении около двух десятков лет были предприняты значительные исследования свойств пленок, некоторые важные, на наш взгляд, свойства и физические механизмы формирования пленок в термоядерных установках все еще недостаточно исследованы. Таким важным механизмом является фрактальный рост пленок, достаточно хорошо изученный за последние 15—20 лет в физике конденсированных сред и физике тонких пленок. Первое систематическое исследование фрактальной структуры пленок из токамака Т-10 и эффектов, способных сформировать такие пленки, проведено в работе [1].

Представлены рельефы поверхности некоторых аморфных углеводородных пленок, обнаруженных в различных ТУ. В токамаке Т-10 структура поверхности образцов пленок исследовалась сканирующим туннельным микроскопом и сканирующим электронным микроскопом. Анализ рельефа пленок на масштабе от 10 нм до 100 мкм выявил стохастическую топографию и иерархию гранулярности поверхности. Проведен количественный анализ неоднородности поверхности пленок. Использовались методы фрактальной геометрии и статистической физики для изучения разнообразия наблюдаемых пленок в рамках концепции масштабной инвариантности. Экспериментальные функции распределения вариаций высот поверхности близки к функции распределения Коши. Это можно интерпретировать как наблюдение самоподобия и самоорганизации в системе. Для количественного описания неоднородности аморфных пленок использовалась концепция самоподобия и фрактальности. Фрактальная поверхность может изучаться с использованием формализма фрактальных броуновских функций. Характеристикой стохастического объекта или процесса, описываемых ФБФ, является показатель Хёрста. Он используется для

характеристики поверхности пленок, имеющих самоподобную геометрию. Показатель Хёрста исследованных образцов пленок из токамака Т-10 имеет величину  $H = 0,68—0,85$ . Подобные результаты получены и для пленок из плазменной установки NAGDIS-II. Наблюдение  $H > 0,5$  соответствует длинномасштабным корреляциям в системе и отклонению от тривиального самоподобия. Свойство фрактальности приводит к увеличению поверхности (в десятки раз) в сравнении с площадью ее проекции на плоскость. В ИТЭР следует ожидать накопление трития в переосажденных пленках в несколько раз выше, чем принимается в современном проекте. При разрушении фрактальной структуры «мягких» пленок возможно формирование пылевых частиц не только микронных размеров, но и размером  $\sim 10—100$  нм.

Как известно из теории конденсированного состояния вещества, самоподобие поверхности есть результат универсальных неустойчивостей, вызванных шумом в осаждаемом потоке. «Белый» шум генерирует древовидную стохастическую поверхность. В токамаках и других ТУ пристеночная турбулентность плазмы может формировать пленки с формой типа «цветной капусты», что вызвано негауссовой статистикой флуктуаций в осаждаемом потоке. Эксперименты показали, что флуктуации плотности и электрического поля в пристеночной плазме токамака имеют негауссову статистику. Траектории осаждаемых частиц в турбулентном электрическом поле не являются простым броуновским движением (классической диффузией), а являются стохастической диффузией типа Леви с преимущественным вкладом пролетных траекторий. Статистика пристеночной турбулентности характеризуется показателем Хёрста  $0,6—0,8$ . Это влияет на шероховатость осаждаемой поверхности из-за неустойчивости ее роста из турбулентного потока осаждаемых частиц.

В глобулярных пленках из Т-10 обнаружено доминирующее присутствие гранул с симметрией 5-го порядка (пятиугольной формы) в структуре пленки. В физике твердого тела объекты с симметрией 5-го порядка рассматриваются с особым вниманием, поскольку такая симметрия, возможно, связана с условиями самоорганизации и критичности сильно нелинейного процесса.

Для интерпретации наблюдаемого рельефа некоторых осажденных пленок в токамаке использовалась модель диффузионно ограниченной агрегации (простая дискретная модель роста поверхности). Результат ДООА — фрактальная геометрия, чья размерность связана с динамикой частиц, осаждаемых на поверхность. В численном моделировании ДООА использовали негауссову статистику пристеночной турбулентности токамака. Такая модифицированная модель генерирует большее разнообразие форм поверхности, чем стандартная модель агломерации в тривиальном случайном процессе. Основные свойства исследованных пленок, такие, как фрактальность поверхности и форма типа «цветной капусты», воспроизводятся компьютерным моделированием процесса роста. Для более детального описания структуры фрактальных пленок требуется разработать непрерывную модель роста с учетом всех физических механизмов, в том числе таких, как релаксационные процессы на поверхности, диффузию по поверхности и другие. В такой модели следует использовать показатели (индексы) масштабной инвариантности, полученные в данной работе.

Принимая во внимание нестабильность роста (возможно, универсальную) поверхности из турбулентного потока, неоднородность осажденных пленок ожидается в токамаках с вольфрамовой или бериллиевой стенкой. В экспериментах наблюдали неоднородные вольфрамовые пленки. Фрактальность (пористость) нерегулярных пленок следует рассматривать как критический аспект накопления в них трития и связанную с этим проблему радиационной безопасности в ИТЭР.

Авторы выражают благодарность М.И. Гусевой и группе токамака Т-10 за плодотворные дискуссии и помощь в работе, С.А. Камневой за помощь в получении СТМ фотографий пленок, Н. Оно и Ш. Такамуре за предоставленные экспериментальные данные о пленках и параметрах плазмы установки NAGDIS-II. Работа выполнена при поддержке Департамента атомной науки и техники Росатома.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П., Химченко Л.Н. — ЖЭТФ, 2007, вып. 104, № 4, с. 629.
2. Budaev V.P., Khimchenko L.N. Fractal growth of deposited films in tokamaks. — Physica A, 2007, vol. 382, p. 359—377.
3. Romanov P.V. et al. — J. Nucl. Mater., 2002, vol. 307—311, p. 1294.
4. Delchambre E. et al. — Proc. 30th EPS Conf. Contr. Fus. Plasma Phys. St.-Petersburg, 7—11 July, 2003, ECA, 2003, vol. 27A, P-3.169.

5. **Tsytoich V.N., Winter J.** — Physics-Uspechy, 1998, vol. 168, p. 899.
6. **Jacob W.** — Thin Solid Films, 1998, vol. 326, p. 1.
7. **Brooks J.N. et al.** — J. Nucl. Mater., 2001, vol. 290—293, p. 260.
8. **Maruyama K., Jacob W., Roth J.** — Ibid., 1999, vol. 264, p. 56.
9. **Winter J., Gebauer G.J.** — Ibid., vol. 266—269, p. 228.
10. **Buzhinskij O.I. et al.** — Ibid., p. 793.
11. **Federici G. et al.** — Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, p. 1967.
12. **Rubel M. et al.** — Ibid., p. 1087.
13. **Philipps V. et al.** — Vacuum, 2002, vol. 67, p. 399.
14. **Gotoh Y. et al.** — J. Nucl. Mater., 2003, vol. 313—316, p. 370—376.
15. **Likonen J., Coad J.P., Vainonen-Ahlgren E., Renvall T., Hole D.E., Rubel M., Widdowson A.** Structural studies of deposited layers on JET MkII-SRP inner divertor tiles. — JET-EFDA Contributors J. of Nucl. Mater., 2007, vol. 363—365, p. 190—195.
16. **Chatelier M.** Integration of high power, long pulse operation in Tore Supra in preparation for ITER. — Proc. of the 21st IAEA Conf. Chengdu, 16—21 October, 2006 ([http://www.naweb.iaea.org/naweb/physics/fec/fec2006/papers/ov\\_3-1.pdf](http://www.naweb.iaea.org/naweb/physics/fec/fec2006/papers/ov_3-1.pdf)).
17. **Ohno N. et al.** — J. Nucl. Mater., 2005, vol. 337—339, p. 35.
18. **Nobuta Y. et al.** — Ibid., 2004, vol. 329—333, p. 800 ([http://www.dss.nifs.ac.jp/tomita/USJ\\_WS\\_Jan07/D\\_04\\_Ashikawa.pdf](http://www.dss.nifs.ac.jp/tomita/USJ_WS_Jan07/D_04_Ashikawa.pdf)).
19. **Rubel M. et al.** — Ibid., 1999, vol. 266—269, p. 1185.
20. **Benkadda S., Tsytoich V., Verga A.** Drift instability in edge dusty plasmas of tokamaks. — Comments on Plasma Physics, 1995, vol. 16, p. 321.
21. **Lieberman M., Lichtenberg A.** Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Wiley, 1994.
22. **Barabasi A.L., Stanley H.E.** Fractal Concepts in Surface Growth. Cambridge, University Press, 1995.
23. **Drossel B., Kardar M.** — Phys. Rev., E 55, 1997, p. 5026.
24. **Leroy L. Chang.** NATO Asi Series № 87: Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, 2002.
25. **Jason T. Drotar, Zhao Y.-P., Lu T.-M., Wang G.-C.** — Phys. Rev., B 64, 2001, p. 125411.
26. **Николис Г., Пригожин И.** Самоорганизация в неравновесных системах. — М., 1979.
27. **Khimchenko L.N., Gureev V.M., Federici G., Kamneva S.A. et al.** Study of erosion products in experiments simulating ELMs and disruptions in ITER on plasma gun QSPA-facility. — Proc. of the 21st IAEA Conf. Chengdu, 16—21 October, 2006, EX/4-5Ra.
28. **Kadomtsev B.B.** Tokamak plasma: a complex physical system. IOP Publishing, 1992.
29. **Стохастические модели структурной плазменной турбулентности.** Под ред. В.Ю. Королева и Н.Н. Скворцовой. — М.: МГУ, 2003.
30. **Feder J.** — Fractals, Plenum Press, New-York, London, 1998.
31. **Witten T., Sander L.** — Phys. Rev., B 27, 1983, p. 5686—5697.
32. **Witten T., Sander L.** — Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, p. 1400.
33. **Khimchenko L.N., Budaev V.P., Guseva M.I. et al.** — Proc. 31st EPS Conf. on Plasma Phys. London, 28 June—2 July, 2004, ECA vol. 28G, P-4.146.
34. **Khimchenko L.N. et al.** — Proc 30th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. St.-Petersburg, July 7—11, 2003, vol. 27A, P-3.119.
35. **Alikaev V.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 1988, vol. 30, p. 381.
36. **Свешников Н.Ю. и др.** — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2004, вып. 3, с. 3.
37. **Ohno N. et al.** — Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, p. 1055.
38. **Budaev V.P., Takamura S., Ohno N., Masuzaki S.** — Nucl. Fusion, 2006, vol. 46, S181—S191.
39. **Spiegel M.R.** Theory and problems of probability and statistics. — New York: McGraw-Hill, 1992. 114 p.
40. **Bak P., Tang C., Wiesenfeld K.** — Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, p. 381.
41. **Hastings H.M., Sugihara G.** Fractals: a user's guide for the natural sciences. — Oxford University Press, Oxford, England, 1993.
42. **Mandelbrot B.B.** The Fractal Geometry of Nature. W H Freeman & Company, 1982.
43. **Isichenko M.B.** — Rev. Mod. Phys., 1992, vol. 64, p. 961.
44. **Mandelbrot B.B. et al.** Fractional Brownian motions, fractional noises and applications. — SIAM Review, 1968, vol. 10, № 4, p. 422.
45. **Voss R.F.** — In: Fundamental Algorithms in Computer Graphics. Ed. by R.A. Earnshaw. — Berlin: Springer-Verlag, 1985. 805 p.
46. **Haalandts P.D. et al.** — Plasma Sources Sci. Technol., 1994, vol. 3, p. 381.
47. **Budaev V.P. et al.** — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, S108.
48. **Moyer R.A. et al.** — Plasma Phys. Controlled Fusion, 1996, vol. 38, p. 1273.
49. **Budaev V. et al.** — Ibid., 1993, vol. 3, p. 429.
50. **Antar G.Y. et al.** — Phys. Rev. Lett., 2001, vol. 87, p. 065001.
51. **Carreras B.A. et al.** — Phys. Plasmas, 2001, vol. 8, p. 3702.
52. **Колмогоров А.Н.** — В сб.: Доклады Академии наук СССР, 1941, т. 30, № 9.
53. **Budaev V.P. et al.** — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, S108.
54. **Kardar M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, p. 889.
55. **Zhang Y.-C.** — J. Phys. (Paris), 1990, vol. 51, p. 2129.
56. **Hastings M.B., Levitov L.S.** — Physica D, 1998, vol. 116, p. 244.
57. **Рябов М.Б., Постников Е.Б., Лоскутов А.Ю.** — ЖЭТФ, 2005, вып. 128, с. 292.
58. **Mullins W.W., Sekerka R.F.** — J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 323.
59. **Halsey T.C.** — Physics Today, 2000, vol. 53, p. 36.

60. Drossel B., Kardar M. — Phys. Rev. E 55, 1997, p. 5026.
61. Warriar M. et al. — Contrib. Plasma Phys., 2004, vol. 44, p. 307.
62. Roth J. — J. Nucl. Mater., 1999, vol. 266—269, p. 51.
63. Mikhailovsky A.B. — In: Basic Plasma Physics: Selected Chapters, Handbook of Plasma Physics, vol. 1, 2. Ed by A.A. Galeev, R.N. Sudan. — Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1983. 299 p.
64. Pandolfelli V.C. — Materials Research, 1998, vol. 1, p. 47.
65. Tanaka M.J. — Mat. Sci., 1996, vol. 31, p. 749.
66. Смирнов Б.М. — Успехи физических наук, 1991, вып. 161, с. 171.
67. Shiratani M. et al. — In: Intern. Conf. on Plasma Surface Interaction, in Controlled Fusion Devices. Hefei, China, May 21—26, 2006, O-29.
68. Mayer M., Likonen J., Coad J.P. et al. Tungsten erosion in the outer divertor of JET. — J. of Nucl. Mater., 2007, vol. 363—365, p. 101—106.
69. Nishijima D. et al. — Ibid., 2005, vol. 337—339, p. 927.
70. Plasma-Wall Interaction in Fusion Devices. NIFS. Japan, September 3, 2007 (to be published).
71. Гратиа Д. Квазикристаллы. — Успехи физических наук, 1988, т. 156, вып. 2.
72. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З., Усиков Д.А., Черников А.А. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. — М.: Наука, 1991.
73. Mandelbrot B. — Phys Rev. Lett., 2002, vol. 88, p. 055501-1.
74. Панин В.Е. и др. — ЖТФ, 2007, вып. 77, № 8, с. 5.
75. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V. — Phys. Lett. A, 2000, vol. 269, p. 363.
76. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V. — Ibid., 2001, vol. 291, p. 447.
77. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V. — Plasma Devices and Operations, 2001, vol. 8, p. 257.
78. Evertszt C.J.G., Mandelbrot B.J. — Phys. A Math. Gen., 1992, vol. 21, p. 1781.
79. Sapoval B. — Phys. Rev. Lett., 1994, vol. 73, p. 3314.
80. Dias Filho H. de O. et al. — Physica, A 342, 2004, p. 388.
81. Budaev V.P., Yakovlev M. — Plasma and Fusion Research, 2008, vol. 3, № 001, p. 1.

Статья поступила в редакцию 8 октября 2007 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, вып. 3, 2008, с. 34—61.

УДК 533.924

## ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-10 НА ВАКУУМНЫЕ СВОЙСТВА ГРАФИТА МПГ-8

*А.А. Сковорода, А.В. Спицын (РНИЦ «Курчатовский институт»), В.С. Петров, А.А. Полунина  
(Московский институт электроники и математики), М.В. Провоторов, Т.Н. Трушкова  
(РХТУ им. Д.И. Менделеева)*

В работе изучаются вакуумные свойства мелкозернистого графита МПГ-8, используемого в токамаке Т-10 в качестве конструкционного материала лимитера и подвижной диафрагмы. Показано, что графит МПГ-8, являясь пористым материалом, после эксплуатации в токамаке меняет свои характеристики. Так, его водородная проводимость возрастает с  $5 \cdot 10^{15}$  до  $8 \cdot 10^{15}$  мол./с·м·Па, а «открытая пористость» увеличивается с 17 до 20%. Обнаруженное изменение характеристик графита, по всей видимости, является следствием кондиционирования камеры и необходимым условием для достижения нормального режима работы токамака.

INFLUENCE OF T-10 PLASMA ON PROPERTIES OF MPG-8 FINE-GRAIN GRAPHITE. A.A. SKOVORODA, A.V. SPITSYN, V.S. PETROV, A.A. POLUNINA, M.V. PROVOTOROV, T.N. TRUSHKOVA. The gas driven permeation and porous structure of the MPG-8 fine-grained graphite before and after using in tokamak T-10 as a constructional material of a limiter were investigated. It was shown, that graphite MPG-8 is porous material and hydrogen conductivity increases from  $5 \cdot 10^{15}$  to  $8 \cdot 10^{15}$  mol./s m·Pa- after operation as a limiter and «the open porosity» increases from 17 up to 20%.