

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Стохастическая кластеризация поверхности при интенсивном взаимодействии плазмы с материалами

В.П. Будаев

Наблюдаемые в термоядерных плазменных установках стохастические структуры материальной поверхности, сформированные под действием горячей плазмы, имеют свойство статистического самоподобия — масштабной инвариантности от десятков нанометров до сотен микрометров. Взаимодействие плазма – стенка в термоядерных установках характеризуется не только высоким энергосодержанием, но и коллективными эффектами под влиянием сильной турбулентности приповерхностной плазмы. Проблема наблюдаемого формообразования поверхности относится к росту стохастических интерфейсных границ под влиянием нескольких конкурирующих механизмов агломерации. В термоядерных установках это приводит к росту уникальных форм стохастического рельефа с самоподобной структурой и иерархической гранулярностью материала с дальним порядком в структуре, отличаясь и от кристаллических, и от аморфных тел.

Ключевые слова: взаимодействие плазма – стенка, горячая плазма, турбулентность плазмы, стохастические структуры, термоядерные установки

PACS numbers: 52.40.Hf, 61.43.Nv, **61.43.** – jDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.07.040162>

Содержание

1. Введение (899).
 - 1.1. Особенности взаимодействия плазма – стенка в термоядерных установках.
 - 1.2. Стохастическая агломерация и масштабная инвариантность.
 - 1.3. Модели фрактального роста стохастической поверхности.
2. Экспериментальные наблюдения роста стохастической микро- и наноструктуры поверхности в термоядерных установках (906).
 - 2.1. Наблюдения в токамаках.
 - 2.2. Наблюдения в импульсных плазменных установках.
 - 2.3. Эксперименты в стационарных плазменных установках.
3. Количественные характеристики стохастического рельефа (915).
 - 3.1. Спектральные свойства.
 - 3.2. Статистическая неоднородность.
 - 3.3. Самоподобие и иерархическая гранулярность.
 - 3.4. Сравнение с простейшей шероховатостью и морфологией поверхности под действием низкотемпературной плазмы газовых разрядов.
4. Влияние приповерхностной плазмы на микро- и наноструктуру материала (925).
 - 4.1. Особенности роста самоподобных структур под влиянием турбулентной плазмы.
 - 4.2. Синергетические эффекты.

5. Модель фрактального роста поверхности при негауссовской статистике осаждаемого потока (931).
 6. Заключение (933).
- Список литературы (935).

1. Введение

1.1. Особенности взаимодействия плазма – стенка в термоядерных установках

1.1.1. Стохастическая кластеризация вещества в природных процессах. Морфология и формообразование твёрдых тел были и остаются предметом пристального изучения, начиная с классического рассмотрения кристаллической и аморфной структур твёрдых тел и агломератов, с целью выявления влияния топологической структуры материала на физико-химические свойства. Выявлено определяющее влияние симметрий структуры на физические свойства (включая электропроводимость, теплопроводность, твёрдость, пластичность и пр.), следует упомянуть работы Владимира Ивановича Вернадского [1], Евграфа Степановича Фёдорова [2], Алексея Васильевича Шубникова [3, 4], Е.П. Вигнера [5] и других исследователей [6]. При этом следует рассматривать как кристаллические симметрии, так и другие симметрии (в том числе, статистические симметрии масштабной инвариантности), а также дальний порядок и пространственную корреляцию микроструктуры вещества, включая идеи Андрея Николаевича Колмогорова, предложившего статистические методы описания процессов и структурности в твёрдых материалах [7, 8].

В.П. Будаев

Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт",
пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
E-mail: Budaev_VP@nrcki.ru

Статья поступила 29 августа 2025 г.,
после доработки 21 апреля 2026 г.

Твёрдые материалы (как кристаллические, так и аморфные) образуются, как правило, путём агломерации (например, при остывании расплава), сопровождаемом уменьшением потока энергии и энергосодержания в материале. В противоположность такому формированию твёрдого материала из расплава, в более сложных системах в процесс вовлечены несколько механизмов в интерфейсных слоях, разделяющих разные фазовые состояния вещества — это явления агломерации из газа, жидкости, плазмы. В таких процессах результирующая структура агломератов и кластеров определяется не только и не столько уровнем энергосодержания (влиянием принципа минимума энергии), но также характером конкуренции механизмов возбуждения и релаксации системы (например, в процессе эрозии и осаждения), регулируемые законами нелинейной динамики. В результате могут формироваться твёрдые агломераты с некристаллической структурой, но в то же время, в отличие от аморфных структур в классическом понимании, имеющие дальний порядок корреляций в структуре и статистические симметрии. Яркие примеры таких структур наблюдаются в геологических минералах, а также в биологических системах, где роль энтропии (в противоположность роли энергосодержания) и влияние самоорганизации на формообразование, видимо, является доминирующей. Дебаты по этому вопросу продолжают-ся в рамках рассмотрения открытых диссипативных систем (гипотезы И.Р. Пригожина и др.) (см. [9]).

Плазменные объекты характеризуются высокой температурой, поэтому явления формообразования в материалах, контактирующих с плазмой, в том числе под влиянием эффектов дальних корреляций и самоорганизации в системе, представляют фундаментальный и прикладной интерес. Интерфейсные слои плазма–материал отличаются от других систем тем, что через такой слой протекает мощный поток энергии, особенно в термоядерных установках (ТУ). В этом случае действуют не только простейшие механизмы регулирования интерфейсных слоёв, как, например, в иных средах осаждение материалов из жидкой или газовой среды (например, рост геологических кораллообразных структур), но и дополнительные механизмы, в т.ч., интенсивные процессы испарения и переосаждения, эрозии, плавления поверхности и пр., действующие одновременно.

Закономерности, описывающие формирование структуры материалов при экстремальном воздействии плазмы, необходимы для расширения фундаментальных представлений о физических свойствах вещества и построения полумпирических широкодиапазонных уравнений состояния (см. [10]). Важно исследовать нано-, микро-, мезо- и макромасштабы в твёрдом теле, свойства перколяционной структуры, которые определяют критическую концентрацию центров разрушения при экстремальных условиях. Поэтому с целью выявления универсальных свойств (закономерностей–скейлингов) формирования и поведения твёрдых тел с некристаллической структурой (в том числе фрактальной) представляется важным детальное исследование свойств их масштабной инвариантности, начиная с наномасштабов. Такая информация необходима для исследования физической природы долговечности твёрдых тел в условиях экстремальных нагрузок и будет служить развитию подходов к конструированию новых материалов с уникальными физико-химическими свойствами, обладаю-

щих повышенной стойкостью к экстремальным тепловым и радиационным нагрузкам, обеспечивать контролируемое взаимодействие со средой, что представляет значительный интерес для ядерных, химических, биомедицинских, аэрокосмических, энергетических технологий.

1.1.2. Взаимодействие плазма–стенка в термоядерных установках. В термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы (в токамаках, а также в стеллараторах и линейных плазменных установках) реализуются особые условия состояния вещества, связанные как с высокими температурами, так и с коллективными эффектами в центральной и периферийной зоне плазменного разряда (см. [11–13]), нестационарным и неоднородным потоком энергии из плазмы на обращённую к плазме поверхность разрядной камеры установки. Особенности пристеночной плазмы в ТУ — движение частиц плазмы в сильном магнитном поле, сильная турбулентность (см. [14, 15]), неамбиполярность потоков плазменных частиц, униполярные дуги, неоднородные токи из плазмы на поверхность разрядной камеры. Эти эффекты взаимосвязаны, действуют одновременно, в результате воздействие плазмы на обращённые к плазме материалы регулируется не отдельными процессами, а приобретает синергетический характер коллективного влияния многих процессов взаимодействия плазма–стенка. В таком коллективном процессе существенную роль играет высокий уровень потоков энергии, протекающих в системе плазма–стенка: система имеет свойство открытой диссипативной системы с эффектами самоорганизации. Это отличает ТУ от условий, реализуемых в установках с низкотемпературной плазмой, где в процессе взаимодействия плазма–стенка может доминировать один из процессов (например, только поток тепла), не формируя особых свойств (вместе с тем, в установках с низкотемпературной плазмой также следует ожидать коллективные эффекты в определенных условиях и требуются соответствующие исследования).

На границе плазменного разряда в ТУ в зоне контакта плазмы с материалами разрядной камеры наблюдается сильная турбулентность [14], которая влияет на параметры взаимодействия плазмы со стенкой, в том числе, формируя мощные нестационарные турбулентные потоки частиц и тепла на материалы обращённые к плазме. Нестационарные и неоднородные потоки плазмы на материалы стенки вызывают кумулятивные эффекты нагрузки, значительно превышающие средний потоковый уровень, формируя локальные зоны перегрева поверхности стенки. Турбулентность в приповерхностной плазме формирует дальние корреляции, влияющие на структурность плазменных потоков на поверхность. Взаимодействие плазма–стенка в ТУ характеризуется множественными эффектами, включая такие процессы как интенсивная эрозия поверхности под действием мощных потоков частиц и тепла, переосаждение эродированного материала на поверхность, длительная динамика исходного и осажённого материала в интерфейсном слое на поверхности под действием электрических и магнитных полей в приповерхностной плазме, что приводит к структурности под действием сил с эффектами дальних корреляций, синергетическим эффектам — взаимному влиянию плазмы и стенки. Эта совокупность механизмов отличает систему от иных

процессов, известных в физике конденсированного состояния материалов, например, где доминирует только распыление под действием энергичных частиц (установки с ионным распылением), плавление под действием мощного теплового потока (установки металлургии и сварки), осаждение из газовой фазы (установки напыления материала) и иных.

В ТУ при взаимодействии плазма–стенка в результате агломерации и динамики частиц и кластеров на поверхности формируется уникальная стохастическая топография и иерархия гранулярности материала (самоподобия) на масштабах от нанометров до субмиллиметровых (см. [16–21]). Такие процессы наблюдаются даже при использовании тугоплавких и теплоустойчивых материалов (вольфрама, графита и др.) стенки разрядной камеры (например, [21], см. ниже). Проблема относится к вопросам роста материалов со сложной структурой, которые не являются ни кристаллами, ни аморфными телами в классическом понимании. Форму и иерархическую структуру такой поверхности можно классифицировать в рамках фрактальной геометрии. Такие структуры, называемые фрактальными, имеют топологические аналоги в природе (например, структура некоторых минералов, деревьев, кораллов). Как будет показано в обзоре, существует глубокая связь между геометрией структуры неоднородной поверхности и физическим механизмом стохастической кластеризации в условиях действия случайных сил, генерируемых приповерхностной плазмой, что обусловлено универсальными закономерностями неустойчивости роста интерфейсных слоёв в процессе их эволюции. В термоядерных плазменных установках реализуются уникальные условия для доминирования коллективных эффектов над элементарными процессами реструктуризации, разрушения и деформации, что приводит к вариациям морфологии стохастической поверхности в зависимости от режимов взаимодействия плазма–стенка.

В токамаках — установках с магнитным удержанием горячей плазмы с тороидальной геометрией, достигнут наибольший прогресс в параметрах плазмы для зажигания термоядерной реакции. Проектирование термоядерного реактора–токамака поставило задачи испытаний материалов при ожидаемых в реакторе плазменно-тепловых нагрузках на стенку разрядной камеры. Это обусловило экспериментальные исследования взаимодействия плазма–стенка и испытания материалов при высокой плазменно-тепловой нагрузке не только в токамаках, но также в плазменных установках с иной магнитной конфигурацией и схемой генерации плазмы, где можно сформировать мощную плазменно-тепловую нагрузку на материалы. Результаты таких многочисленных исследований выявили не только ожидаемые эффекты эрозии, оплавления, растрескивания и разрушения материалов при экстремально высоких плазменных нагрузках, но также новые эффекты модификации материала при особых условиях плазменного облучения. В термоядерных плазменных установках–токамаках Т-10, ТЕКСТОР и др. [19], линейных установках ПЛМ [20] и NAGDIS-II [18], и импульсных установках КСПУ [21], материалы с исходной кристаллической структурой при определённых режимах плазменного облучения приобретали структуру со стохастической шероховатой поверхностью с уникальной иерархической формой, например, типа "цветная капуста" [18, 22], глобулярная [22], ово-

идальная [23, 24], стратифицированная [24], колоннообразная [23], слои с наноструктурированными волокнами типа "пух" [26, 27]. Поверхности таких уникальных материалов имеют самоподобный статистический рельеф на масштабах высот от ~ 50 нм до ~ 100 мкм. Свойства масштабной инвариантности (автомодельности) структуры таких фрактальных материалов определяют связность образца и формирование перколяционного кластера дефектов и диссипативных структур. Масштабная инвариантность (автомодельность) в структуре, процессы самоорганизации диссипативных структур на нано- и мезоуровне могут определять универсальные свойства поведения твёрдого тела на макроуровне, что было показано, например, в [28, 29] для металлов в явлении динамического разрушения. В связи с этим, важным представляется развить методы генерации таких новых материалов для исследования их уникальных свойств и применения.

Следует упомянуть, что условия для генерации фрактальных материалов кроме ТУ наблюдаются также в других системах с мощными нагрузками на материал — формирование фрактальных кластеров наблюдается при воздействии на металлы мощных импульсов проникающих излучений, таких как ультракороткие импульсы лазерного излучения [28, 29]. Сложность лазерных экспериментов с вариацией условий и пространственно-временной диагностики плазменно-тепловой нагрузки во время лазерного импульса на испытываемые образцы не позволяет накопить достаточного объёма материала и выделить коллективные эффекты плазмы на материал. Вместе с тем, имеющиеся достаточно обширные экспериментальные данные из ТУ позволяют выполнить их систематизацию и анализ для выработки представлений об универсальных закономерностях стохастической кластеризации поверхности при интенсивном взаимодействии плазмы с материалами.

Тема настоящего обзора относится к влиянию синергизма и коллективных явлений в системе плазма–поверхность, которые доминирующе влияют на формирование уникальной неоднородной стохастической структуры при мощной плазменной нагрузке в ТУ. Поэтому подробное обзорное обсуждение вклада отдельных механизмов (например, катодных пятен, трещин в кристаллах, плавлений и других, описанных во многих обзорах (см., например, [85, 181, 186, 189] и ссылки там)), влияющих на формообразование и модификацию поверхности при плазменной нагрузке, не входит в цели обзора.

1.1.3. Мощные потоки частиц и тепла на поверхность. Проведённые многочисленные экспериментальные исследования показали, что в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы (токамаках и других) возникают мощные тепловые нагрузки на материальную стенку внутрикамерных компонентов в стационарной стадии разряда, а также при импульсных воздействиях, вызванных неустойчивостями плазмы (см. [19, 30, 31]). В токамаке наибольшие нагрузки возникают в период действия неустойчивостей срывов разряда и ЭЛМов — крупномасштабных неустойчивостях плазменного разряда, когда нарушается эффективное удержание горячей плазмы магнитным полем и потоки горячей плазмы достигают стенки разрядной камеры. Анализ экспериментальных данных и теоретическое рассмотрение проб-

лемы предсказывают мощные нагрузки и в будущих термоядерных установках реакторного масштаба (в токамаках-реакторах, в том числе в строящемся международном токамаке-реакторе ИТЭР [32], проектируемых термоядерном источнике нейтронов ТИН [33] и демонстрационном термоядерном реакторе ДЕМО (см., например, [34])).

В периферии плазменного разряда в токамаке потоки тепла в пристеночной зоне и диверторном объеме (области стока плазмы на камеру) токамака носят существенно трёхмерный характер. Поток горячей плазмы из центральной зоны разряда, достигая зоны магнитной сепаратрисы, распределяется вдоль магнитного поля и в поперечном (радиальном) магнитному полю направлении, достигая пластин теплозащитной облицовки камеры и дивертора. Плазменно-тепловая нагрузка на теплозащитную облицовку неоднородна. Максимальная нагрузка достигается в зоне контакта магнитной сепаратрисы с диверторными пластинами. Кроме стационарных потоков плазмы действуют импульсные процессы плазменных неустойчивостей, в том числе наиболее интенсивные краевые неустойчивости, называемые ЭЛМами, срывы тока плазмы и прочие.

В современных токамаках плазменно-тепловая нагрузка на материалы теплозащитной облицовки разрядной камеры достигает существенного уровня. В стационарной стадии разряда такая нагрузка достигает величины более 1 МВт м^{-2} , при импульсных нагрузках во время ЭЛМов — $0,2 - 1 \text{ ГВт м}^{-2}$ и более (за одно событие ЭЛМ длительностью $0,1 - 0,5 \text{ мс}$, частота таких ЭЛМов может быть до 25 Гц), при срыве плазменного разряда (длительностью $0,1 - 1 \text{ мс}$) — тепловой поток до $50 \text{ МДж м}^{-2} \text{ с}^{-1/2}$ (до 1 ГВт м^{-2} и более) (см. [19]). Дуговые эффекты, распыление ионными и электронными потоками, физическая и химическая эрозия также вносят существенный вклад в суммарную эрозию и модификацию материалов обращённых к плазме в токамаках (см. обсуждение ниже). Наблюдаемые в токамаках плазменные нагрузки приводят к локальным перегревам обращённой к плазме теплозащитной облицовки камеры, вызывая значительную эрозию и реструктуризацию материальной поверхности. В результате формируется значительно неоднородное распределение плазменно-тепловых нагрузок на материальную стенку камеры токамака, существуют зоны повышенной тепловой нагрузки на материальные поверхности внутрикамерных элементов токамака. Теплопроводность периферийной плазмы в ТУ не описывается классическими закономерностями переноса тепла. Перенос тепла из плазмы на стенку происходит под влиянием сильного магнитного поля и зависит от многих параметров [14, 35], в том числе зависит от состояния поверхности материальной стенки. Достаточно полная теоретическая модель, описывающая взаимодействие плазмы со стенкой в плазменных термоядерных установках (токамаках, стеллараторах, линейных системах), отсутствует. Большинство количественных оценок тепловых потоков в пристеночной плазме в настоящее время основывается на результатах численных кодов, которые используют модели различной степени детальности (см., например, [36, 37]), используемые для расчётов характеристик пристеночной плазмы и переноса тепла на поверхность. В таких расчётах достаточно точная оценка тепловых потоков на материальные элементы стенки, обращённые к плазме,

зависит от многих предположений и условий, которые окончательно не определены для всех режимов магнитного удержания плазмы в токамаке и других термоядерных установках. Поэтому приоритет отдаётся оценке тепловых потоков, исходя из полученных экспериментальных данных и теоретических моделей с привлечением представлений об общих закономерностях процессов переноса в плазме токамака. Это позволяет выявить наиболее важные параметры критической тепловой нагрузки на материальные пластины обращённые к плазме, в том числе проводить оценки тепловых нагрузок в будущих термоядерных реакторах — токамаках и токамаках крупных размеров (см. обзорные работы [38, 39] и ссылки в них).

В крупномасштабном токамаке реакторного размера при импульсной тепловой нагрузке в процессе срыва тока или воздействия одиночного события ЭЛМа [38, 40, 41] поверхность материала, обращённого к плазме, испытывает кратковременный нагрев в течение периода меньше миллисекунды [19, 38]. Процессы теплопереноса в поверхностных слоях материала в этот кратковременный период имеют нестационарный и неоднородный в пространстве характер. Для оценки таких процессов экспериментаторы пользуются интегральными параметрами — суммарной энергией, поглощённой материалом, площадью облучения и временем импульса воздействия. Последствия стационарного и импульсного плазменно-теплого воздействия на материал варьируются, что обусловило различные методики испытания материалов для будущего термоядерного реактора, в том числе для ИТЭР [19, 42]. Ещё большие нагрузки ожидаются в термоядерном реакторе. Оценки показывают, что в термоядерном реакторе масштаба ИТЭР энергетические потери в единичном ЭЛМе могут достигать $\sim 1 \text{ МДж}$, что соответствует $\sim 3\%$ запасённой в плазме энергии (см. [19]), длительность одного события ЭЛМа может достигать $0,5 \text{ мс}$.

При анализе влияния мощной плазменной нагрузки на стенку следует учитывать её неоднородность в пространстве и нестабильность во времени. Кроме фактора повреждений отдельными частицами (электронами, ионами, атомами) на поверхность действуют токи (неоднородные и нестабильные) из плазмы на поверхность, электрические поля турбулентной плазмы, влияющие на динамику расплавов и возбужденных подвижных атомов/кластеров на поверхности. Эти процессы взаимосвязаны и характеризуются свойствами коллективных явлений с дальним порядком корреляций. Особые условия доминирования коллективных явлений над фактором повреждений поверхности мощной нагрузкой проявляются в ограниченной части обращённых к плазме зон реакторной камеры термоядерных установок, но именно они представляют интерес для анализа уникальных условий формообразования, описываемого в обзоре. В таких зонах, несмотря на высокое суммарное энергосодержание потока плазмы, энергия отдельных частиц, падающих на поверхность, не столь высока (температура ионов и электронов от единиц до нескольких десятков электронвольт), что регулируется процессами в приповерхностном плазменном слое. Лишь атомы перезарядки могут иметь высокие, например, в токамаке, суб-кэВные энергии "бомбардировки" поверхности, но вклад потока таких частиц крайне невелик.

1.2. Стохастическая агломерация и масштабная инвариантность

Рост стохастической структуры материалов в процессе осаждения из объёма на поверхность или при эволюции межфазной границы достаточно широко описывается в литературе (см., например, [43]). Нерегулярная кластеризация материалов является предметом теорий различной степени сложности (см. [43]), в том числе кинетических моделей, основанных на уравнении Смолуховского, для описания нерегулярных структур, наблюдаемых в твёрдых телах и агломератах разных масштабов, включая космические объекты [44].

Стандартная теоретическая модель агломерации, наиболее часто рассматриваемая в литературе, основана на кинетическом уравнении Смолуховского (см. [45, 46]): две частицы (кластеры) с массами m_1 и m_2 взаимодействуют и слипаются с вероятностью сформировать новую частицу (кластер) с массой $m = m_1 + m_2$. В такой модели предполагается, что агрегация необратима в том смысле, что большие частицы (кластеры) не распадаются.

Уравнение эволюции во времени для концентрации масс $c(m, t)$ (см. [46]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial c(m, t)}{\partial t} = & \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty dm_1 dm_2 K(m_1, m_2) c(m_1, t) c(m_2, t) \times \\ & \times [\delta(m - m_1 - m_2) - \delta(m - m_1) - \delta(m - m_2)] + \\ & + \frac{J_0}{m_0} \delta(m - m_0) - \frac{J|c|}{M} \delta(m - M). \end{aligned} \quad (1)$$

Ядро $K(m_1, m_2)$ и постоянная λ описывают скорость, с которой кластеры (частицы) с массой m_1 и m_2 взаимодействуют, чтобы создать частицу $m = m_1 + m_2$. Два последних члена в правой части (1) — исток (поток J_0 частиц с массой m_0) и сток (удаление с потоком J частиц массой M).

В стандартной модели агломерации эволюция и распределение кластеров по масштабам (массам и размерам) определяются видом ядра $K(m_1, m_2)$ в кинетическом уравнении, в литературе рассматриваются ядра со свойствами самоподобия (автомодельностью) (см., например, [46, 47]):

$$\begin{aligned} K(am_1, am_2) &= a^\eta K(m_1, m_2), \\ K(m_1, m_2) &\sim m_1^\mu m_2^\nu, \quad \mu + \nu = \eta. \end{aligned} \quad (2)$$

Для кинетического уравнения с таким ядром рассматривается автомодельное решение со степенным спектром, полученное с использованием результатов теории А.Н. Колмогорова [48] и развитых В.Е. Захаровым [49–51] методов получения универсальных спектров кинетических уравнений в рамках теории слабой турбулентности (см. [52]) для числа частиц N с массой m :

$$N(m) = N_0 m^{-(3+\eta)/2}, \quad (3)$$

где N_0 — постоянный коэффициент, η — характеристика самоподобия (автомодельности ядра). Такое решение описывает агломерацию с формированием самоподобной (автомодельной) структуры.

Из (1) и (3) следует, что для процессов агломерации с различными характеристиками самоподобия будут наблюдаться различные спектры (3). Это свойство можно использовать для классификации процессов стохастической кластеризации.

В литературе обсуждается формальная аналогия (см. [52]) между уравнением для нелинейного процесса фрагментации — агрегации и кинетическим уравнением, описывающим трёхволновую турбулентность, для которой рассматривается спектр (3) в подходе Колмогорова — Захарова. Перераспределение массы между кластерами в процессе агломерации (соединение/распад кластеров разного размера) аналогичен каскадному процессу передачи энергии в турбулентности. Такое рассмотрение позволяет использовать достижения теории турбулентности для описания распределения кластеров по масштабам и иерархической гранулярности поверхности, наблюдаемой в экспериментах (см. например, [16, 17]).

В стандартной модели агломерации (1) предполагается, что нет пространственной корреляции между агрегатами. В реальных условиях эволюции поверхности под действием плазмы в плазменных установках при критически высоких тепловых нагрузках на материал эти допущения не выполняются — существуют пространственно-временные корреляции процессов [16, 14, 21]. Также возможны процессы распада кластеров (по аналогии с турбулентностью — обратный каскад). Эти процессы приводят к отклонению от спектра (3), рассматриваемого в подходе Колмогорова — Захарова. Теоретически такая возможность обсуждается, например, в теоретической модели [52] с мультифрактальным скейлингом корреляционной функции.

Рассмотрение свойств масштабной инвариантности агрегатов при стохастической кластеризации соответствует подходам при анализе наиболее общих закономерностей агрегации — фрагментации твёрдых тел. В литературе обсуждаются гипотезы об универсальных скейлингах стохастических объектов и процессов со свойством масштабной инвариантности (статистическим самоподобием) (см. [28, 53–56]), за которую ответственны "скрытые" статистические симметрии. Характерными свойствами таких объектов и процессов является статистическая неоднородность и многомасштабная инвариантность, описываемая степенными законами (скейлингами). Масштабная инвариантность в структуре, процессы самоорганизации диссипативных структур на нано- и мезоуровне могут определять универсальные свойства твёрдого тела на макроуровне.

Доминирующая роль характеристик пространственных флуктуаций вещества в процессе самоорганизации при кластеризации отмечается в сложных системах, в том числе в биологических, см. недавние результаты экспериментального наблюдения кластеризации на мембранах в живых тканях человека [175, 176].

В реальных экспериментальных условиях взаимодействия плазмы с поверхностью эволюция морфологии поверхности происходит под влиянием нескольких механизмов, включая процессы эрозии, плавления и движения расплава по поверхности, осаждения материалов эрозии, отверждения и рекристаллизации. Для описания такого сложного процесса требуется рассмотрение кинетического уравнения общего вида (см. обсуждение, например, в [21, 44, 47]). Решение такого уравнения — сложная теоретическая задача, зависит от свойств ядра $K(m_1, m_2)$, а именно, от симметрии задачи, в том числе от свойств самоподобия (автомодельности) ядра. Для создания наиболее полной теоретической модели следует привлекать экспериментальные данные о свойствах самоподобия — скейлингах самоподобия (степенных законах

масштабной инвариантности) стохастической поверхности. Поэтому на этом пути важно из эксперимента определить наиболее общие свойства самоподобия — степенные законы, реализуемые в реальных процессах кластеризации. Выявленные степенные законы позволяют продвинуться в описании и систематизации дилатационных симметрий (симметрий масштабной инвариантности) твёрдых тел и агломератов. Многомасштабные статистические закономерности рассматриваются для описания динамической фрагментации с использованием симметричных подходов (см. [57]).

1.3. Модели фрактального роста стохастической поверхности

Для описания эволюции и роста неоднородной поверхности между интерфейсными слоями были развиты несколько моделей различной степени общности (см. [43]). Теоретический подход заключается в исследовании эволюции функции высот $y(x, t)$ рельефа интерфейсного слоя, (x — пространственная координата и t — время). Для описания осаждения частиц на поверхность и агломерацию на ней рассматривают двумерные и трёхмерные задачи. В непрерывных моделях, описывающих процесс вблизи равновесия системы, уравнение эволюции получается из вариации функционала энергии,

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \phi(x, t) + \Psi(y, \nabla y, \nabla^2 y, \dots), \quad (4)$$

где Ψ — функция, описывающая профиль высот, осаждение частиц описывается случайной функцией $\phi(x, t)$, чья средняя по времени величина даёт средний уровень потока вдоль оси x , а её флуктуации представляют шум в осаждении. В большинстве работ предполагается, что этот шум некоррелирован, т.е. это простейший случайный процесс с гауссовской статистикой:

$$\langle \phi(x, t) \rangle = v, \quad \langle \delta y(x, t) \delta y(x', t') \rangle = D \delta(x - x') \delta(t - t'), \quad (5)$$

где v — усреднённая скорость осаждения, D — её флуктуации, $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю.

Релаксационный процесс на поверхности описывается функцией Ψ (4), он зависит от вариаций высоты ∇y или кривизны $\nabla^2 y$. В теоретических моделях предполагается, что релаксация локальна, т.е. процесс можно адекватно описать несколькими первыми членами разложения Ψ по переменной $y(x, t)$ и её градиентам.

Ниже перечислены основные модели, используемые для описания процессов роста неоднородной поверхности.

(I) *Модель случайного осаждения.* В этой модели предполагается, что частицы падают случайно на осаждаемую поверхность и прилипают к поверхности, на которой образуются колонны. Высота каждой колонны $y_i(t)$ — случайная переменная, так что $\langle y_i(t) \rangle = vt$, и $\langle (y_i(t) - vt)^2 \rangle = Dt$, где v — средняя скорость осаждения на колонну, D — её флуктуации. В этой модели не рассматривается последующая релаксация поверхности: это соответствует $\Psi = 0$ в (4).

(II) *Модель седиментации.* Рассматривается движение частицы по поверхности после её падения на вершину колонны растущего на поверхности кластера, частица движется вниз и достигает минимума высоты, где она останавливается. Эффект сглаживания высот и

приводит к формированию поверхности с более реалистичным рельефом. Модель, которую предложили Эдвардс и Вилкинсон (см. [43]) предполагает, что основной релаксационный процесс вызван локальной кривизной поверхности и описывается уравнением:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \phi(x, t) + v \nabla^2 y. \quad (6)$$

Это уравнение диффузии, решение которого предлагается для описания профиля поверхности.

(III) *Баллистическое осаждение.* Модель предложена для частиц, движущихся в непрерывной среде, развито несколько вариантов модели (см. [43]). В модели дискретного баллистического осаждения частицы движутся по прямым траекториям до тех пор, пока они не достигнут растущей поверхности и не прилипнут к ней. Этот тип кинетики типичен для многих экспериментальных условий, когда частицы (молекулы, атомы и др.) движутся в парах низкой плотности, например, при осаждении молекул из пара на холодную подложку.

(IV) *Дискретная модель с ограничением высоты.* В такой модели (см. [43]) предполагается, что пустоты в поверхности отсутствуют и её высота есть функция только координаты. Эти модели налагают ограничение на максимум разницы высот между соседними колоннами. Рост, который нарушает такое ограничение, исключается.

(V) *Сложные модели,* можно назвать их "реалистичные" модели, рассматривают несколько физических механизмов, вовлечённых в процесс роста поверхности. Они учитывают движение осаждаемых частиц в объёме над поверхностью, их последующее движение по поверхности, объединение в кластеры, ступени или острова, застывание кластеров. Главная сложность численного моделирования всех этих процессов заключается в том, что они существуют в широком диапазоне временных и пространственных масштабов, что делает очень затруднительным анализ шероховатости на больших пространственно-временных масштабах.

Для описания явления неоднородного роста поверхности при осаждении частиц с учётом нескольких одновременно действующих механизмов предлагается рассмотреть разложение релаксационного члена в (4), что приводит к уравнению

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \phi(x, t) + v \nabla^2 y + \frac{\lambda}{2} (\nabla y)^2, \quad (7)$$

где y , v , λ , и ϕ — высота поверхности, эффективное напряжение поверхности, латеральная сила и случайная функция потока, соответственно. Это уравнение известно как уравнение Кардара–Паризи–Жанга (КПЖ – KPZ) [58, 59]. В уравнении КПЖ потоковая функция $\phi(x, t)$ обычно рассматривается как некоррелированный гауссов шум. Аналитические решения уравнения КПЖ не получены. Можно исследовать некоторые свойства его решений, которые важны для анализа экспериментальных данных — это скейлинги (степенные функции), или симметрии, связанные с масштабной инвариантностью (автомодельностью). Непрерывные уравнения, в том числе КПЖ, рассматривают не детальную микроскопическую эволюцию поверхности, а фокусируют внимание на макроскопических аспектах (возможно универсальных) её неоднородности. В предположении статистической однородности случайного

процесса, эволюционирующего в пространстве и времени, можно рассматривать два показателя, характеризующих рост неоднородной поверхности с шероховатостью σ , определяемой как средне-квадратичное отклонение y от средней высоты $\langle y \rangle$, $\sigma = \langle (y(x, t) - \langle y \rangle)^2 \rangle^{1/2}$, $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю. Один показатель α соотносит пространственный масштаб x и шероховатость $\sigma \sim x^\alpha$. Другой показатель роста соотносит масштаб времени t и шероховатость поверхности: $\sigma \sim t^\beta$. Скейлинг шероховатости может быть записан как (см. [43]):

$$\sigma \sim x^\alpha \Phi\left(\frac{t}{x^z}\right), \quad (8)$$

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 $u \gg 1$, т.е. насыщение.

Следует упомянуть, что в большинстве теоретических моделей (КПЖ, модель лапласовского роста и т.д.) стохастические источники предполагаются коротко-коррелированными во времени и пространстве с гауссовой статистикой.

Если процесс осаждения описывается случайной потоковой функцией $\phi(x, t)$ с гауссовской статистикой, из самых общих теоретических рассуждений уравнения КПЖ (7) с применением теории ренормгрупп можно получить значения: $\alpha = 1/2$ и $\beta = 1/3$. Такие показатели описывают некоторые экспериментальные данные (см. [43]).

Вместе с тем во многих экспериментах (для молекулярно-лучевой эпитаксии и химического осаждения) наблюдались показатели $\alpha \approx 0,75-0,85$, $\alpha > 1/2$ и $\beta \sim 1/3$ [43]. Такие показатели свидетельствуют о реализации в таких экспериментах случайного процесса осаждения с негауссовской статистикой.

Интерпретация таких экспериментов, а также описываемых в этом обзоре данных, следует выполнять в рамках рассмотрения статистики случайной потоковой функцией $\phi(x, t)$. Следует указать, что "тяжёлые хвосты" функции распределения (негауссова статистика) рассматриваются в классической задаче КПЖ с коротко-коррелированной накачкой [177, 178, 218]. Применимость упомянутых моделей оправдано для описания реальности в случае если значительную роль в процессе играют мелкомасштабные флуктуации потоков. Следующим усложнением проблемы является рассмотрение многомасштабности турбулентности (мультифрактальной статистики — перемежаемости), включая вклад крупных масштабов. Такое расширение подхода, возможно, необходимо для объяснения наблюдаемых особых скейлингов и для выбора индексов в предлагаемых моделях типа КПЖ.

(VI) *Дискретная модель диффузно-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 воспроизведения рельефа, наблюдаемого в эксперименте. Модель диффузно-ограниченной агрегации [60, 61] — это простая дискретная модель, которая широко применяется для описания многих явлений в природе (см. [54]), таких как электроосаждения метал-

лов, осаждения инея на стекле, диэлектрического пробоя, распределения материалов в геологических минералах, формы колоний бактерий и других. В модели ДОА процесс стартует с начальной частицы, к которой последовательно прилипают частицы. Каждая следующая частица стартует на большом расстоянии от растущего кластера, она случайно блуждает до тех пор, пока не прилипнет к кластеру или удалится в бесконечность. Этот процесс агрегации повторяется много раз, генерируя кластер с фрактальной структурой. Модель ДОА предполагает, что в процессе каждый раз участвует одна частица и что в процессе движения диффузия доминирует над конвекцией. Этот случай противоположен классическому примеру турбулентной конвекции Релея — Бенара, которая генерирует регулярные ячейки.

Прямое численное моделирование ДОА кластеров предоставляет инструмент для моделирования множества реальных объектов, которые случайны и самоподобны. В современных работах число частиц, формирующих ДОА кластер, достигает миллионов. Недавние исследования методов конформных итераций [62] дают возможность аналитического рассмотрения проблемы морфологии ДОА кластеров. Для описания ДОА кластера используется среднеполевое приближение [63].

Несмотря на простоту алгоритма, фундаментальное понимание большинства свойств ДОА кластера всё ещё отсутствует. Теоретическое рассмотрение ДОА основано на уравнении диффузии. Предположим, мы имеем плотность частиц $\rho(r, t)$, которые диффундируют до тех пор, пока не достигнут растущего кластера и не прилипнут к нему. Тогда имеем:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \nabla^2 \rho, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial n} \propto v_n. \quad (10)$$

То есть, ρ 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 : $\partial \rho / \partial n \propto v \partial \rho / \partial x$.

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

$$\nabla^2 \rho = 0. \quad (11)$$

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 ρ . Для ДОА это чистое поглощение поверхностью, $\rho_s = 0$. Граничные условия для ρ вдали от кластера, $\rho \rightarrow \rho_\infty$.

Уравнения (9)–(11) описывают более сложный процесс, чем просто гладкая поверхность, которая растёт со временем. Если мы стартуем с гладкой поверхности, она

становится шероховатой из-за нестабильности роста, присущей диффузионно-ограниченному росту. Эта нестабильность была открыта в металлургии Маллинзом и Секеркой [64]. Если рост стартует с плоской поверхности, она растет со временем (как $y \sim t^{1/2}$), но это решение нестабильно: сформированный осаждаемыми частицами затравочный малый кластер может стать центром роста неоднородности. Можно привлечь электростатическую интерпретацию этой задачи, см. выше: найти потенциал ρ вблизи зародышевого кластера (возвышения). Как известно из электростатики, электрическое поле (которое определяет $\delta\rho/\delta n$ на поверхности) максимально вблизи возвышения. То есть, рост поверхности со скоростью $\delta\rho/\delta n$ максимален у зародышевого возвышения, что приводит к нестабильности 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 из приповерхностного объема на поверхность.

При практическом применении топологического подхода для классификации стохастических структур следует рассматривать фрактальную структуру как стохастическую поверхность с профилем высот, характеризуемым набором статистических параметров на основе анализа функции распределения высот. Такими параметрами выступают, в том числе, моменты функции распределения, показатели (индексы) статистического самоподобия (индексы Хёрста, Гельдера, мультифрактальности и др.) (см. [14]). Это позволяет количественно отличить различные типы стохастической поверхности по статистическим характеристикам, в том числе броуновскую поверхность с простейшей стохастичностью различать от стохастической поверхности с дальним порядком корреляций. Такой подход полезен для соотнесения экспериментальных наблюдений с предсказаниями теоретических моделей роста интерфейсных слоёв в процессе, когда в процесс роста вовлечены несколько механизмов на поверхности и в объёме над поверхностью.

Перечисленные в кратком обзоре выше модели роста стохастической структуры межфазных слоёв рассматриваются основой подходов к описанию модификации поверхности, обращённой к плазме в ТУ. Такие подходы позволяют рассмотреть самые общие свойства коллективных явлений под действием многочисленных взаимовлияющих механизмов в системе плазма – поверхность.

2. Экспериментальные наблюдения роста стохастической микро- и наноструктуры поверхности в термоядерных установках

2.1. Наблюдения в токамаках

В токамаках (см. [11, 12, 65]) высокотемпературная плазма удерживается сильным магнитным полем в тороидальной металлической камере, изготовленной из нержавеющей стали. Название ТОКАМАК — аббревиатура от ТОроидальная КАмера и МАгнитная КАтушка. В современных токамаках размер разрядной камеры достигает метровых масштабов (например, большой и малый радиус тора в токамаке T-15МД — 1,48 м/0,67 м

[66], в токамаке EAST — 1,7 м/0,4 м, в токамаке – реакторе ИТЭР — 6,2 м/2,0 м соответственно). Изнутри камера облицована теплозащитными электропроводящими материалами (используют графит, вольфрам, молибден, бериллий) для ограничения действия высокотемпературной плазмы на разрядную камеру. Размер поверхности панелей теплозащитной облицовки может достигать метровых масштабов, выдвигаются высокие требования к прочности и физико-химическим свойствам таких панелей. Не допускается риск разрушения под действием плазмы теплозащитной облицовки и вакуумной камеры, что может привести к аварии. Длительность одного плазменного разряда в современных токамаках типично от ~ 1 до ~ 1000 с, в термоядерном токамаке – реакторе ИТЭР длительность разряда будет 400 с и более. В качестве плазмообразующего газа используют изотопы водорода (в современных токамаках — дейтерий, водород), в части экспериментов — гелий. В реакторе ИТЭР будет использоваться тритий и дейтерий для достижения термоядерной реакции. Горячая плазма в тороидальном разряде удерживается сильным тороидальным магнитным полем, однако существуют механизмы диффузии плазмы поперек магнитного поля, вызванные крупномасштабными и мелкомасштабными плазменными неустойчивостями (см. [11, 12, 65]), что приводит к потоку плазмы на стенку камеры. Параметры плазмы на периферии разряда, контактирующей с компонентами обращёнными к плазме (КОП), значительно ниже параметров центральной зоны разряда (на периферии разряда типичные концентрация плазмы $\sim 10^{18} - 10^{19}$ частиц см^{-3} , температура электронов и ионов $\sim 1 - 50$ эВ, что на 1–2 порядка меньше значений в центральной зоне). В современных токамаках плазменно-тепловой поток частиц плазмы на КОП достигает величин от $\sim 0,01$ до $\sim 1 - 5$ МВт м^{-2} и более. При импульсных плазменных неустойчивостях (срывах плазменного разряда и неустойчивостях типа ЭЛМ) нагрузка может достигать $0,1 - 2$ ГВт м^{-2} в течение сотен и тысяч микросекунд [19], такие нагрузки способны повреждать теплозащитную облицовку камеры и даже создают риск аварийного разрушения вакуумной разрядной камеры токамака. Площадь действия таких нагрузок на элементы теплозащитной облицовки может достигать от нескольких квадратных сантиметров до сотен квадратных сантиметров и более. Плазменно-тепловая нагрузка распределена неоднородно по поверхности внутрикамерных элементов, большая часть их обращённой к плазме поверхности не испытывает критических тепловых нагрузок и не претерпевает существенных структурных изменений в течение длительной эксплуатации (серии экспериментов в современных токамаках составляют сотни и тысячи разрядов в течении многих месяцев и даже нескольких лет). Значительным нагрузкам и реструктуризации подвергаются кромки лимитеров и пластины диверторов в зоне контакта с границей центральной горячей зоны плазменного разряда. В этих зонах под действием плазмы возникают эффекты растрескивания, интенсивная эрозия и локальное плавление материала. Такие эффекты эрозии, плавления и разрушения наблюдались даже при использовании теплостойких материалов графита и вольфрама [19, 18]. Плавление вольфрама в диверторе крупного токамака JET [67] наблюдалось на пластине, выступающей над поверхностью теплозащитной облицовки; общий объём материала расплава состав-

вил 6–7 мм³. Плавнение вольфрама в токамаке ASDEX-U наблюдалось на тестовых вольфрамовых пластинах [68, 69]. Эксплуатация вольфрамовых пластин на внешнем обводе дивертора токамака C-Mod [70] в течение трёх экспериментальных кампаний привела к изменению их структуры, вызванной оплавлением некоторых зон поверхности обращённой к плазме [68, 70]. Эксперименты на токамаке T-10 с вольфрамовыми пластинами лимитеров показали значительное изменение структуры их материала с оплавлением и растрескиванием поверхности [71].

При мощной плазменной нагрузке эродированный материал может в виде ионов, атомов и кластеров поступать в плазму и переосаждаться на материальные компоненты камеры как вблизи, так и вдали от зоны эрозии. В результате, интенсивная плазменная нагрузка на материальные компоненты приводит к формированию значительно неоднородной поверхности КОП, образуются структуры и слои нерегулярной формы. Такие поверхности формируются, как правило, после длительного плазменного облучения за период экспериментальной кампании в серии множества (от сотен до нескольких тысяч) разрядных импульсов, каждый из которых длится от сотен миллисекунд до нескольких секунд и более.

Наблюдения материалов (с изначально гладкой кристаллической или поликристаллической поверхностью) после длительного облучения плазмой в токамаках T-10, TEXTOR, JET, JT-60U, D-III-D и других [19, 22, 72, 73, 75] выявили крайне нерегулярную, стохастическую форму поверхности с микро- и наноструктурой в зонах контакта с горячей плазмой и зонах переосаждения эродированного материала. На облучённых плазмой графитовых материалах и переосаждённых слоях наблюдалось формирование поверхности с формой типа "цветная капуста" [22, 74], глобулярная [19, 22], овоидальная [22], стратифицированная [19], колоннообразная [19, 23]. Пример поверхности с формой типа "цветная капуста" приведён на рис. 1.

Неоднородная структура модернизированной обращённой к плазме поверхности является негативным фактором при эксплуатации токамака. Высокая пористость и удельная площадь такой поверхности приводит к эффекту захвата изотопов водорода (рабочего газа токамака) в порах и на большой площади неоднородной или пористой поверхности. Экспериментальные исследования удельной площади пористых поверхностей в

экспериментах с графитовыми внутрикамерными компонентами показали, что она может быть в ~100 и более раз больше гладкой поверхности. В будущих термоядерных реакторах такой захват рабочего газа трития представляется проблемным вопросом. Максимальное количество трития, допустимое по радиологическим нормам в международном токамаке-реакторе ИТЭР, ограничено массой ~1 кг [25]. Захваченный в порах на поверхности рабочий газ может неконтролируемо выделяться и поступать в плазменный разряд, ухудшая параметры удержания плазмы в токамаке. Изменение структуры контактирующего с плазмой материала внутрикамерных компонентов приводит к изменению их физико-химических свойств, включая прочность и теплоустойчивость, что создаёт условия для изменения эксплуатационных характеристик элементов стенки камеры, создавая риск разрушения и аварий.

Наблюдались различные типы самоподобных топографических поверхностей [16, 18]. На рисунке 1 показан рельеф материала с поверхностью типа "цветная капуста" из токамака T-10, толщина слоёв и плёнок — от ~100 до ~300 мкм. Подобные формы нерегулярной поверхности наблюдались на других токамаках — ТЕКСТОР, JET (см. [18]). На рисунках 2, 3 представлены изображения рельефа, которые демонстрируют стохастическую иерархию гранулированной структуры (описание см. ниже) [16] на масштабах от 20 нанометров до ~0,2 мм. Энергодисперсионный рентгеновский анализ химического состава материала поверхности показал [16], что структура очень сложная, с включением водорода, примесей переходных металлов после плазменного распыления камеры из нержавеющей стали и других элементов. Спектроскопические исследования (см. [16, 76]) показали, что сложная структура содержит ароматические кольца в качестве структурных элементов, т.е. значительно отличается от структуры графита.

При замене графитовой внутрикамерной теплозащитной облицовки на вольфрамовую (в экспериментах в последние десятилетия — на токамаках JET, AUG, T-10, WEST, EAST [77] и др.), с первоначальной целью избавиться от проблемы формирования пористых углеродных плёнок, не были достигнуты условия сохранения кристаллической структуры вольфрама после длительного плазменного воздействия. На облучённом плазмой вольфраме на лимитерах и облицовке дивертора кроме оплавления и эрозии были обнаружены эффекты роста неоднородных пористых слоёв на поверхностях вблизи зон воздействия мощной плазменной нагрузки [19, 78, 79]. Характерной особенностью поверхностей в таких зонах, как и в ранее обнаруженных при эксплуатации графитовых компонентов, является стохастическая топография рельефа и его статистическое самоподобие (анализ этих свойств см. ниже) на масштабах высот от ~10 нм до ~100 мкм (например, рис. 4). Такое свойство стало причиной подробного исследования с целью выявить возможные универсальные механизмы такой стохастической кластеризации поверхности.

Ввиду сложности вопроса классификации процессов эрозии и разрушения металлов и теплоустойчивых материалов (вольфрама, молибдена, графита и др.) для токамаков в эмпирических подходах ранее рассматривались раздельно несколько механизмов и эффектов, действующих либо локально в пространстве, либо в течение фиксированного времени. Такой подход не всегда описывал

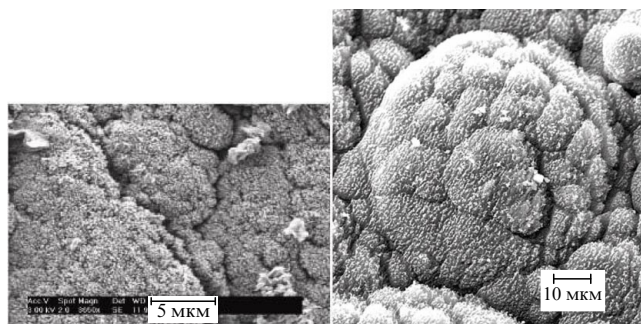


Рис. 1. Стохастическая поверхность с формой типа "цветная капуста", сформированная под действием горячей плазмы в экспериментах с графитовыми теплозащитными пластинами в токамаке T-10. Изображения получены с использованием сканирующего электронного микроскопа.

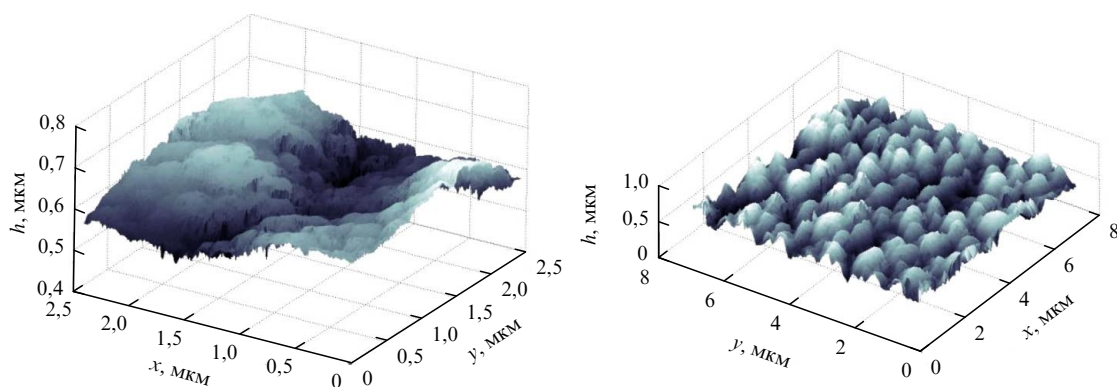


Рис. 2. Поверхность углеводородной плёнки с формой типа "цветной капусты", осаждённой из плазмы на вакуумной камере токамака Т-10. Изображение получено с использованием сканирующего туннельного микроскопа.

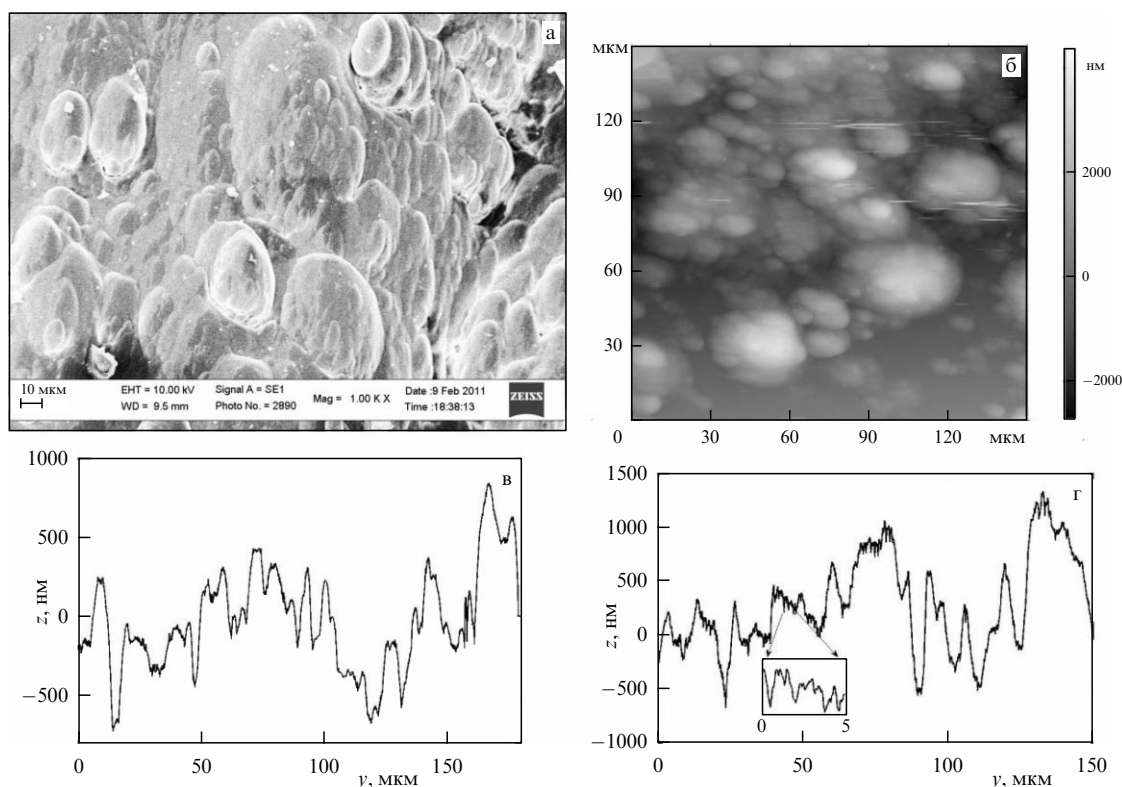


Рис. 3. Рельеф осаждённой из плазмы плёнки в токамаке Т-10 в экспериментах с графитовым лимитером за время более 1000 с (более 1000 разрядов токамака), нагрузка плазмы на материал от $\sim 1 \text{ МВт м}^{-2}$ (в стабильной стадии разряда токамака) до $\sim 10 \text{ МВт м}^{-2}$ и более (при срыве разряда); (а) микрофотография получена в растровом электронном микроскопе, (б) микрофотография получена в атомно-силовом микроскопе (АСМ); (в, г) АСМ профили высот.

экспериментальные наблюдения, где могут одновременно действовать несколько механизмов. Вместе с тем, он позволяет оценить уровень деградации материала в предельных случаях доминирования одного из механизмов разрушения. Ниже перечислены механизмы эрозии, которые при анализе действия плазмы на материал ранее в литературе преимущественно рассматривались как действующие независимо:

(1) процесс распыления, хорошо изученный в теоретических работах и в экспериментах на специальных пучковых и плазменных установках (см., например, [80]). В стационарной стадии разряда токамака при однородных плазменных нагрузках на материал возникает распыление поверхности материала ионами перезарядки — изотопами водорода и примесей;

(2) растрескивание (опасное для механической прочности) при воздействии крупномасштабных плазменных неустойчивостей разряда токамака (так называемых переходных процессов, в англ. "transient events" — ЭЛМов, вертикальных смещений разряда, срывов разряда токамака);

(3) плавление поверхностного слоя, неустойчивость расплавленного слоя с формированием волнового рельефа и шероховатости (рис. 5), перенос расплавленного металла по поверхности, капельная эрозия (один из основных механизмов потери материала с расплавленной поверхности под действием скоростного потока плазмы над поверхностью);

(4) испарение и кипение поверхностного слоя достигаются редко при переходных процессах в условиях сверхмощных плазменно-тепловых потоков;

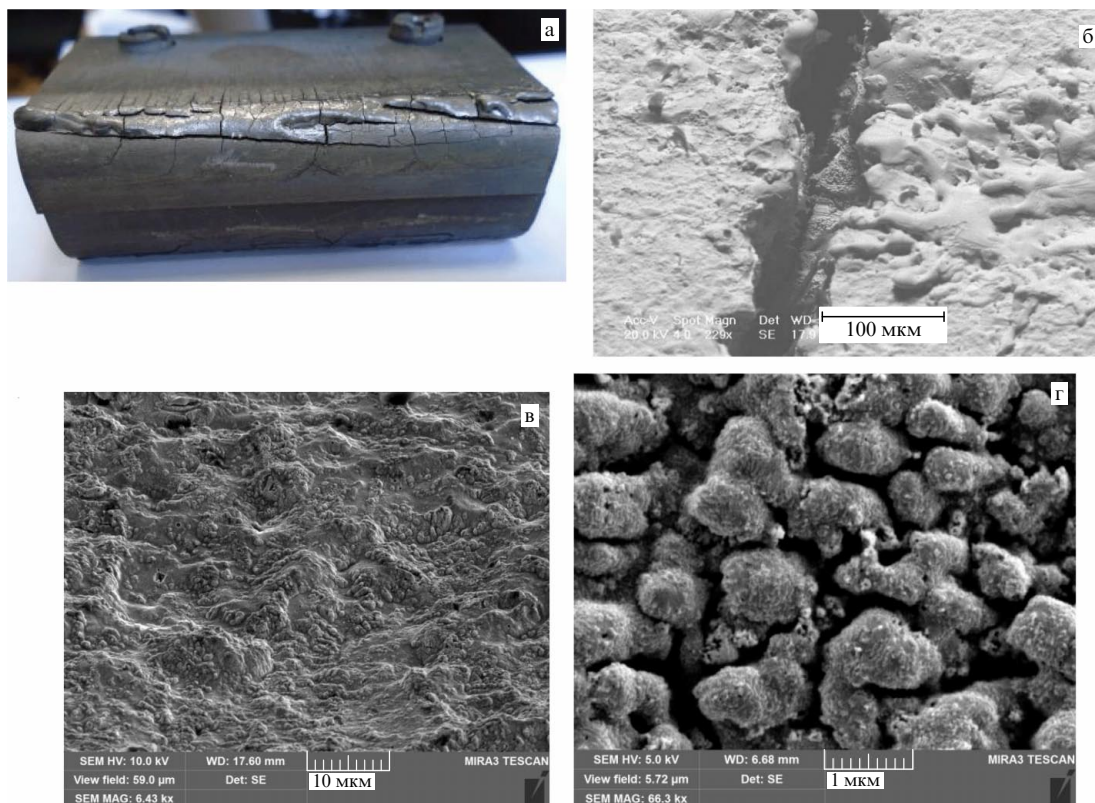


Рис. 4. Стохастическая поверхность вольфрама после мощного облучения горячей плазмой в токаме Т-10: (а) на внутреннем обводе полоидальной диафрагмы, размер пластины $67 \times 38 \text{ мм}^2$ и толщиной 10 мм, (б) зона стохастической поверхности вблизи крупных трещин, (в) зона с оплавлением, (г) зона с высокопористыми структурами.

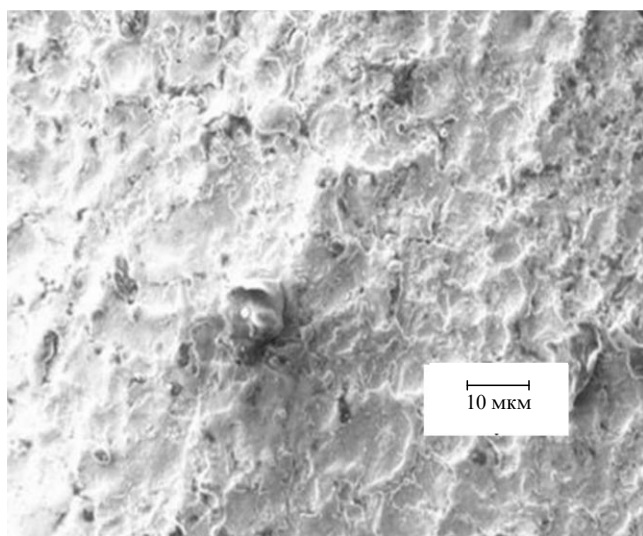


Рис. 5. Микрофотография СЭМ поверхности вольфрамового зонда после длительного воздействия плазмы в токаме Т-10.

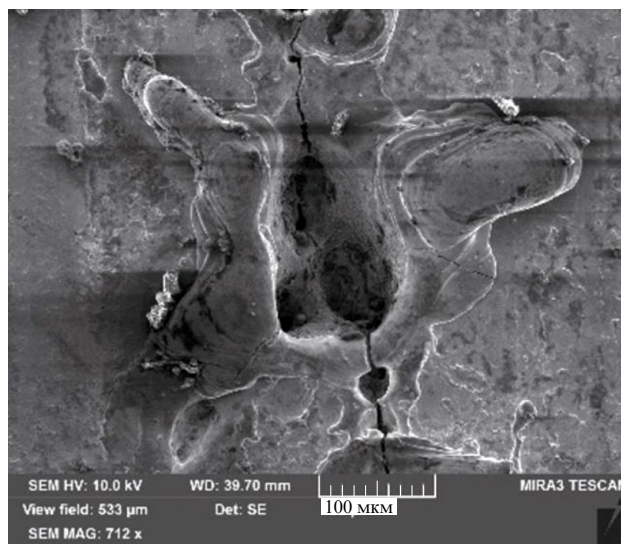


Рис. 6. Глубокий дуговой кратер — катодное пятно второго рода на вольфрамовой пластине-лимитере, образованное под действием плазмы в токаме Т-10.

(5) рекристаллизация и отверждение расплавленного слоя при мощных плазменных нагрузках (ожидаемых, в том числе, в термоядерном реакторе в зоне контакта теплозащитной облицовки с границей горячей зоны разряда в области магнитной сепаратрисы) может приводить к охрупчиванию материала. При термоциклировании (периодическом повышении температуры материала, которое может возникать при множественных ЭЛМах) возникает усталостное разрушение, растрескивание, деградация механической прочности;

(6) воздействие униполярных дуг при взаимодействии плазма — стенка приводит к формированию кратеров микрометрового масштаба (рис. 6) [81].

Все перечисленные механизмы в отдельности либо при одновременном их действии приводят к изменению рельефа обращённого к плазме поверхностного слоя материала.

При анализе структуры поверхности, топографии рельефа, формируемого под действием плазмы на материал в токаме, встает вопрос о доминирующем про-

цессе, вызывающем изменения структуры и рельефа. Следует отметить роль дуговых процессов в проблеме взаимодействия плазмы с материалами стенки в токамаке и других термоядерных установках рассматривается в последние десятилетия в большом количестве работ [82, 83]. Учитывается механизм электрического пробоя двойного слоя на поверхности контакта плазма – стенка с образованием униполярных дуг, в которых формируется дуговой ток между плазмой и поверхностью, в отличие от классического дугового пробоя между материальными электродами. Обсуждается связь возникновения таких дуг с образованием переосаждённых плёнок на поверхности металлов [81, 82], неоднородная поверхность которых меняет структуру электрических полей в плазменном слое над поверхностью и способствует генерации униполярных дуг. В особенности такому пробоя способствует развитая неоднородная поверхность обращённая к плазме (см., например, рис. 4). В экспериментах на токамаке T-10 с вольфрамовыми лимитерами наблюдается интенсивная дуговая эрозия с образованием глубоких кратеров (см. рис. 6) [81]. Дуговые кратеры и треки наблюдались на пластинах вольфрама, исследованных после серии около 400 экспериментов на токамаке T-10 в разрядах с СВЧ нагревом. Наблюдаемые на поверхности дуговые кратеры имеют диаметр от ~ 1 мкм до ~ 100 мкм (см. рис. 6). Для формирования крупномасштабного кратера диаметром до 100 мкм необходим ток дуги ~ 100 А. Для кратеров имеющих диаметр $r \sim 10$ мкм время термодиффузии оценивается как $\tau \sim r^2/\chi \sim 1$ мкс, предполагая коэффициент термодиффузии $\chi \sim 1$ см² с⁻¹. Это время $\tau \sim 1$ мкс существенно меньше, чем типичные временные масштабы 10–100 мкс крупномасштабных флуктуаций плотности плазмы и электрического поля, обусловленные пристеночной плазменной турбулентностью [14]. Такие условия благоприятны для генерации дуговых процессов [83–87]. Характер эрозии поверхности вольфрама после повышенной плазменно-тепловой нагрузки указывает на экзотный механизм электронной эмиссии (взрывной эмиссии электронов) [86, 87], приводящий к повышенному разогреву поверхности в условиях самоподдерживающегося процесса, что может приводить к расплавлению поверхности в зоне дугообразования. Дуговые процессы на пористых материалах — вольфрамовом пухе исследовали в опытах на токамаке COMPASS [88], в установке ПЛМ. Расчётно-теоретическое рассмотрение дуговых процессов проводилось в предположении упрощенных моделей взаимодействия плазма – стенка (например, гладкая поверхность, классическое рассмотрение стационарного приповерхностного плазменного слоя) (см., например, [35, 87, 89]). Результаты таких работ следует дополнить учётом свойств турбулентности приповерхностной плазмы, которая способна генерировать достаточные для пробоя импульсные электрические поля, и рассмотрением шероховатой поверхности, на которой создаются условия для генерации дуг (см. обсуждение в [81]). Таким образом, следует рассматривать сложный механизм генерации на шероховатой поверхности множества дуговых процессов, которые в свою очередь деформируют поверхность, поддерживая шероховатость.

Поскольку микроскопические наблюдения поверхности в момент плазменного воздействия практически невозможны, то анализ материалов проводится после

извлечения облучённых образцов из установки. При анализе облучённых материалов учитываются эффекты химических реакций материала с газами (кислородом, водородом, азотом и другими) внутри камеры токамака в период между разрядами и при технологическом обслуживании камеры токамака. Поэтому необходимо оценивать вклад в реструктуризацию поверхности от химических реакций в твёрдом теле. При анализе результатов экспериментов с графитовыми (т.е. углеродными) внутрикамерными компонентами такие оценки вклада химических реакций углерода в структурообразование широко обсуждались в литературе (см. [76]).

Другая возможность рассмотреть сравнительное соотношение вклада в структурообразование от химических реакций в материале и вызванное взаимодействием плазма – стенка представилась в экспериментах с литиевыми внутрикамерными компонентами в токамаках [90]. Жидкометаллические литиевые компоненты первой стенки, такие как капиллярно-пористые системы (КПС) [91, 92], являются привлекательными для термоядерного реактора. Жидкая поверхность КПС обладает более высокой устойчивостью к повреждению нейтронами в будущем термоядерном реакторе, она может "самовосстанавливаться" после повреждений во время действия мощных плазменных нагрузок при неустойчивостях, таких как срывы и ЭЛМы. Эффективность жидких литиевых компонентов была продемонстрирована в экспериментах на токамаках T-10 [93, 94], T-11M [95], FTU [96, 97], NSTX-U [98], установке TJ-II [99]. При использовании в токамаке из-за интенсивной реакции лития с ионами, газами и материалами поверхности (кислород, азот, углерод и т.д.) рост твёрдых литиевых отложений на внутренних компонентах может снизить благоприятные эффекты работы литиевого компонента поверхности, обращённого к плазме. Такие эффекты наблюдались в экспериментах на T-10 и других токамаках и плазменных установках (см. [90]). Сравнительные исследования твёрдых литиевых отложений при осаждении лития из плазмы способствуют выявлению вклада универсальных механизмов формирования структуры под действием плазмы, в отличие от структурообразования вызванного химическими реакциями.

В экспериментах на токамаке T-10 чистый жидкий литий, содержащийся в капиллярно-пористой системе, использовался в качестве материала обращённого к плазме [93]. Жидкий литий испарялся под мощной плазменной нагрузкой повторяющихся плазменных разрядов длительностью ~ 1 с и повторно осаждался на поверхности, что приводило к росту осаждённых твёрдых композиционных плёнок и поверхностных слоёв. Реакционная способность лития привела к химическим реакциям с примесями в плазме и на стенке камеры, формируя индуцированную плазмой структуру с иерархической (автомодельной) зернистостью (рис. 7) в масштабе от нано- до макроразмерного из-за сильного взаимодействия плазмы с поверхностью. Результирующая поверхность имела специфический рельеф в виде стохастически агломерированных удлинённых элементов минимального размера ~ 200 нм (см. рис. 7а, б). Анализ структуры литиевых осадков в экспериментах указывал на то, что она генерировалась под действием плазмы (см. [90, 100]).

Описанные выше эффекты стохастической кластеризации материала на поверхности внутрикамерных ком-

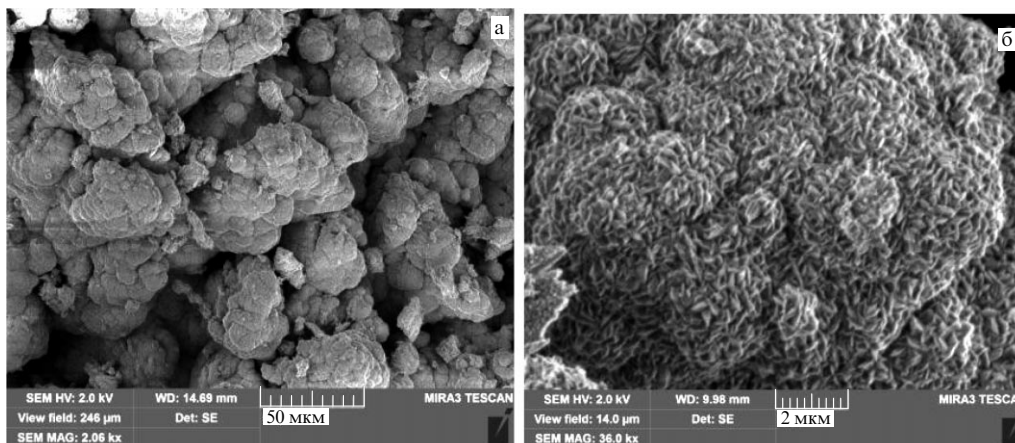


Рис. 7. Стохастическая поверхностная микроструктура с иерархической гранулярностью после обработки горячей плазмой: (а, б) литиевые материалы из токамака Т-10.

понентов в токамаке приводят к значительным изменениям физических свойств поверхности и взаимодействия плазма–стенка. Эти изменения могут вносить как негативные так и, возможно, позитивные факторы в проблему стойкости компонентов стенки термоядерного реактора и характеристики удержания плазмы. К негативным факторам относятся: (1) захват большого объема рабочего газа (в термоядерном реакторе — трития) в пористых поверхностях, образуемых слоями и переосаждёнными плёнками на стенках камеры, и, как следствие, повышение суммарного количества накопленного радиоактивного материала в установке, которое следует контролировать; (2) эрозия и разрушение таких высокопористых слоёв приводят к образованию большого количества пылевых частиц размером от десятков нанометров до сотен микрометров, поступающих в плазму под действием различных факторов — тепловых, механических, радиационных и других. Такие пылевые частицы, в особенности нанометрового масштаба, способны проникать глубоко в центральные зоны горячей плазмы, приводя к её радиационному охлаждению и ухудшая эффективность реактора.

Позитивные факторы образования слоёв со стохастической структурой на поверхности, обращённой к плазме в токамаке: (1) возможность использовать эффекты качественного изменения взаимодействия плазма–стенка приводящих к влиянию на турбулентность пристеночной плазмы и уменьшению турбулентного потока плазмы на стенку, (2) воздействие формируемых высокопористых поверхностей на эволюцию ранней стадии повреждений микроструктур, что ограничивает развитие крупномасштабных трещин и разрушение материалов стенки (такие эффекты известны в материаловедении).

Формирование пылевых частиц, образованных при разрушении высокопористых слоёв может выступать как негативным, так и позитивным фактором в зависимости от условий взаимодействия плазма–стенка. Пылевая компонента плазмы может изменять физику диссипации энергии электромагнитных волн турбулентной плазмы и таким образом положительно влиять на турбулентность (уменьшать её интенсивность) и связанный с ней аномально высокий перенос плазмы на стенку. Пылевые частицы микро- и нанометрового размера могут обеспечивать диссипацию электромагнитных волн и изме-

нять свойства турбулентности плазмы, а значит уменьшать турбулентный поток поперёк магнитного поля. В пользу таких ожиданий можно рассматривать теоретическое рассмотрение потоков пылевых частиц в периферийной плазме токамака [101]. Пылевые частицы также влияют на уровень рециклинга и радиационного переизлучения (концепция "пылевого" дивертора), что рассматривается как перспективный механизм равномерного распределения тепловой нагрузки на камеру. Все такие механизмы действуют в периферийной зоне плазменного разряда в токамаке, где крайне важны эффекты формирования оптимального профиля давления (см. [18, 73, 82, 105]). Следует ожидать коллективный эффект действия нескольких механизмов взаимодействия плазма–стенка, использование таких механизмов имеет перспективу для разработки эффективных режимов удержания горячей плазмы в термоядерном токамаке–реакторе.

2.2. Наблюдения в импульсных плазменных установках

Испытания материалов (металлов и графитовых образцов) мощными плазменными потоками проводились в импульсных плазменных установках — плазменных ускорителях типа КСПУ (см. [19, 102–104, 106, 107] и ссылки там). Использовали водородную плазму с температурой электронов около 1 эВ, ускоряемую до скоростей более 10 км с^{-1} [103]. Плазменно-тепловая нагрузка на материал при испытаниях в таких установках может достигать $0,1–2 \text{ МДж м}^{-2}$ за $0,1–1 \text{ мс}$. Испытания проводили в серии импульсных облучений, количество испытаний в серии — от нескольких импульсов до сотен импульсов. Периоды между импульсами длительностью от единиц до десятков минут значительно превышали длительность отдельных импульсов (не более нескольких миллисекунд). Такие эксперименты моделировали условия нагрузки на внутрикамерные компоненты в крупномасштабном токамаке при неустойчивостях типа ЭЛМов и срывов. Вместе с тем, в импульсных установках КСПУ параметры плазменной нагрузки на материал несколько отличаются от облучения плазмой в токамаках. При оплавлении поверхности металла под действием плазменного потока с давлением более 1 атм возникают эффекты быстрого движения [107] расплавленно-

го слоя металла со скоростью до $\sim 10 \text{ м с}^{-1}$ (значительно превышающей скорость движения, вызванного иными механизмами, например, тепловым движением, и др.). Неустойчивость типа Кельвина–Гельмгольца такого движения генерирует волновые процессы, капиллярные волны, вызывая выброс капель с поверхности волн размером порядка длины волны 30–60 мкм. Возможен выброс мелких капель $\sim 1 \text{ мкм}$ (так называемая капельная эрозия), обусловленный сдуванием гребней волн плазменным потоком. Теоретические рассуждения такого эффекта (см. [106, 107]) соответствуют наблюдениям в экспериментах на плазменных ускорителях. При такой эрозии большое количество атомов материала попадает в плазму и пересаживается на поверхность, на поверхности наблюдаются осажённые структуры различных размеров — застывшие капли, агломераты сложной формы, мелкомасштабные структуры осадков [19, 103, 107–109]. Результаты испытаний вольфрамовых, бериллиевых, стальных образцов в установках КСПУ продемонстрировали стохастическую кластеризацию поверхности под действием мощных плазменных потоков.

Вольфрамовые образцы, изготовленные из поликристаллического вольфрама с исходной гладкой поверхностью, после испытаний плазмой в установке КСПУ-Т приобрели стохастическую структуру поверхности [78, 113]. Энергонагрузка плазмы на материал в импульсах длительностью $\sim 0,5 \text{ мс}$ составляла величину $\sim 1\text{--}2 \text{ МДж м}^{-2}$. В процессе воздействия на вольфрамовый образец плазменного пучка диаметром $\sim 10 \text{ см}$ создавались условия для интенсивной эрозии и изменения поверхности. В центральной зоне образца поверхность оплавлялась, регистрировалось передвижение расплава по поверхности, в том числе волнообразные. Формировались условия для поступления в приповерхностную плазму вольфрама в виде ионов, атомов, кластеров и капель, пересадки материала из плазмы на поверхность. В результате после нескольких импульсов (от 2 до 50) в периферийной зоне воздействия плазменного пучка формировалась шероховатая поверхность со стохастической кластеризацией. Микроскопическое исследование показало неоднородную структуру пересажённых слоёв [114] со стохастической топографией с разными масштабами иерархической гранулярности, начиная от нанометров, в том числе с уникальной иерархической гранулярностью типа "цветная капуста" (рис. 8, 9).

При мощной плазменной нагрузке изменялся не только поверхностный слой вольфрама. Также формировался рекристаллизованный слой на глубину $\sim 40\text{--}50 \text{ мкм}$ (рис. 10) [113]. Текстура рекристаллизованного слоя существенно отличалась от исходной. Рекристаллизованный слой так же, как и исходная структура, имел текстуру с кристаллографической ориентацией $\langle 100 \rangle$ перпендикулярно поверхности, но размеры зёрен в рекристаллизованном слое значительно больше. Наблюдался переходный слой с хаотической ориентацией зёрен, глубина этого слоя порядка глубины рекристаллизованного слоя. Размер гранул (зёрен): в рекристаллизованном слое до $\sim 10 \times 50 \text{ мкм}$; в переходном слое — случайная ориентация кристаллитов (не имеют вытянутости) размером $\sim 3\text{--}5 \text{ мкм}$; в исходной структуре $\sim 1 \text{ мкм}$. Наблюдалась трещина в рекристаллизованном слое.

Образцы бериллия с исходной гладкой поверхностью и кристаллической структурой облучались плазменными

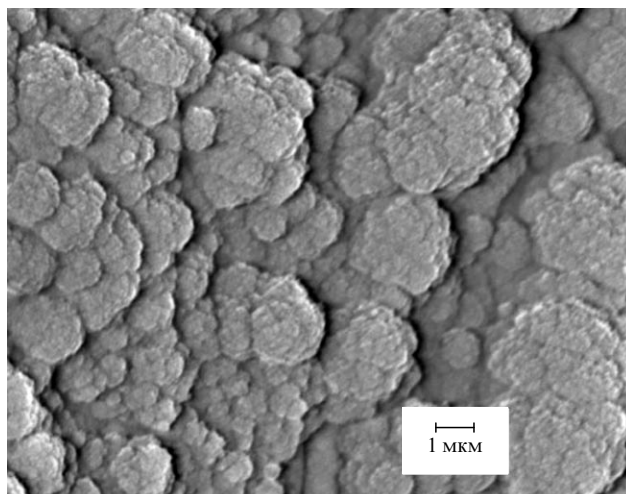


Рис. 8. Поверхность вольфрама после плазменного облучения в КСПУ.

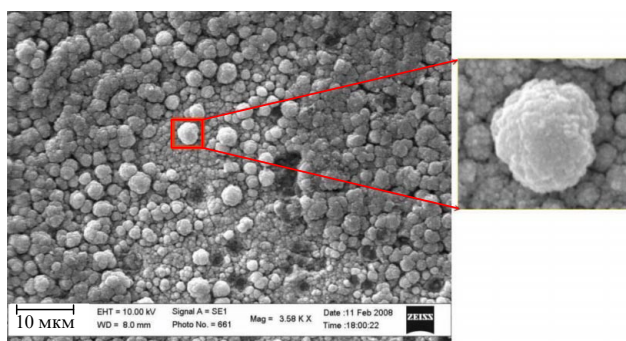


Рис. 9. Поверхность вольфрама после плазменного облучения в КСПУ, 100 разрядов нагрузкой 1 МДж м^{-2} импульсами, длительностью $\sim 0,5 \text{ мс}$.

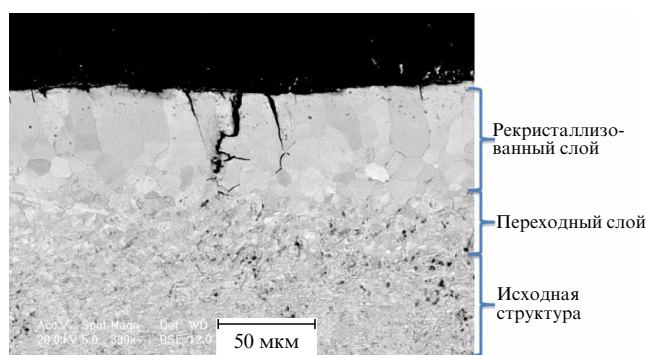


Рис. 10. Металлографический срез по глубине вольфрамовой поверхности после плазменного облучения в КСПУ-Т. Количество импульсов 50, длительность импульса 0,5 мс, энергосодержание импульса 2 МДж м^{-2} , плазменно-тепловая нагрузка $90 \text{ МДж м}^{-2} \text{ с}^{-0,5}$.

импульсными потоками в установке КСПУ-Ве [114], нагрузка плазменного импульса длительностью $\sim 0,5 \text{ мс}$ на поверхность материала составляла до $\sim 2 \text{ МДж м}^{-2}$, количество импульсов облучения было 10 и более. Микроскопический анализ структуры пересажённых слоёв [78, 114] выявил стохастическую кластеризацию поверхности с иерархической гранулярностью на масштабах от нанометров до миллиметров (рис. 11). Стохастическая топография этой поверхности с разными

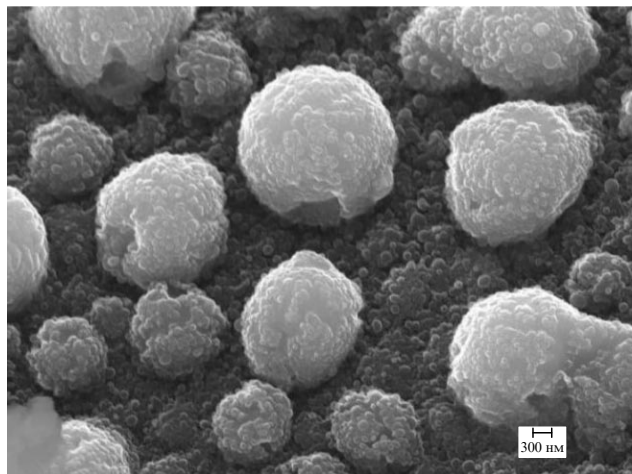


Рис. 11. Поверхность бериллиевой пластины после плазменного облучения в КСПУ-Ве.

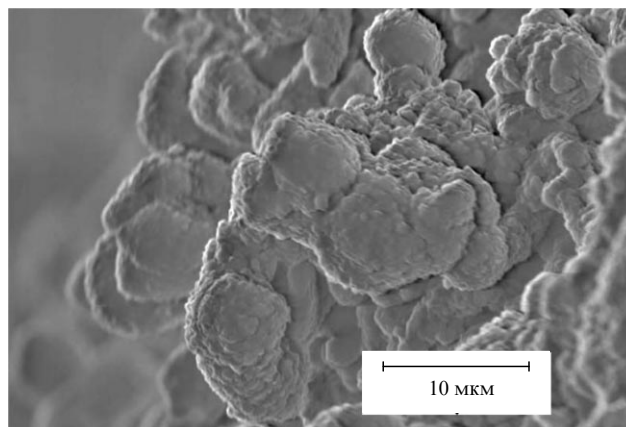


Рис. 13. Микрофотография СЭМ поверхности алюминиевой плёнки на вольфраме после плазменного облучения в КСПУ.

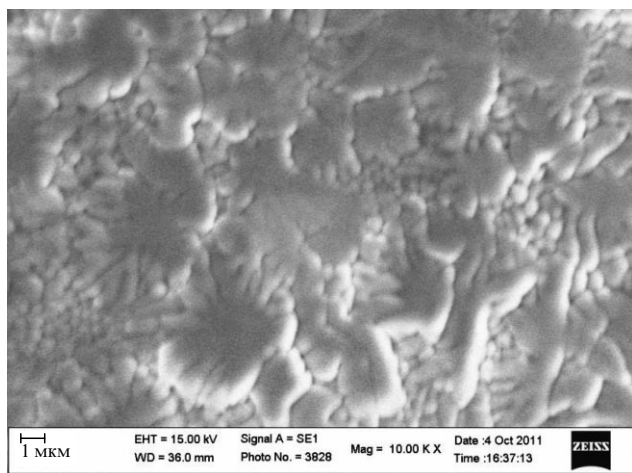


Рис. 12. Поверхность стали после плазменного облучения плазмой в КСПУ.

масштабами иерархической гранулярности во многом совпадает со стохастической топографией вольфрамовых материалов (ср. рис. 8) и графитовых образцов после плазменного облучения в термоядерных установках.

Образцы нержавеющей стали промышленного производства с изначально гладкой поверхностью облучались плазмой на установке КСПУ-Т. Типичное воздействие плазменного потока (имеющего диаметр около 10 см) на мишень приводило к максимальной реструктуризации в центре мишени и меньшего воздействия на периферии зоны облучения плазмой. После обработки плазмой поверхность пластин значительно изменилась (рис. 12). В зоне максимальной шероховатости типичный профиль поверхности имеет значительную неоднородность со стохастическим рельефом, средний масштаб шероховатости высот 80–100 мкм.

Испытания мощными плазменными потоками композитных материалов также приводит к формированию стохастической топографии с иерархической гранулярностью. При плазменном облучении в КСПУ-Т вольфрамовой пластины с напылённым слоем алюминия толщиной ≈ 100 мкм на поверхности сформировались слои (рис. 13) со структурой, подобной выше описанным материалам (ср. рис. 8, 9).

2.3. Эксперименты в стационарных плазменных установках

Экспериментальные данные о росте слоёв со стохастической структурой, полученные на токамаках, стали предметом сравнительного исследования с результатами исследований структуры материалов после длительного (многочасового) плазменного облучения в установках со стационарным плазменным разрядом, имеющим параметры аналогичные или близкие к параметрам приповерхностной плазмы и нагрузкам на материал в токамаках. Это позволило убедиться, что рост стохастических структур происходит преимущественно в момент плазменного воздействия, а не является результатом эволюции поверхности в период уже после мощных плазменных и тепловых нагрузок. Вклад "постэкспериментальных" эффектов при циклических плазменных нагрузках на внутрикамерные компоненты в экспериментах на токамаках в течение сотен и тысяч импульсных разрядов рассматривался с позиций анализа реструктуризации, рекристаллизации, отверждения, накопления дефектов, приводящих к деградации и эрозии поверхности. Вместе с тем, такие механизмы, известные в металлофизике, не объясняли наблюдаемые в токамаках эффекты роста уникальных стохастических слоёв с иерархической гранулярностью. Поэтому эксперименты на плазменных установках с длительным стационарным разрядом позволили получить новые данные для анализа структуры и механизмов стохастической кластеризации под действием интенсивной плазменной нагрузки.

Для испытания материалов облицовки внутрикамерных компонентов теплозащитной облицовки будущих крупных токамаков и термоядерных установок стационарными плазменными потоками в последние годы использовались построенные ранее и новые линейные плазменные установки (см. [110–112, 116, 117]), имеющие параметры плазмы близкие к диверторной и пристеночной плазме в токамаке. Такие установки называют симуляторами дивертора токамака, они имеют цилиндрическую форму разряда с магнитным полем. От традиционных плазмотронов и установок с низкотемпературной плазмой они отличаются системой удержания плазмы внешним магнитным полем (от $\sim 0,01$ до ~ 1 Тл), повышенной концентрацией плазмы — до

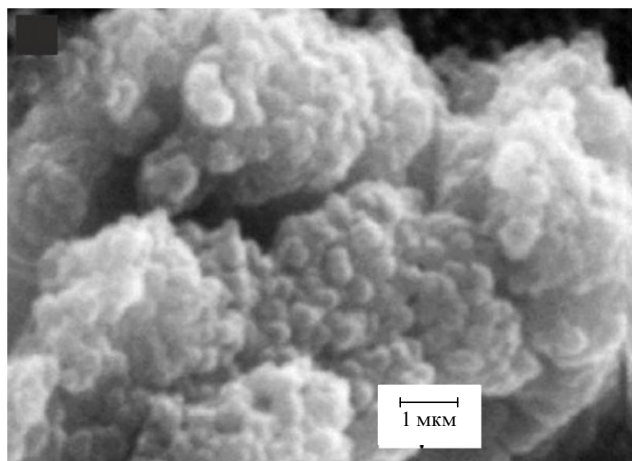


Рис. 14. Поверхность графита, облучённого плазмой в установке NAGDIS-II.

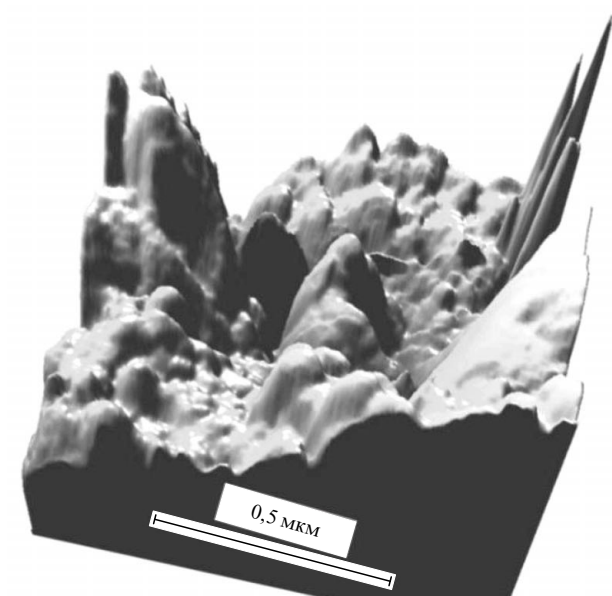


Рис. 15. Поверхность вольфрама облучённого плазмой в установке NAGDIS-II.

$10^{13} - 10^{14}$ частиц см^{-3} , что во многом соответствует основным параметрам плазмы на периферии крупного токамака и ожидаемым параметрам взаимодействия плазма–стенка в термоядерном реакторе. В таких установках испытывали графитовые материалы, вольфрам, тугоплавкие и композитные материалы.

В плазменном симуляторе дивертора NAGDIS-II [118] испытывались графитовые (углеродные) материалы и вольфрам в многочасовом плазменном разряде при нагрузке, ожидаемой в диверторе токамака–реактора. Структура поверхности приобретала стохастическую топографию с иерархической гранулярностью (рис. 14). Характеристики структуры поверхности зависели от характеристик плазмы (см. ниже).

Испытания вольфрама (изначально гладкого) в NAGDIS-II привели к росту неоднородной поверхности (рис. 15). Такая поверхность имеет неоднородный рельеф на масштабах, начиная от долей микрона до долей миллиметров, иерархическую гранулярную структуру на масштабе от 10 нм до $\sim 0,5$ мкм.

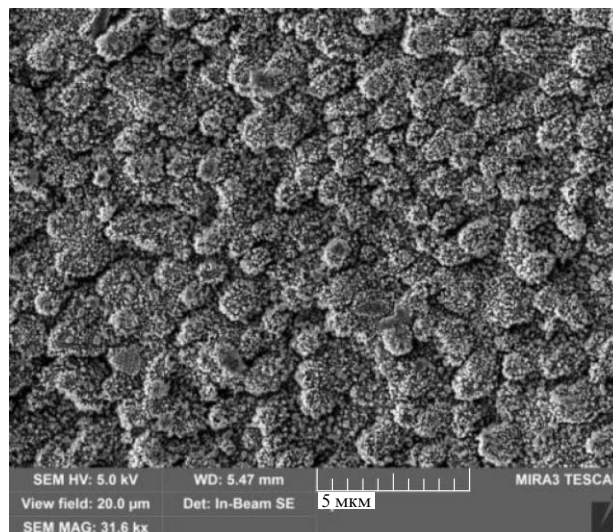


Рис. 16. Поверхность титана облучённого плазмой в установке ПЛМ.

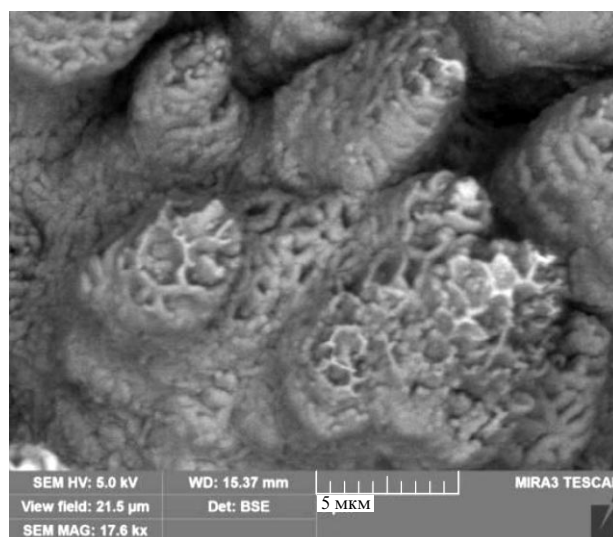


Рис. 17. Поверхность карбоната лития Li_2CO_3 , облучённого плазмой в установке ПЛМ.

В плазменной установке ПЛМ (Плазменный Линейный Мультикас) [119–121] проведены исследования стохастической кластеризации вольфрама, графита, молибдена, титана, лития при многочасовом облучении плазмой с параметрами: концентрация плазмы $\sim (0,5 - 5) \times 10^{13}$ частиц см^{-3} , температура электронов $\sim 1 - 10$ эВ с фракцией горячих электронов с температурой до 50 эВ. Образцы титана с исходной гладкой поверхностью облучали гелиевой плазмой в ПЛМ в течение 200 мин [122]. Тепловая нагрузка на титановые образцы составляла $0,5 - 1$ МВт м^{-2} . В результате плазменного воздействия сформировалась стохастическая поверхность с иерархической гранулярностью (рис. 16).

Плазменное облучение стационарной плазмой в ПЛМ образца карбоната лития, прессованного из порошка промышленного производства, привело к образованию пористой стохастической структуры с иерархичностью (рис. 17). Эти эксперименты продемонстрировали влияние плазмы на формообразование поверхности в композитном материале.

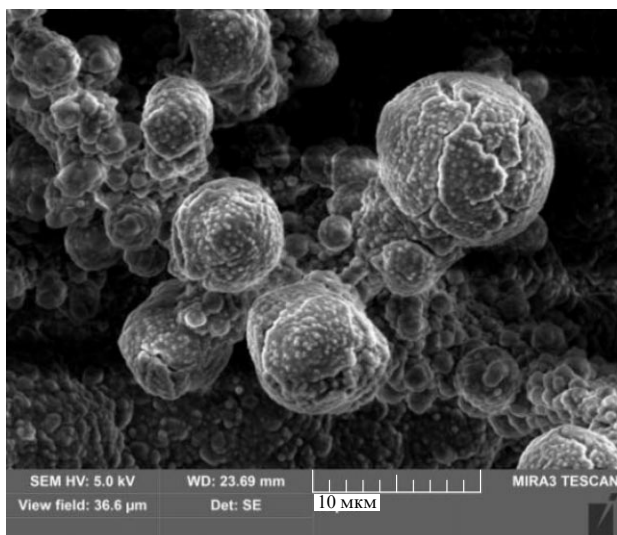


Рис. 18. Поверхность литиевого образца из токамака Т-10 и после-дующего облучения плазмой в установке ПЛМ.

Зависимость структуры от исходной морфологии и устойчивость её к длительным плазменно-тепловым нагрузкам изучалась в экспериментах с литиевыми образцами из токамака Т-10, облучёнными плазмой в ПЛМ. Исходные образцы лития в виде слоёв толщиной $\sim 0,5 - 2$ мм были сформированы в токамаке Т-10 [93, 94]. Эти образцы лития были впоследствии облучены плазмой в плазменной установке ПЛМ (см. [90, 123]), в течение 200 мин для исследования влияния длительного плазменного облучения на сформированную стохастическую структуру. В результате при облучении образцов в ПЛМ сформировались поверхностные структуры с иерархичностью на масштабах от сотен нанометров до десятков микрометров (рис. 18). Рельеф поверхности имеет форму типа "цветной капусты" аналогично морфологии углеродных материалов (ср. рис. 1), наблюдаемой в токамаках (см. [18]). Такие результаты демонстрируют существенное влияние плазмы на формирование иерархической структуры материала.

3. Количественные характеристики стохастических рельефов

3.1 Спектральные свойства

Количественные характеристики стохастических рельефов определяются методами спектрального и статистического анализа экспериментальных профилей высот поверхности образцов. Такие характеристики используются для описания различия стохастической кластеризации образцов после обработки высокотемпературной плазмой в сравнении с шероховатыми поверхностями, образованными в иных условиях. Чтобы количественно описать шероховатость и нерегулярность поверхности, следует использовать концепцию самоподобия и фракталов [16, 17, 53–55]. Это позволяет сфокусировать внимание на универсальных макроскопических аспектах шероховатости и пористости.

Профили высот поверхностей вольфрама, графита, стали после плазменного облучения демонстрируют значительную стохастическую неоднородность на масштабах от нанометров до сотен микрометров (рис. 19–21).

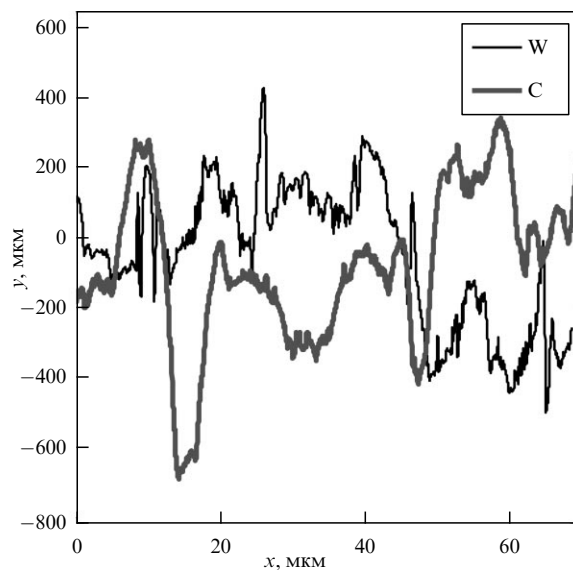


Рис. 19. Профиль высоты поверхности после плазменного облучения вольфрама (см. рис. 8) в КСПУ-Т и углеродной плёнки (см. рис. 1), сформированной под воздействием горячей плазмы в токамаке Т-10 в экспериментах с графитовым лимитером.

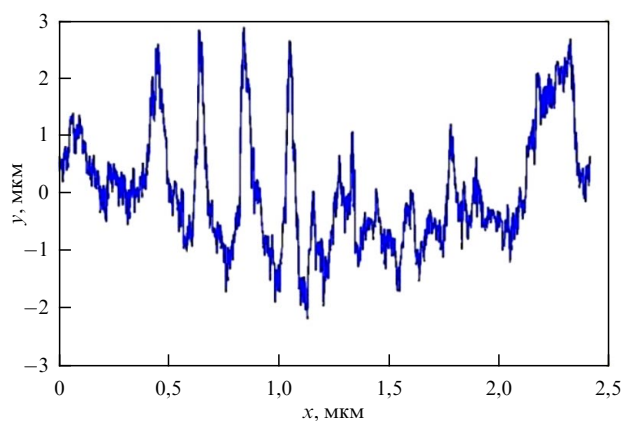


Рис. 20. Профиль высоты поверхности титана после плазменного облучения в установке ПЛМ.

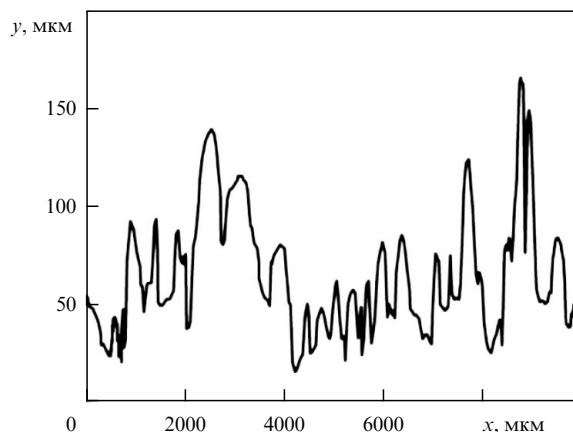


Рис. 21. Профиль высоты поверхности стали после плазменного облучения в установке КСПУ.

Для выполнения статистического анализа рельефа получены данные высот с высоким разрешением путём построчной сшивки до 20 "кадров" атомно-силового микроскопа (АСМ) размером 10×10 мкм (каждый $512 \times$

Таблица 1. Характеристики стохастического рельефа экспериментальных образцов: показатель скейлинга фурье-спектра p , показатель Хёрста H , коэффициент мультифрактальности — уширение спектра $D(h)$

№	Образец	p	H	Мультифрактальность
1	Вольфрам, облучён плазмой в КСПУ-Т, 2 импульса с нагрузкой 2 МДж м^{-2}	−2,62	0,86	1,23
2	Вольфрам, облучён плазмой в КСПУ-Т, более 50 импульсов с нагрузкой 2 МДж м^{-2}	−3,18	0,81	0,58
3	Углеродная плёнка из токамака Т-10	−2,49	0,78	0,55
4	Углеродная плёнка из токамака Т-10	−2,59	0,77	0,74
5	Углерод, графитовая мишень из установки NAGDIS-II	−2,29	0,68	0,91
6	Сталь нержавеющая, облучённая плазмой в КСПУ-Т	−2,85	0,72	0,50
7	Сталь нержавеющая, облучённая плазмой в КСПУ-Т	−2,87	0,68	0,47
8	Молибден, облучённый в магнетронном разряде	−2,2	0,6	0,25
9	Стальная отливка после отверждения расплава	−2,41	0,58	0,1

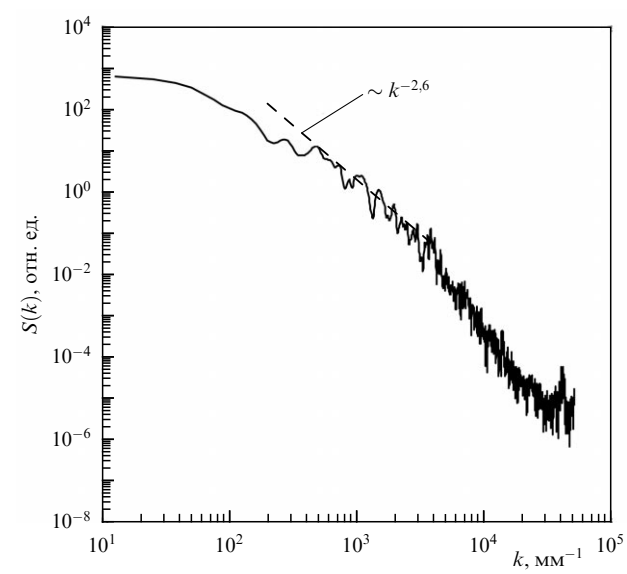


Рис. 22. Фурье-спектр стохастического рельефа — профиля поверхности вольфрама (образец 1 в табл. 1).

512 точек) на базовом масштабе до 0,2 мм. Разрешение АСМ по высоте составляло $\sim 1 \text{ \AA}$, разрешение по базе было 20 нм [16]. Такие оцифрованные профили с высоким разрешением (в виде цифровых рядов высот профилей) использовались для спектрального и статистического анализа.

Спектральный анализ. Типичный фурье-спектр профиля рельефа поверхностей после действия плазмы в термоядерных установках приведён на рис. 22. Фурье-спектр характеризует распределение высот (размеров структур на поверхности) по масштабам. Спектры уширены, без резонансов, что указывает на отсутствие доминирующих периодических структур в рельефе. Спектры имеют характерную спадающую форму, обычно наблюдаемую в объектах, обладающих масштабной инвариантностью и статистическим самоподобием. Функциональную зависимость фурье-спектра от волнового числа k можно характеризовать степенным законом $S(k) \sim k^p$ (рис. 22). Для экспериментальных спектров показатели p таких законов в широком диапазоне волновых чисел представлены в табл. 1 [21]. Для образцов вольфрама, нержавеющей стали и графита после воздействия высокотемпературной плазмой в токамаке Т-10, плазменных установках КСПУ и NAGDIS-II величина показателей p имеет значение в диапазоне от −2,4 до −2,8 и более. Следует отметить, что наклон спектра изменяется в области малых и больших k (см. рис. 22). Это свидетельствует о многомасштабности и неоднородности спектральных и статистических характеристик рельефа. Такие свойства детально описываются с применением статистического анализа (см. ниже).

Корреляционные характеристики профиля поверхности образцов также свидетельствуют о многомасштабности и дальних корреляциях: автокорреляционная функция (рис. 23а) и вейвлет-преобразование (см. метод в

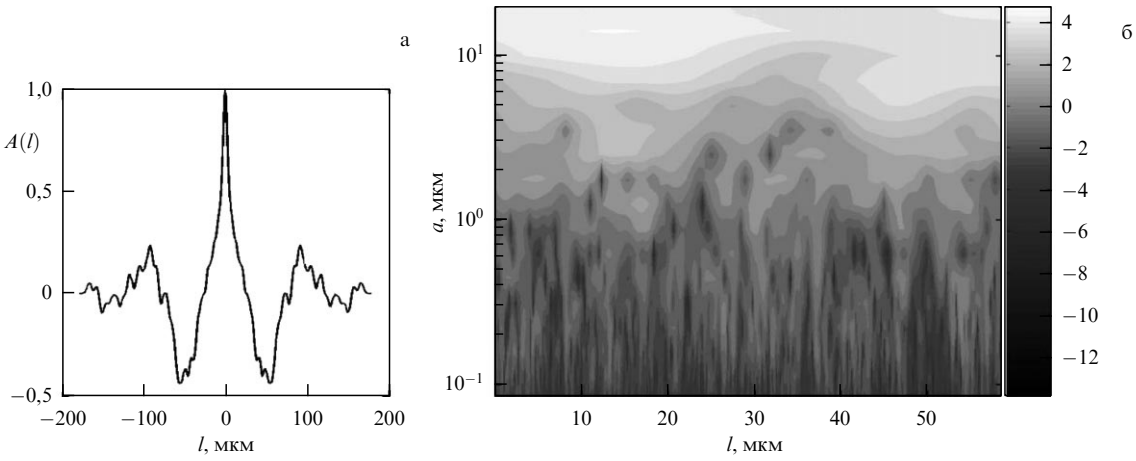


Рис. 23. Корреляционные характеристики профиля поверхности образца углеродной поверхности из токамака Т-10: (а) автокорреляционная функция; (б) вейвлет преобразование, амплитуда в отн.ед.

[124]), демонстрирующий древовидную иерархичность (рис. 23б), имеют структуру, типично наблюдаемую для мультифрактальных систем (см. [21]).

3.2. Статистическая неоднородность

Для количественного описания статистических свойств самоподобия стохастической структуры используется функция распределения (ФР) высот рельефа образца (см. [21]). Статистический метод исследования неоднородности поверхности заключается в исследовании функции распределения для приращений высот в соседних точках i поверхности $\Delta y_i = y_{i+1} - y_i$, где y_i — высота в точке i . ФР строится как нормированная гистограмма для Δy_i . Чтобы исследовать стохастические характеристики, экспериментальная ФР сравнивается с гауссовым распределением (называемого также нормальным распределением) или с другой ФР, известной из теории вероятности. Напомним, что гауссовский закон описывает простейшую шероховатую поверхность, например, броуновскую поверхность. Для образцов после воздействия плазмы в ТУ ФР типично имеет "тяжёлые" хвосты и не описывается гауссовским законом. Такие наблюдения были для образцов углеродных (графитовых) материалов после экспонирования в токамаке Т-10 [16] и в плазменной установке с NAGDIS-II [18], вольфрамовых образцов, титана в плазменной установке ПЛМ, нержавеющей стали в плазменной установке КСПУ-Т

[127, 115]. На рисунке 24 показаны примеры таких ФР профиля высот образцов вольфрама, графита и титана, которые значительно отклоняются от гауссового закона. Анализ таких ФР показал, что они не описываются также и другими известными в теории вероятности законами, в т.ч., законом Коши–Лоренца (степенным законом, см. рис. 24), который рассматривается в некоторых статистических моделях сложных систем (см. [128]) и в моделях самоорганизации, таких как самоорганизованная критичность [129]. Следует упомянуть, что для теоретического описания систем со статистической неоднородностью привлекаются подходы с использованием кинетических уравнений в дробных производных, где показатели связаны с фрактальной размерностью объекта (см. [126]).

Подробное исследование структуры стохастической поверхности из ТУ выявило статистическую неоднородность гранулярности, которая выражается в зависимости функции распределения для разностей $\delta y = y(x+l) - y(x)$ от масштаба l . Для рельефов облучённых плазмой материалов ФР разностей зависят от масштаба, изменяясь от квази-гауссовой на больших масштабах лага l к негауссовой форме с "тяжёлыми хвостами" на малых лагах l , об этом свидетельствует изменение асимметрии и эксцесса ФР. Пример такой зависимости показан для экспериментальной ФР на рис. 25. Такое свойство статистической неоднородности называется мультифракталь-

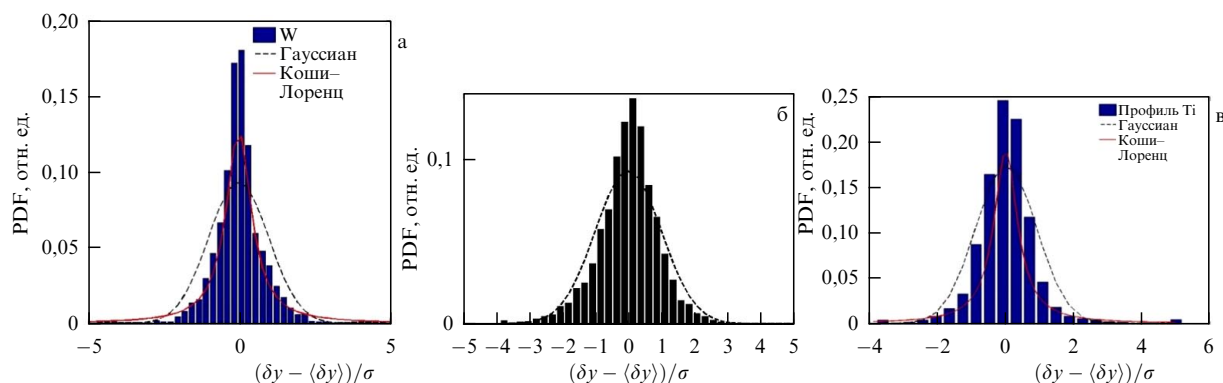


Рис. 24. Функция распределения высот рельефа образцов для приращений высот поверхности $\delta y = y(x+l) - y(x)$: (а) вольфрама облучённого в плазме КСПУ, $l = 19,5$ нм, (б) углерода, облучённого в плазме токамака Т-10, $l = 19,5$ нм, (в) титана облучённого в плазме установки ПЛМ, $l = 19,5$ нм. По оси абсцисс — величина, нормированная на величину своего стандартного отклонения σ ; для сравнения приведены гауссовское распределение (пунктир) и закон Коши–Лоренца (линия).

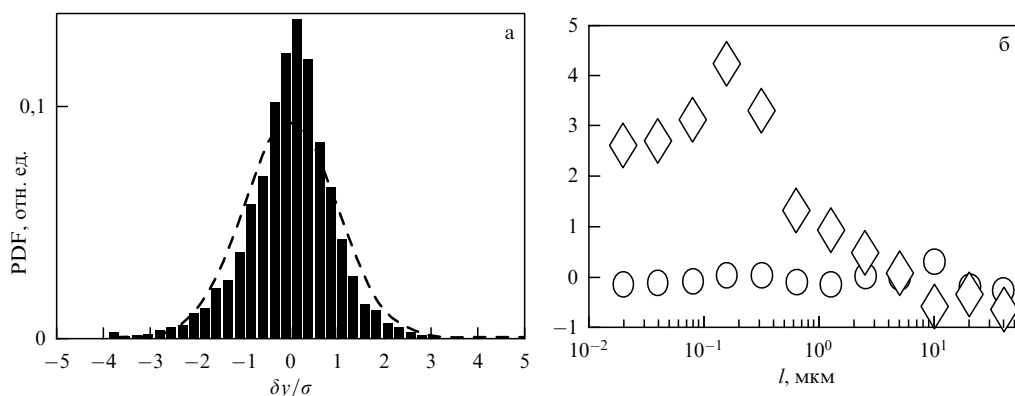


Рис. 25. Статистические свойства рельефа углерода облучённого плазмой в токамаке Т-10. (а) Функция распределения для приращений высот поверхности $\delta = (x+l) - (x)$ $l = 19,5$ нм. По оси абсцисс — величина δy , нормированная на величину стандартного отклонения σ ; для сравнения приведено гауссовское распределение (линия). (б) Зависимость асимметрии (круги) и эксцесса (ромбы) ФР приращений $\delta l = (x+l) - (x)$ от масштаба l .

ностью. Свойством мультифрактальности обладают неоднородные фрактальные объекты, для описания которых, в отличие от регулярных фракталов, недостаточно введения всего лишь одной величины — его фрактальной размерности, а необходим целый спектр таких размерностей в зависимости от локальных показателей масштабной инвариантности — показателей Гёльдера h .

3.3. Самоподобие и иерархическая гранулярность

Для описания свойств самоподобия (масштабной инвариантности в статистическом описании) профиля высот $y(x)$ следует использовать несколько характеристик, включая показатель (индекс) Хёрста, скейлинг структурной функции, спектры мультифрактальности (см. методы такого анализа в [14]). Ниже приведены определения этих показателей.

Определение показателя Хёрста. Показатель Хёрста H характеризует самоподобие функции $y(x)$ в предположении независимости свойств самоподобия от масштаба наблюдения, что позволяет сравнивать исследуемый процесс с известными теоретическими моделями стохастических объектов, для которых известен показатель Хёрста. При статистическом самоподобии предполагается, что флуктуации функции $y(x)$ на масштабах l и λl соотносятся по каскадному правилу $\delta_{\lambda l} y(x) = W_{\lambda} \delta_l y(x)$, где W_{λ} — случайная переменная с ядром K_{λ} зависящим только от λ , $\delta_l y = y(x+l) - y(x)$. По определению, функция $y(x)$ самоподобна с показателем H , если для функции распределения плотности вероятности (ФР) $P_l(\delta_l y)$ выполняется $P_l(\delta_l y) = l^H P_{\lambda l}(\lambda^H \delta_l y)$.

Значения показателей Хёрста H для профилей рельефа облучённых плазмой образцов приведены в табл. 1 (см. метод оценки H в [14]). Для образцов вольфрама, графита и нержавеющей стали после воздействия высокотемпературной плазмы в токамаке Т-10, установках КСПУ-Т и NAGDIS-II величина показателя Хёрста составила от 0,68 до 0,86. Значение $H > 1/2$ означает персистентное поведение (тренд). Именно это свойство соответствует нерегулярной стохастической кластеризации с иерархической гранулярностью (фрактальностью), наблюдаемое для образцов из токамаков и других термоядерных плазменных установок (см. выше).

Определение фрактальной размерности. Показатель Хёрста H связан с фрактальной размерностью поверхности d_f как $H = 3 - d_f$ (см. [15, 16]).

Величина H от 0,68 до 0,86 соответствуют фрактальной размерности поверхности $d_f = 2,13 - 2,32$. Такая величина размерности d_f сравнима с фрактальной размерностью гранулярности неоднородностей или перколяционной структуры некоторых твёрдых тел с нерегулярной структурой, например, наблюдаемой в металлических стеклах ($d_f = 2,31$), агрегатах кремния ($d_f = 2,27 - 2,65$), квази-кристаллах (см. [130, 131]).

Характеристики статистической неоднородности — показатели мультифрактальности. Для более детального описания стохастической структуры анализируется статистическая неоднородность гранулярности: исследуются зависимости функции распределения для разностей $\delta_l y$ от масштаба l и свойство мультифрактальности. Для характеристики мультифрактальных объектов применяют спектр размерностей $D(h)$ (называемый также мультифрактальным спектром или спектром сингулярностей) в зависимости от локальных показателей масштабной инвариантности — показателей Гёльдера h . Про-

цедура оценки $D(h)$ из экспериментальных данных с применением вейвлет-анализа описана в [14]. Величина уширения спектра (называемая коэффициентом мультифрактальности) количественно характеризует свойство мультифрактальности, т.е. отклонение от простейшего самоподобия (монофрактальности).

Пример спектров $D(h)$ для рельефов облучённых плазмой образцов приведён на рис. 26. Из теории известно, что для монофрактального объекта (например, классического броуновского процесса или броуновской поверхности с простейшим стохастическим рельефом) $D(h)$ представляет собой единственную точку с единственным показателем Гёльдера. В отличие от этого, для образцов из термоядерных установок облучённых плазмой, (рис. 26) наблюдается уширенный спектр $D(h)$ с колоколообразной формой. Эти два признака спектра (уширение и колоколообразность) являются типичным признаком мультифрактальных стохастических объектов и процессов, наблюдаемых в природе (см. [14]). Максимум $D(h)$ для всех спектров почти достигает величины 1, что означает сингулярность функции высот рельефа $y(x)$.

В целом, уширение спектра $D(h)$ для функций высот $y(x)$ рельефа образцов из термоядерных плазменных установок лежит в диапазоне 0,5–1,2 (табл. 1). Такое значение коэффициента мультифрактальности является типичными для стохастических объектов и процессов с сильной статистической неоднородностью, наблюдаемых в природе (см. [14, 132]).

Определение скейлинга структурных функций. Описание статистической неоднородности ФР стохастического объекта позволяет также метод структурных функций (см. [14]). Для этого анализируются структурные функции (моменты) $S_q(l)$ порядка q для разностей $\delta_l y = y(x+l) - y(x)$ на пространственном масштабе l , которые определяются как $S_q(l) = \langle |\delta_l y|^q \rangle$, статистическое усреднение $\langle \dots \rangle$ производится с весовой функцией — функцией распределения для $\delta_l y$. Характеристикой структурной функции является её скейлинг $\zeta(q)$ степенной зависимости $S_q(l) \sim l^{\zeta(q)}$. Анализ скейлинга $\zeta(q)$ позволяет описать свойство статистического самоподобия (см. [14]). Линейная зависимость $\zeta(q)$ от q свидетельствует о простейшем самоподобию структуры объекта — стати-

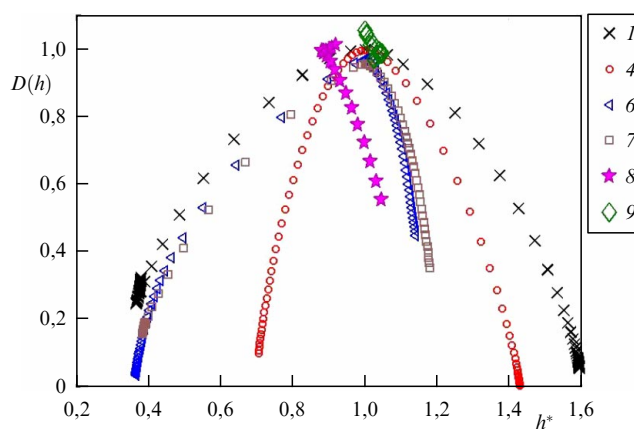


Рис. 26. Статистическое свойство стохастического рельефа экспериментальных образцов. Мультифрактальный спектр $D(h)$ в зависимости от нормированного показателя Гёльдера $h^* = 1 + (h - h_{Dmax})$ (центрированного в 1, значение в максимуме h_{Dmax}). Обозначения соответствуют номерам образцов в табл. 1.

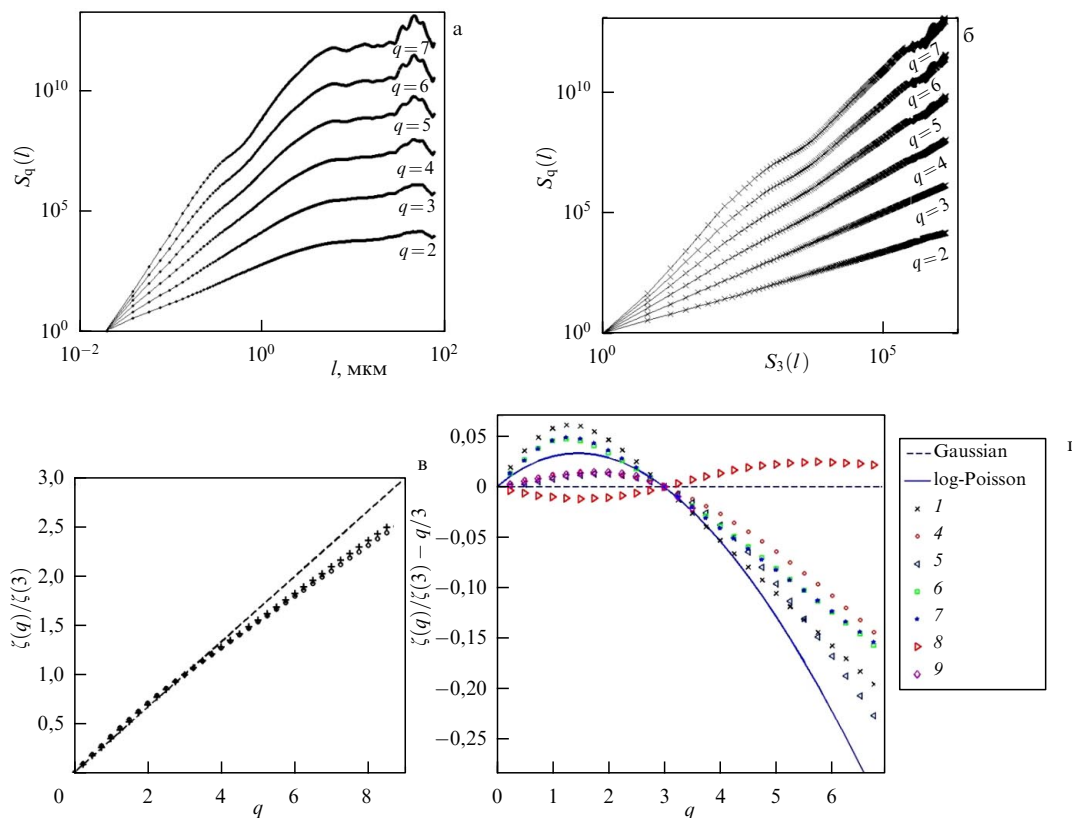


Рис. 27. Свойство обобщённой масштабной инвариантности стохастического рельефа. (а) Структурные функции (моменты функции распределения высот рельефа) порядка $q = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (снизу вверх) для профиля углерода из Т-10). (б) Свойство обобщенного самоподобия как свидетельство дальних корреляций: степенная зависимость $S_q \sim S_3^{\zeta(q)/\zeta(3)}$ структурных функций разных порядков $q = 2, 3, 4, 5, 6, 7$ (снизу вверх) от структурной функции третьего порядка наблюдается в диапазоне масштабов от 20 нм до 0,1 мм (для профиля углерода из Т-10). (в) Скейлинг структурной функции $\zeta(q)$, нормированный на скейлинг $\zeta(3)$ для $q = 3$. Наблюдается отклонение от скейлинга для монофрактального процесса (пунктир), $\times$ — для профиля образца № 3 в табл. 1, $\circ$ — для профиля образца № 4 в табл. 1. (г) Отклонение скейлинга структурной функции $\zeta(q)$, нормированного на скейлинг $\zeta(3)$, от скейлинга $q/3$ для монофрактального рельефа с гауссовской статистикой (пунктир). Для сравнения приведен скейлинг логпуассоновской каскадной модели (линия). Обозначения соответствуют номерам образцов в табл. 1.

стической однородности (например, в колмогоровской теории сильной турбулентности $\zeta(q) = q/3$ (см. [21])). Для объектов с мультифрактальной статистикой (т.е. статистически неоднородных) наблюдается нелинейная зависимость $\zeta(q)$.

Для рельефа образцов, облучённых плазмой в термоядерных установках, скейлинг $\zeta(q)$ является нелинейной функцией от q (рис. 27в). Простейшее самоподобие, т.е. наблюдение степенного закона структурных функций $S_q(l) \sim l^{\zeta(q)}$ с линейной зависимостью $\zeta(q)$, регистрируется лишь на ограниченном интервале масштабов от ~ 20 нм до ~ 1000 нм (см. зависимости $S_q(l)$ на рис. 27а). Форма скейлинга $\zeta(q)$ выпуклая, подобно, например, скейлингу логпуассоновской модели каскадного процесса (рис. 27в), что является типичным для мультифрактальных объектов и процессов, наблюдаемых в природе (см. [14]).

При анализе стохастической структуры материалов, облучённых в термоядерных установках, обнаружено свойство обобщённой масштабной инвариантности (многомасштабной инвариантности) — это свойство выражается в виде степенной зависимости структурных функций разных порядков вида $S_q \sim S_3^{\zeta(q)/\zeta(3)}$ на трёх порядках изменения масштабов вплоть до $\sim 0,1$ мм (рис. 27б), т.е. в диапазоне от наномасштабов до макромасштабов. Свойство обобщенной масштабной инвариантности свидетельствует о дальних корреляциях в

структуре — иерархической связи масштабов. Свойство обобщенной масштабной инвариантности наблюдается также в сильной турбулентности (см. [14]), что указывает на универсальность явлений стохастической кластеризации в сложных объектах со свойствами дальних корреляций.

Определение корреляционной функции. В мультифрактальной структуре корреляции между масштабами (дальние корреляции) можно описать автокорреляционной функцией $C(l, \tau)$ для приращений $\delta_\tau X(l) = X(l + \tau) - X(l)$,

$$C(l, \tau) = \langle |\delta_\tau X(l)|^2 |\delta_\tau X(0)|^2 \rangle$$

(см. [133]).

Для рельефов образцов из термоядерных установок наблюдалась степенная зависимость $C(l, \tau) \sim l^\nu$ от масштаба l (рис. 28) в диапазоне l от 0,1 мкм до 20 мкм. Отметим, что для монофрактальной структуры с гауссовой статистикой высот (т.е. простейшей аморфной структуры) наблюдалась бы экспоненциальная зависимость корреляционной функции $C(l, \tau)$ от l . Степенной закон предсказывается известными теориями мультифрактальных систем (см., например, [133]):

$$C(l, \tau) \approx C_0 \tau^2 \left(\frac{l}{L} \right)^{-4\lambda^2},$$

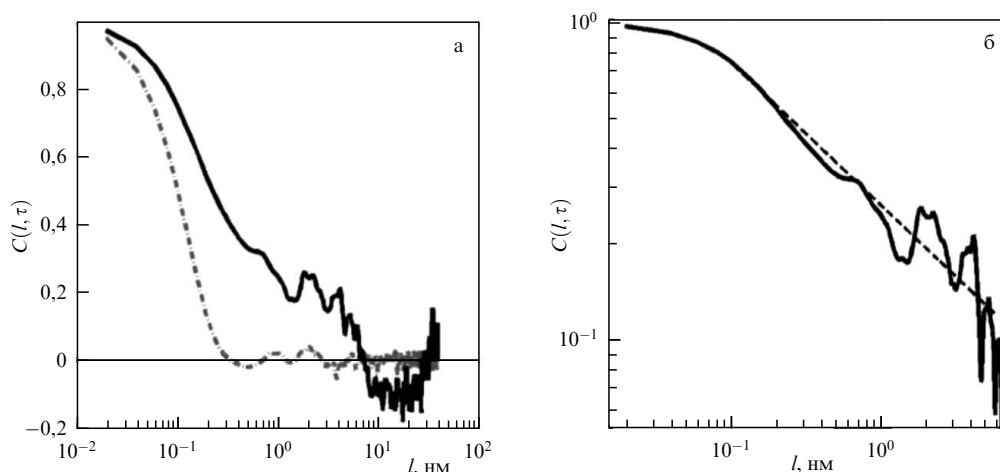


Рис. 28. Дальние корреляции в рельефе поверхности образца № 3 (табл. 1). (а) Автокорреляционная функция приращений $C(l, \tau)$ при лаге $\tau = 500$ нм (линия). Для сравнения приведен результат анализа для профиля фрактальной броуновской поверхности с показателем Хёрста $H = 0,5$ (серый пунктир). (б) Подгонка автокорреляционной функции $C(l, \tau)$ (линия) степенной функцией вида $\sim l^\nu$ (пунктир) с показателем $\nu = 0,45$.

где C_0 постоянный коэффициент, L имеет значение интегрального масштаба дальних корреляций, λ^2 — параметр мультифрактальности. Понятие "масштаба дальних корреляций" (также называемого синонимом — "интегральным масштабом дальних корреляций") связано с масштабом, который формирует дальние корреляции флуктуаций при агломерации материала на поверхности. Этот масштаб (ввиду существенного влияния турбулентности приповерхностной плазмы на агломерацию вещества) формируется энергонесущим масштабом объёмной турбулентности; следует также учитывать возможный вклад далекодействующих сил при агломерации.

Для типичных мультифрактальных объектов и процессов в природе (например, для турбулентности плазмы см. [14]) $\lambda^2 \approx 0,01 - 0,2$. В таком диапазоне находится полученный показатель степенного закона $\nu = 0,45$ для рельефа образцов из ТУ (рис. 28б).

В рамках мультифрактального подхода рассматривается интегральный масштаб L в структуре объекта, характеризующий дальние корреляции. На графике (рис. 28а) наблюдается такой масштаб дальних корреляций $L \geq 10 - 20$ мкм в рельефе облучённых в ТУ плазмой образцов.

Степенные законы, описывающие статистическую неоднородность кластеризации, следует рассматривать при описании теплофизических свойств поверхностных слоёв. Механизмы теплопереноса в материалах со стохастической структурой с иерархией гранулярности могут отличаться от явлений переноса тепла в кристаллических объектах. Следует ожидать заметное изменение теплопроводности таких материалов при их эксплуатации в лабораторных термоядерных установках, в особенности при критических нагрузках на материальные элементы первой стенки (например, эксперименты с пористым вольфрамом см. в [134]).

Пористость материалов традиционно описывается в терминах фрактальной размерности. Фрактальная размерность (размерность Минковского) рельефа поверхности образцов из ТУ была оценена методом подсчёта ячеек самоподобного рельефа (в англ. — box-counting),

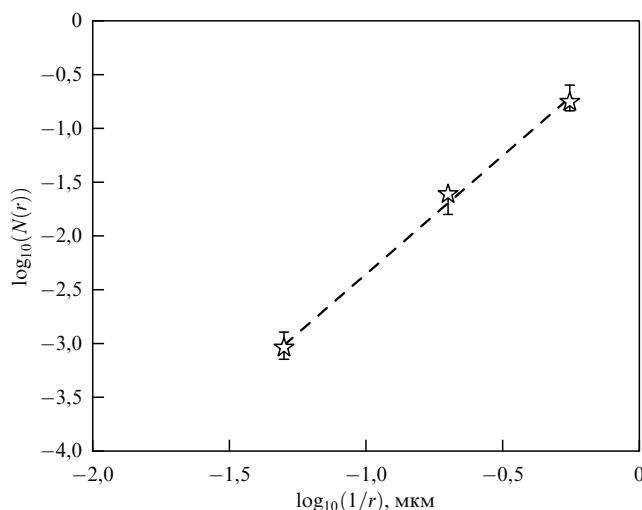


Рис. 29. Оценка фрактальной размерности методом подсчёта ячеек (box-counting) самоподобного рельефа, звёзды — углеродный материал облучённый плазмой в токамаке Т-10; пунктирная линия — подгонка функции $N(r) \sim r^{-d_f}$ с фрактальной размерностью $d_f = 2,19$.

измеряющим сложность рельефа, обрабатывались СЭМ-изображения (рис. 29, табл. 2). Фрактальная размерность находится в диапазоне от 2,05 до 2,35. Характеристики статистического самоподобия (фрактальности) рельефа могут быть различны в разных зонах плазменной установки, поскольку зависят от условий фрактального роста поверхности, включая как уровень плазменно-тепловой нагрузки на материал, так и коллективные эффекты в процессе роста структуры (возможно, универсальные) (см. обсуждение в разделе 4).

Полученные данные (индексы в табл. 1, 2, спектральные и статистические характеристики в разделе 3) следует использовать для классификации морфологии наблюдаемых стохастических структур, поскольку эти параметры описывают свойство масштабной инвариантности (дилатационные симметрии). Такое описание соответствует наиболее общему подходу классификации твёрдых тел, основанному на рассмотрении симметрий

Таблица 2. Фрактальная размерность (размерность Минковского) d_f рельефа поверхности образцов облучённых плазмой в термоядерных установках

№	Образец	Фрактальная размерность d_f
1	Титановый образец, облучённый плазмой в установке ПЛМ	2,35
2	Вольфрамовый образец, облучённый плазмой в токамаке Т-10	2,2–2,3
3	Вольфрамовый образец, облучённый плазмой в КСПУ-Т	2,19–2,3
4	Литиевый образец, облучённый плазмой в токамаке Т-10 и в последующем в плазменной установке ПЛМ	2,05
5	Карбонат лития Li_2CO_3 , облучённый плазмой в установке ПЛМ	2,45
6	Графитовый образец, облучённый плазмой в токамаке Т-10	2,19
7	Бериллиевый образец, облучённый плазмой в КСПУ-Ве	2,1

структур и процессов агломерации (см. обсуждение во Введении). В таком общем подходе симметрии наблюдаемых в ТУ стохастических структур с иерархической гранулярностью отличаются и от кристаллических симметрий (трансляционных), и от симметрий классических аморфных тел (со статистической однородностью с гауссовой статистикой). Такой подход к классификации морфологии позволит продвинуться в понимании и описании с использованием обобщенных теоретических моделей (см. Введение и раздел 5) доминирующего вклада коллективных эффектов в системе плазма – стенка в сравнении с отдельными механизмами модификации или эрозии поверхности под действием плазмы.

3.4. Сравнение с простейшей шероховатостью и морфологией поверхности под действием низкотемпературной плазмы газовых разрядов

Плазма в газовом разряде (газоразрядная плазма — ГРП) используется для практического применения, начиная с начала XX века, когда были заложены основы физики газового разряда (см., например, книги [179–185]). Число конструкций газоразрядных устройств и приборов может быть велико, что показало развитие науки и техники, создаются новые формы газового разряда для приложений. Основой газоразрядных приборов являются системы, создающие протекание электрического тока через газ (используют стационарные и переменные источники тока, в том числе высокочастотные), газовый разряд является самоподдерживающейся системой, обеспечивающей ионизационный баланс. Описание современного состояния исследований в газовых разрядах не входит в цели данного обзора, множество обзоров и книг посвящено такой теме (см., например, [186, 187]), актуальные задачи науки и технологии применения низкотемпературных плазменных разрядов суммированы, например, в обзоре [188]. Во многих приложениях газоразрядная плазма используется как инструмент теплового воздействия на материалы, обеспечивая условия для модификации поверхности твёрдого тела под влиянием высокой температуры (см., например, [189]). Также плазменные устройства применяются для осаждения и формирования плёнок (углеродных, кремниевых, металлических и других) на подложке методом стимулированного плазмой химического осаждения, см. [190], на постоянном токе [191] и в высокочастотном разряде [192], комбинированным методом плазмохимического и физического осаждения [193], с использованием ионного источника с замкнутым дрейфом электронов [194] или ионного источника на основе электронно-циклотронного резонанса [195], плазмохимический

метод осаждения с горячей нитью [196] и др. В этих применениях целью, в основном, является достижение однородности (начиная от наномасштабов) осаждённых материалов и плёнок для эффективного промышленного применения. Соответствующие исследования поэтому направлены на выявление полезных для практики режимов устройств с газоразрядной плазмой. Ниже приведём те результаты, которые относятся к формированию неоднородного профиля поверхности под действием плазмы в газовых разрядах. Поскольку темой настоящего обзора являются эффекты коллективных явлений при мощной плазменной нагрузке, обсудим результаты относящиеся к исследованию коллективных явлений в системе плазма – стенка (при взаимодействии плазмы с твёрдым телом) в приборах с газовым разрядом. Отметим, что именно коллективные явления и неравновесность плазмы газового разряда (см., например, [186, 197]), создают условия для пространственной неоднородности и самоорганизации системы, в том числе приводящие к неоднородным плазменно-тепловым нагрузкам на материалы, контактирующие с плазмой. Это свойство неоднородной и нестационарной плазменной нагрузки стало использоваться для практических применений. Проблемы самоорганизации в системе плазма – твёрдое тело обсуждались для газоразрядной плазмы в обзорах (см. [197–205]). Целью таких исследований было, в том числе, изучение генерации наноструктур, включая графен, углеродные нанотрубки и других специальных структур, под действием плазмы. Рассматривались эффекты под действием плазмы (см. в [197]), действие ионов и молекулярных радикалов, электронов (см. в [197]), зависимость от условий поверхности, примесей, электрических полей в плазме и на поверхности, самоорганизация при агломерации (см. [197, 206]). Основное внимание было уделено наноразмерным системам ввиду привлекательности задачи генерации и производства наночастиц и наноструктур. В обзорах [197, 198] критически рассматриваются уникальные особенности плазмы и физические явления в организации наноразмерных твердотельных структур в широком диапазоне элементного состава, структуры и размерности; эти эффекты открывают возможность локализации и контроля энергии и материи в наномасштабах, а также получения наночастиц с необычными свойствами. Рассмотрены эффекты самоорганизации для неравновесной плазмы в различных временных и пространственных масштабах в микрометровых и нанометровых размерах, нанотрубок, графена, наноалмазов и органических веществ. Неоднородность на пространственные масштабы мультиметрового и субмиллиметрового диапазона в таких под-

ходах и работах оставалась вне систематического анализа.

Взаимодействие плазма–стенка (взаимодействие плазма поверхность твёрдого тела (ВПП)) в газовых разрядах в некоторых свойствах отличается от условий взаимодействия в термоядерных установках. Для оценки различий следует обратить внимание на параметры, которые определяют коллективные процессы: пространственные и временные масштабы, энергосодержание (см. например, [207]). В таком подходе можно оценить особенности ВПП при сравнении низкотемпературной газоразрядной плазмы и плазмы в термоядерных установках. Ниже приводится сравнение иерархий временных и пространственных масштабов коллективных механизмов.

При обсуждении вопроса об отличии характера взаимодействия плазма–поверхность в ТУ и ГРП следует рассмотреть процессы взаимодействия между электронами и ионами/нейтральными частицами и обмен энергией между взаимодействующими частицами, типы плазменных неустойчивостей, влияющих на взаимодействие плазма–поверхность, коллективные эффекты в системе плазма–поверхность. И в ГРП, и в ТУ электронные процессы и связанная с ними передача энергии происходят на временах короче пикосекунд ($\sim 10^{-12}$ с); обмен энергией между электронами и ионами/нейтральными частицами на временах $\sim 10^{-12}$ – 10^{-8} с; атомные, молекулярные и другие процессы на поверхности и в объёме длятся более 10^{-8} с. Временные масштабы этих элементарных процессов очень чувствительны к условиям в плазме и на поверхности, зависят от множества коллективных взаимодействий. Различие коллективных эффектов в ТУ и ГРП проявляется на временных масштабах плазменных неустойчивостей и турбулентности плазмы: в ТУ многие неустойчивости и турбулентность плазмы развиваются в сильном магнитном поле, где формируются дальние корреляции и самоорганизация [14], в том числе в приповерхностной плазме. В ТУ дрейфово-диссипативные, альфвеновские и МГД неустойчивости в диапазоне от 0,1 кГц до десятков МГц формируют сильную турбулентность. В ГРП отсутствуют эффекты динамики приповерхностной плазмы, связанные с её замагниченностью (в том числе, в приборах без магнитного поля), в результате отсутствуют (либо не доминируют) связанные с магнитным полем неустойчивости, значительно влияющие на систему плазма–стенка, что и вызывает отличие свойств коллективных эффектов в ГРП и ТУ на временных масштабах от $\sim 0,1$ мкс до ~ 10 мс и более.

Газоразрядную плазму отличает от плазмы ТУ невысокая плотность плазмы. Поэтому в ГРП и ТУ в *большей степени отличаются пространственные масштабы* системы плазма–поверхность. В ТУ из-за высокой плотности плазмы взаимодействие может быть не только сильно столкновительным, но и приводить к сильно связанным и коррелированным взаимодействиям. Иерархия пространственных масштабов отличает ВПП в ТУ и ГРП. В оценке свойств ВПП следует учитывать как приповерхностную плазму, так и твёрдую поверхность, в которых имеется иерархия задействованных пространственных масштабов и большого числа физических и химических процессов, происходящих на каждом из этих масштабов. В газовых разрядах максимальный пространственный масштаб до ~ 1 м определяется типичным размером плазменных реакторов. Теплообмен

между твёрдой поверхностью и объёмом плазмы происходит на значительно меньших масштабах. Генерация и стабильность плазменного разряда определяются балансом частиц и энергии. Над поверхностью твёрдого материала (образцов и стенок, обычно металлических или из теплоустойчивого электропроводящего материала) контактирующей с плазмой образуется приповерхностный плазменный слой (в англ. — plasma sheath layer). В этом приповерхностном слое нарушается квазинейтральность плазмы, формируются самосогласованные электрические поля и токи. Формирование слоя представляет собой процесс с самоорганизацией, который экранирует плазму от электрического поля на твёрдой поверхности. Это поле возникает, когда более подвижные электроны осаждаются на поверхности гораздо быстрее, чем ионы. Электрическое поле достигает пика на поверхности и исчезает в объёме плазмы, где плазма нейтральна по заряду; в таком электрическом поле ионы движутся к поверхности и передают ей энергию. Неоднородные в пространстве электрические поля могут формировать условия для неамбиполярного переноса электронов и ионов: потоки ионов и электронов через плазменный приповерхностный слой к поверхности могут быть разнесены в пространстве, в особенности это наблюдается в ТУ. Типичные размеры (ширина — размер слоя между поверхностью и основной плазмой) приповерхностного слоя варьируются от десятков микрон в плотной плазме (для концентрации электронов плазмы $n_e \sim 10^{11}$ – 10^{12} см $^{-3}$) до ~ 1 – 2 см в плазме газового разряда низкой плотности (для концентрации электронов плазмы $n_e \sim 10^8$ – 10^9 см $^{-3}$). В реальных условиях эта ширина слоя неоднородна в пространстве над поверхностью, её структура неоднородна (например, могут формироваться двойные слои (см. [208, 209]), достигающие десятков дебаевских длин, это универсальное явление в лабораторной и астрофизической плазме), зависит от многих факторов, включая проводимость поверхности, неоднородность структуры материала начиная от нанометровых масштабов, температуру поверхности и её характеристики термоэмиссии, и другие. Ширина слоя определяется радиусом (длиной) Дебая и температурой электронов, она также может контролироваться путём приложения напряжения к поверхности и путём изменения условий разряда (например, тока разряда, давления и состава газа), которые влияют на температуру электронов T_e . Чем выше плотность плазмы, тем меньше радиус Дебая, и тем тоньше плазменный слой. Это обстоятельство и является существенным в различии условий осаждения заряженных частиц из плазмы на поверхность в ТУ и ГРП: ширина приповерхностного плазменного слоя в ТУ при $n_e \sim 10^{12}$ – 10^{13} см $^{-3}$ на 1–4 порядка меньше ширины слоя в ГРП. Кроме того в ТУ с сильным магнитным полем траектории и динамика заряженных частиц при движении из плазмы к поверхности регулируются сильным магнитным полем (ларморовский радиус электрона порядка ширины приповерхностного плазменного слоя), в плазменном приповерхностном слое в присутствии сильного магнитного поля формируются неустойчивости (например, неустойчивости Фарли–Бунемана и Релей–Тейлоровского типа (см. [35, 210])), влияющие на траектории и динамику частиц. Низкотемпературная плазма обычно слабо ионизирована, $n_n \gg n_e$, где n_n — плотность нейтральных частиц, таких как молекулы, радикалы и атомы. В термически неравновесной плазме

$T_e \gg T_i \sim T_n$, где T_e , T_i и T_n — температуры электронов, ионов и нейтральных частиц. Это объясняет, почему реакции электронного удара играют важную роль в образовании радикалов и ионов, которое происходит в объёме плазмы, внутри приповерхностного плазменного слоя и на поверхности. Образованные в плазме частицы взаимодействуют с поверхностью и приводят к процессам обмена энергией и веществом, таким как нагрев, осаждение, травление, рекомбинация и другие. Это свойство ГРП используют для генерации специальных наноструктур на масштабе менее 1 мкм, рассматривается иерархия уровней передачи энергии и вещества.

Для приложений в полупроводниковой промышленности широко используются газоразрядные устройства с плазменно-химическим осаждением из паровой фазы (метод называется PECVD), при котором наносятся на подложку тонкие плёнки материалов (наиболее интенсивно изучаются и применяются методы нанесения оксидов и нитридов кремния, аморфного кремния). В этой области исследуется структура осаждённого материала, степень неоднородности плёнок и слоёв. В основном экспериментаторы добиваются условий, уменьшающих шероховатость формируемой поверхности осаждённого материала; подробный анализ шероховатости и механизмов, приводящих к её росту на большом пространственном масштабе (субмиллиметровом) для большинства работ оставался вне зоны внимания. В [211] с помощью спектроскопической эллисометрии в реальном времени исследована эволюция шероховатости поверхности тонких плёнок аморфного кремния, сформированных методом PECVD. Для описания эволюции шероховатости использовали трёхмерное линейаризованное уравнение, включающее отрицательный член поверхностного натяжения для учёта дестабилизирующих эффектов короткодействующего притяжения и/или затенения, а также сглаживающий член, соответствующий поверхностной диффузии. Используя эту модель, получили хорошее соответствие с экспериментальными результатами наблюдения эволюции шероховатости поверхности. Результаты также показали, что поверхностная диффузия играет важную роль во время роста плёнки методом PECVD, ранние стадии зарождения островков во многом определяют последующую эволюцию шероховатости.

В [212] описан подход к исследованию роста аморфных плёнок из кремния, применялась теоретическая многомасштабная модель, основанная на самосогласованных моделях поверхностной и плазменной кинетики, включая одномерное описание плазменного приповерхностного слоя, для изучения осаждения из низкотемпературной плазмы (содержащей смесь силана, водорода и аргона) и формирования аморфной структуры кремниевых плёнок. Отмечается, что плазменно-поверхностные процессы играют значительную роль в зарождении, росте и формировании структуры тонких плёнок и структур, включая наноразмерные интерфейсы аморфного кремния. В теоретической модели описано влияние плазмы на формирование наноструктурной неоднородности, проведено сравнение с экспериментом.

В [213] описаны типичные свойства (оптические, электрические и структурные свойства для применения в тонкоплёночных солнечных элементах и полупроводниковых компонентах) осаждённых методом PECVD плёнок аморфного, полиморфного и микрокристаллического кремния. Аморфная фаза имела высоту шероховато-

сти от ~ 2 до ~ 4 нм (высоту пиков неоднородности рельефа), т.е. значительно меньше ширины приповерхностного плазменного слоя в применяемом экспериментальном устройстве ГРП. Такая высота шероховатости значительно меньше наблюдаемого размера шероховатости (достигающего нескольких десятков микрон) поверхности при кластеризации материалов в ТУ, обсуждаемой в настоящем обзоре.

Кластеризация материалов после воздействия плазмой в термоядерных установках качественно отличается от простейшей шероховатости типа броуновской поверхности и кластеризации в газоразрядной плазме, что показано на примерах сравнительных образцов [21]. Для иллюстрации качественного отличия рельефа ниже приведены результаты сравнительного анализа образцов из термоядерных плазменных установок и полученных в газоразрядной плазме (см. табл. 1) — молибдена после воздействия низкотемпературной плазмы в магнетронном разряде [17, 21]. Также исследовалась шероховатая поверхность промышленной стальной отливки после отверждения из расплава, поверхность слоёв хрома, полученная методом термического осаждения испаренного материала на полированной пластине из поликора [17, 21] для сравнительной демонстрации типичного отличия.

Поверхность молибдена с шероховатостью (рис. 30а), получена после длительного воздействия магнетронного плазменного разряда [135]; анализировалась зона с максимальной шероховатостью на границе действия плазмы. Свойства поверхности и осаждения материалов на поверхность в магнетронном разряде рассматриваются в обзоре [136]. Другим типичным примером является шероховатость, формируемая при отверждении расплавов, общие характеристики шероховатости поверхности таких отливок регламентируются промышленными стандартами (см., например, [137]). На рисунке 30б приведён пример профиля высот стальной отливки (конструкционной нелегированной стали) с необработанной шероховатой поверхностью, которая сформирована после отверждения в литейной форме. На рисунке 31 приведён пример поверхности плёнки хрома на поликоре, полученной методом термического переосаждения, это осаждение материала на поверхность из объёма, т.е. при отсутствии плазмы в процессе формирования. В таких сравнительных образцах стохастическая поверхность (шероховатость) формируется преимущественно при доминирующем влиянии лишь одного механизма из нижеперечисленных: баллистическое осаждение продуктов эрозии на поверхность из низкотемпературной плазмы (для молибдена), плавление — отверждение (для стальной отливки), осаждение из объёма без плазмы (для хрома).

Спектральные характеристики. В отличие от образцов из плазменных термоядерных установок для сравнительных образцов типичные фурье-спектры $S(k) \sim k^p$ профилей рельефа поверхностей характеризуется показателем p в диапазоне от $-1,97$ до $-2,2$ (рис. 32, табл. 1). Это отличие можно рассматривать в рамках кинетического подхода, предсказывающего различие спектров (3) для различных свойств самоподобия ядра (2), описывающего агломерацию.

Статистические свойства высот шероховатости сравнительных образцов также отличаются от образцов из плазменных термоядерных установок: на рис. 33, 34 приведены функции распределения высот рельефа сравнительных образцов. Эти функции распределения (как вы-

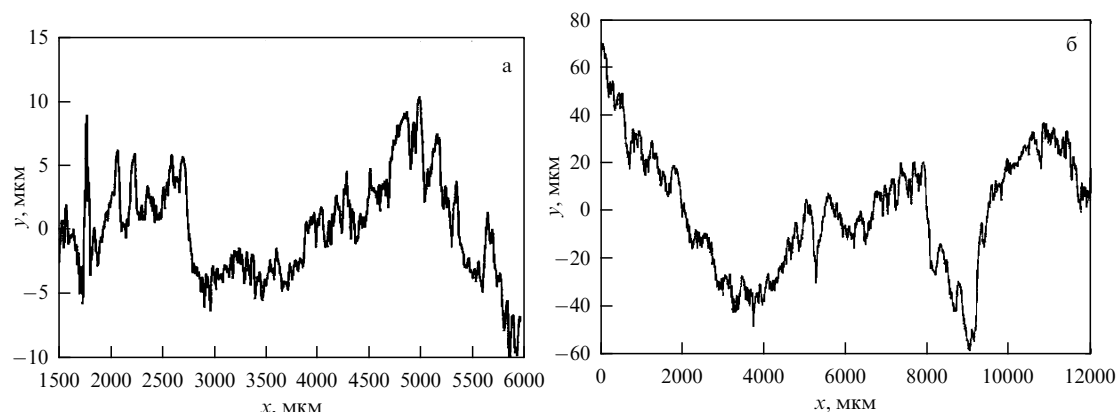


Рис. 30. Рельеф поверхности образцов с простейшей шероховатостью: (а) профиль шероховатости образца Мо после экспонирования в магнетронном разряде № 8 в табл. 1; (б) профиль шероховатости промышленной стальной отливки № 9 в табл. 1.

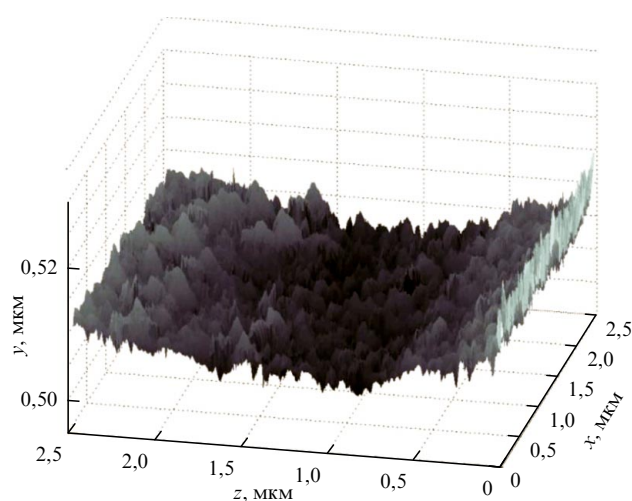


Рис. 31. Поверхность плёнки хрома на поликре, полученной методом термического переосаждения в неплазменной установке. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа.

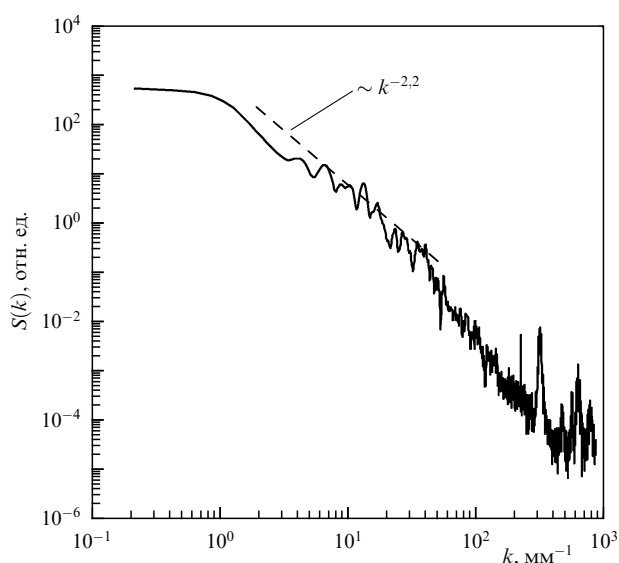


Рис. 32. Фурье-спектр стохастического рельефа поверхности молибдена на рис. 30а, образец № 8 в табл. 1.

сот, так и приращений высот рельефа) близки к гауссовой функции, что свидетельствует о простейших статистиче-

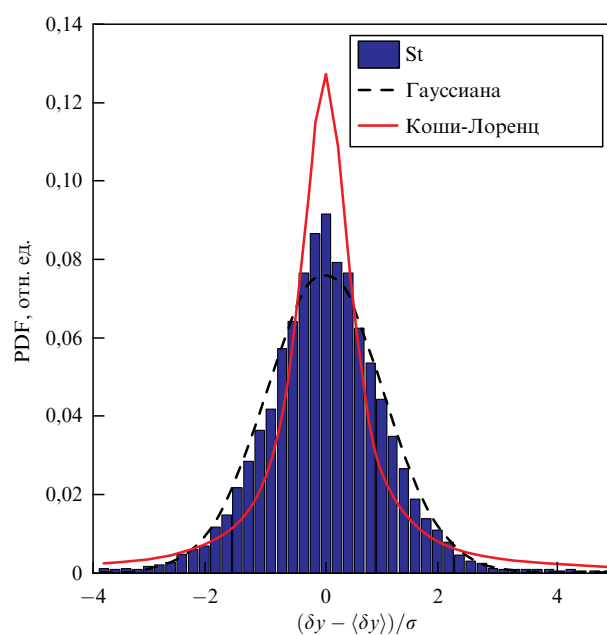


Рис. 33. Функция распределения высот рельефа образцов для приращений высот поверхности $\delta y = y(x+l) - y(x)$, $l = 0,5$ мкм, для высот профиля стали, образец № 9 в табл. 1. По оси абсцисс — величина, нормированная на величину своего стандартного отклонения σ ; для сравнения приведены гауссовское распределение (пунктир) и закон Коши – Лоренца (линия).

ских свойствах кластеризации. Гауссова форма функции распределения высот рельефа типично наблюдается для других объектов с простейшей шероховатостью, наблюдаемых в природе (см. [53, 125]).

Рельеф сравнительных образцов характеризуется спектром $D(h)$ с малым уширением 0,2–0,3 (см. табл. 1) и спектром $\zeta(q)$, близким к линейному закону для шероховатости с простейшим самоподобием [21]. Эти наблюдения свидетельствуют об отсутствии или незначительной статистической неоднородности шероховатости, сформированной в условиях отличных от условий в плазменных термоядерных установках.

Для обсуждения вклада механизмов образований фрактальной (самоподобной) структуры на поверхности при агломерации частиц после действия плазмы следует рассмотреть условия эволюции и динамики частиц и кластеров, образующихся при возбуждении материала поверхности, и процессов, в том числе в разреженном

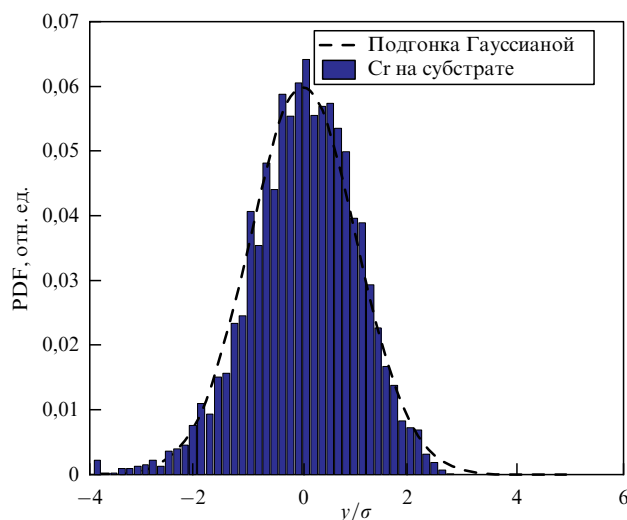


Рис. 34. Функция распределения плотности вероятности для высот плёнки хрома осаждённой на металле (рис. 31). (Высота y нормированная на величину своего стандартного отклонения σ). Линия — аппроксимация распределением Гаусса.

газе над поверхностью. Известные явления формирования неоднородных агломератов в природных системах, например, кораллов (см. [53]) и сталактитов [214], представляют примеры для включения в классификацию морфологии самоподобных поверхностей, сформированных различными механизмами. То есть в классификации морфологии твёрдых агломератов следует представить твердотельные структуры, формирующиеся и под действием плазмы, и под действием автономных процессов агломерации материалов при релаксации нагретых кластеров, расплавленных слоёв, жидких капель, включая нелинейные процессы с механизмами типа неустойчивости Маллинза–Секерки [64]. Таким образом, особенности, связанные с воздействием термоядерной плазмой при формировании поверхностных структур, могут быть включены в обобщённую классификацию морфологии. Следует учесть, что в ТУ при импульсном мощном воздействии плазмы поверхность может испаряться и над ней образуются кластеры или малые частицы в твёрдом состоянии, и их осаждение на поверхность ведёт к образованию фрактальной структуры над поверхностью. При условии, что такие структуры в последующем не нагреваются до плавления, они будут сохраняться, такие условия наблюдаются в ТУ [16–22].

Можно предложить подход к классификации самоподобной структуры на основе основных доминирующих механизмов кластеризации и агломерации на поверхности как при действии плазмы, так и в период релаксации после плазменного облучения:

(1) агломерация из крупномасштабных кластеров, капель, жидких слоёв в условиях сильного перегрева и/или оплавления поверхности, рост крупномасштабных структур и их эволюция при релаксации поверхности и в объёме;

(2) кластеризация при действии газоразрядной плазмы с баллистическим осаждением частиц через широкий приповерхностный плазменный слой;

(3) кластеризация при мощной плазменной нагрузке в ТУ при осаждении через тонкий приповерхностный плазменный слой под значительным влиянием турбулентной

плазмы и электромагнитных полей с эффектами дальних корреляций. Синергетические эффекты и многомасштабность влияют на агломерацию во всех этих процессах, значимые отличия в них — пространственные и временные масштабы, в том числе определяющие корреляционные свойства, обсуждённые выше в п. 3.4, и энергетические состояния участвующих частиц и кластеров. Это обуславливает описание такого многомасштабного процесса нелинейными уравнениями типа КПЖ (см. выше), которые имеют автомодельные решения; в таком подходе можно учесть процессы перемещения и динамики частично расплавленного материала, капель и кластеров по поверхности и в объёме над поверхностью. При рассмотрении результирующей морфологии следует учитывать пространственные масштабы вовлечённых в агломерацию механизмов, поэтому различие ширины приповерхностного плазменного слоя в ГРП и ТУ качественно влияет на формообразование — это показано в [17, 18] при модельном рассмотрении диффузно-ограниченной агрегации [61] (см. ниже раздел 5).

Энергетические состояния участвующих в агломерации атомов, заряженных частиц, кластеров, капель могут изменяться в результате взаимодействия со средой. Формирование твёрдых структур на поверхности (начиная от наномасштаба до макромасштабов) обычно происходит посредством последовательности событий, начинающихся с осаждения строительных блоков, их перераспределения, кластеризации, за которым следуют рост, формирование структуры и релаксация. Поверхностная энергия неоднородной поверхности выше по сравнению с гладкой поверхностью, что указывает на неравновесное состояние системы. Поэтому система будет пытаться задействовать какой-либо механизм для снижения своей поверхностной энергии. Этот механизм обусловлен неравномерностью плотности атомов (возбуждённых подвижных атомов) на поверхности и создает кинетическую силу, которая заставляет эти атомы самоорганизовываться в более компактные кластеры, тем самым минимизируя поверхностную энергию. Следовательно, агломерация (начиная с наномасштабов) является энергетически выгодным процессом и определяется термодинамическими и кинетическими факторами. Временная динамика осаждения, перераспределения и релаксации становится критически важной для формирования наноструктур и микроструктур. Поверхностная диффузия является эффективным кинетическим путём самоорганизации твёрдых структур (в особенности наноструктур, см. [197]).

4. Влияние приповерхностной плазмы на микро- и наноструктуру материала

4.1 Особенности роста самоподобных структур под влиянием турбулентной плазмы

Свойства приповерхностной плазмы, включая параметры энергосодержания потока на поверхность и коллективные эффекты в динамике агломерирующих частиц, должны рассматриваться при анализе стохастической кластеризации поверхности материала [138]. В терминах энергосодержания нагрузки на материал ранее традиционно обсуждалась важность параметров пристеночной плазмы, таких как плотность примесных ионов и молекулярных радикалов, температуры электро-

нов и ионов, других характеристик, обеспечивающих интенсивность роста поверхности (см. [16, 17]). Недавние исследования (см. [21, 138]) показали, что к значимым свойствам относятся также свойства колебаний плотности (концентрации) плазмы и электрических полей, генерируемых сильной турбулентностью пристеночной плазмы [14]. На формообразование поверхности значительное влияние оказывают свойства турбулентности пристеночной плазмы вблизи поверхности, а именно, статистика плазменной турбулентности (т.е. особый характер флуктуаций), регулирующая динамику осаждаемых частиц и кластеризацию материала на поверхности. Динамика осаждённых и агломерированных частиц на поверхности регулируется силами над поверхностью (преимущественно — электрическими полями), которые обычно нестационарны во времени и неоднородны в пространстве. Рассмотрение особенностей такой динамики позволяет анализировать эволюцию морфологии поверхности под действием плазмы. Турбулентная динамика частиц в процессе осаждения из плазмы на поверхность определяет фрактальный рост поверхности и стохастическую кластеризацию поверхности материала. Колебания электрического поля в плазме над поверхностью влияют также на динамику агрегированных кластеров на поверхности. Напомним, что статистическое самоподобие динамики агрегатов является существенным атрибутом роста поверхности (см. Введение).

В термоядерных установках пристеночная плазма находится в сильном турбулентном состоянии (см. обзоры [14, 15]). В пристеночной плазме (краевой зоне плазменного разряда) неустойчивости дрейфовых волн вызывают интенсивные флуктуации плотности плазмы и электрических полей. Заряженные частицы (электроны, ионы рабочего газа и примесей, молекулярные радикалы и заряженные кластеры) движутся вблизи поверхности и по поверхности материала в турбулентных электрических полях и под действием флуктуирующих сил давления, создаваемых плазменной турбулентностью. Предполагается универсальность свойств сильной турбулентности на границе замагниченной плазмы (см. [14]), таких как многомасштабность, супердиффузия, дальний порядок корреляций, рассматриваемых в проблеме турбулентных погранслоёв. Частотный диапазон турбулентности лежит в диапазоне от ~ 1 до ~ 1000 кГц, волновых векторов k от $\sim 0,1$ см $^{-1}$ до ~ 5 см $^{-1}$, значение $k\rho_i \sim \sim 0,01 - 0,1$ [14, 15] для типичных значений ρ_i ионного гирорадиуса. Заряженные частицы движутся в турбулентных вихрях со скоростью в диапазоне от $\sim 0,1$ до ~ 1 км с $^{-1}$ и более. Типичная амплитуда электрического поля в приповерхностной плазме (периферийной зоне плазменного разряда) находится в диапазоне от ~ 1 до ~ 50 В см $^{-1}$, в тонком слое над поверхностью (размер такого слоя порядка дебаевского радиуса, где нарушается квазинейтральность) электрическое поле может достигать крайне высоких значений $\sim 1 - 10$ МВ м $^{-1}$ и более. Свойства турбулентности пристеночной плазмы, такие как перемежаемость, негауссовская статистика, многомасштабность и мультифрактальность, аномальный турбулентный перенос и супердиффузия, обычно наблюдаются в термоядерных установках (см. обзоры [14, 15]). Свойства перемежаемости и самоподобия ответственны за эффекты памяти и дальние корреляции в пространстве и времени, приводящие к аномальному переносу частиц, тепла и импульса из плазмы на поверхность. Флуктуи-

рующие электрические поля, создаваемые турбулентной плазмой, действуют на заряженные частицы в осаждаемом потоке на поверхность, а также на движение агломерирующих частиц по поверхности (движение частиц по поверхности обусловлено несколькими механизмами — диффузией возбуждённых атомов и кластеров по поверхности, состоянием локального расплава и пр.). Динамика частиц в такой сложной системе плазма — стенка не описывается классическими моделями диффузии. Под действием турбулентности частицы плазмы над поверхностью могут быть вовлечены в стохастическую крупномасштабную динамику, известную как супердиффузия или процесс типа Леви с преобладающими "полётами" [14]. Это означает, что динамика ионов и кластеров над поверхностью и на поверхности отклоняется от нормальной диффузии (обычного броуновского движения), что влияет на процесс агломерации на поверхности.

Для описания динамики частиц плазмы привлекаются методы анализа статистических свойств турбулентности плазмы в термоядерных установках. Для этого обычно используются экспериментальные данные — временные сигналы, полученные с помощью зондов Ленгмюра (электрических зондов). Измеренные параметры нестационарности плотности плазмы, электрических полей и потоков частиц плазмы используются для описания дрейфово-волновой турбулентности, определяющей динамику пристеночной плазмы. Типичные экспериментально измеренные сигналы концентрации турбулентной пристеночной плазмы в термоядерных установках с различной магнитной конфигурацией — токамаке, плазменном ускорителе, плазменной установке со стационарным плазменным разрядом имеют перемежаемый характер (сигналы с неперiodическими спорадическими всплесками интенсивности, рис. 35), что является типичным свойством флуктуаций плотности плазмы и электрических полей в пристеночной зоне термоядерных установок (см. обзоры [14, 15]), фурье-спектры плотности турбулентной плазмы (связанной с турбулентными потоками), как правило, имеют форму затухания с показателем степенного закона в диапазоне от $-2,6$ до -3 и менее (см. примеры на рис. 36). Такая степенная зависимость совпадает с зависимостью фурье-спектров (ср. с рис. 22) высот рельефа поверхности в результате её роста при

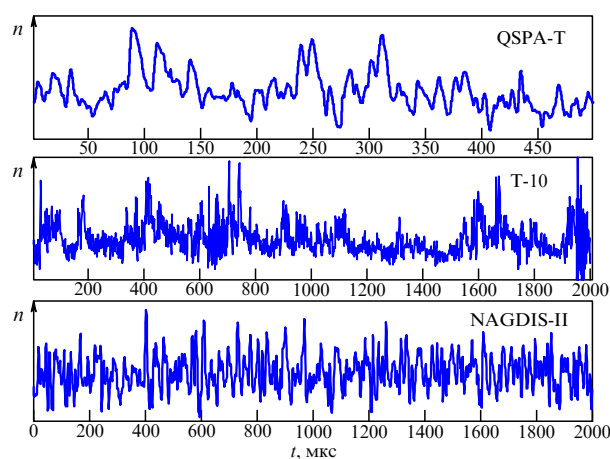


Рис. 35. Сигналы флуктуаций концентрации плазмы в пристеночной зоне термоядерных плазменных установок КСПУ-Т (QSPA-T), токамака T-10, NAGDIS-II.

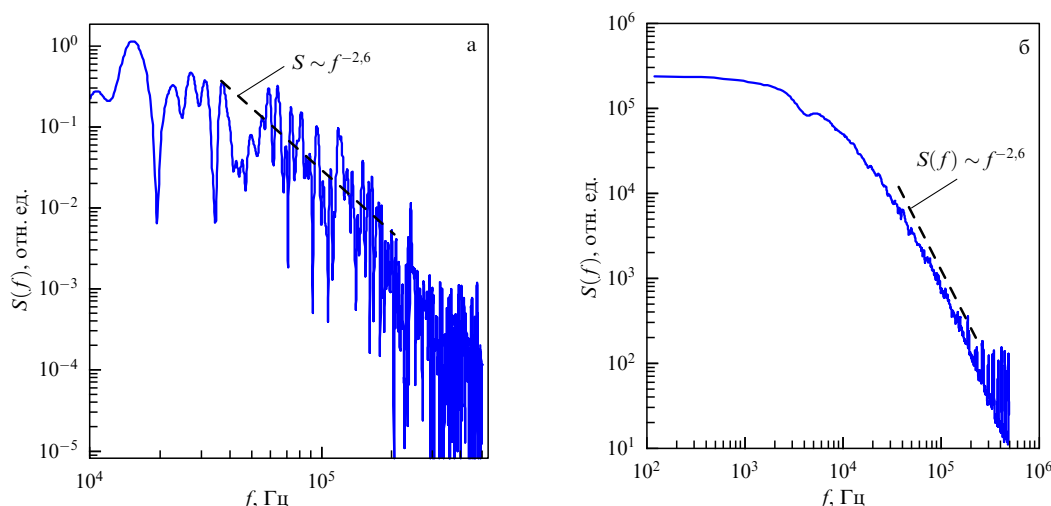


Рис. 36. Фурье-спектр $S(f) \sim |n(f)|^2$ флуктуаций концентрации плазмы: (а) в плазменной установке КСПУ-Т, (б) в пристеночной плазме токамака Т-10.

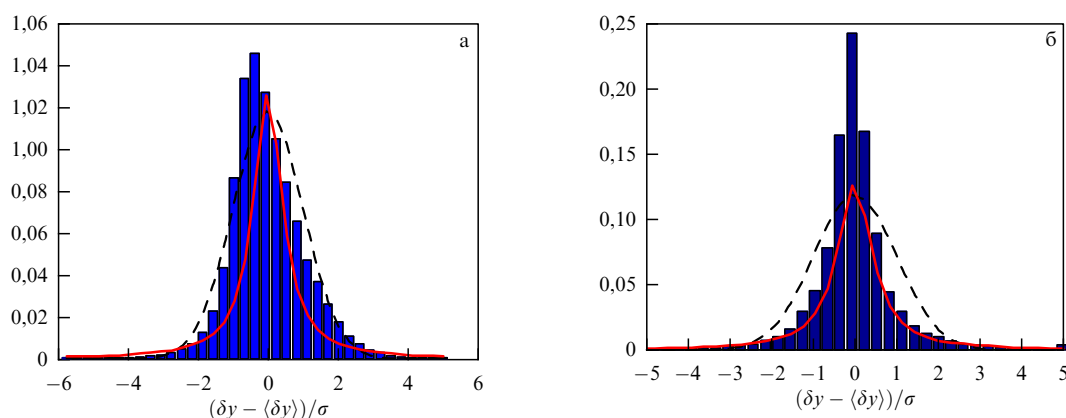


Рис. 37. Функция распределения амплитуд флуктуаций концентрации плазмы (синий) (а) в плазменной установке КСПУ-Т и (б) в токамаке Т-10. Для сравнения показаны функции распределения — гауссовский закон (пунктирная линия) и закон Коши — Лоренца (пунктирная линия).

воздействии плазмы (см. раздел 3.1 и табл. 1), что демонстрирует взаимосвязь процессов.

Турбулентность пристеночной плазмы характеризуется статистической неоднородностью флуктуаций пристеночных параметров плазмы: функция распределения амплитуд флуктуаций (см. пример на рис. 37), не описывается гауссовым законом, т.е. законом для нормального броуновского процесса. Экспериментальные результаты показали (см. [14, 15]), что флуктуации плазмы в термоядерных установках с различной магнитной топологией обладают мультифрактальной статистикой, т.е. значительной статистической неоднородностью. Исследованные скейлинги турбулентности в многочисленных экспериментах [14] указывают на универсальные свойства статистики и масштабной инвариантности турбулентности пристеночной плазмы. В качестве меры самоподобия и масштабной зависимости использовались индексы Хёрста и мультифрактального спектра, оцениваемые методом вейвлетов (см. [14]). Показатель Хёрста для турбулентности пристеночной плазмы находится в диапазоне от $\sim 0,6$ до $\sim 0,8$ [14, 15, 138], наблюдается тенденция его увеличения по направлению к стенке. Такое значение показателя Хёрста более $1/2$ соответствует супердиффузии и является типичным для турбулентных потоков с перемежаемостью в плазме.

Показатель Хёрста использовался для сравнительного анализа статистических свойств плазменной турбулентности и сформированных стохастических структур на поверхности с целью демонстрации влияния турбулентности на процесс роста стохастической поверхности [17, 18, 138]. Такой подход применялся при анализе рельефа осаждённых слоёв и плёнок на материалах, обращённых к плазме в токамаке Т-10 [17] и плазменной установке NAGDIS-II [16], где наблюдалось соответствие измеренного показателя Хёрста для турбулентной пристеночной плазмы и стохастической структуры осаждённых из плазмы углеродных плёнок, в том числе в форме "цветная капуста" (рис. 38, 39). В плазменной установке NAGDIS-II особенностью наблюдений была различная форма стохастических структур на торцевой графитовой пластине, на которую опирался цилиндрический плазменный столб разряда. Свойство перемежаемости турбулентных сигналов имеет пространственную зависимость, что характеризуется изменением индекса масштабной инвариантности — показателя Хёрста. Такая корреляция рассматривается в оценке доминирующего влияния статистики плазмы на фрактальный рост стохастической поверхности в процессе эрозии и пересадения материала под действием плазмы.

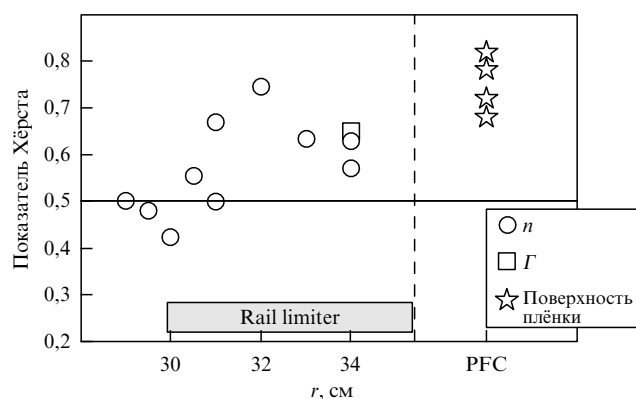


Рис. 38. Показатель Хёрста H для плазмы и рельефа осадённых плёнок в токамаке T-10: радиальный профиль H в плазме для плотности n_e (круги) и потока поперек магнитного поля Γ (квадраты); H для осадённых плёнок на материалах (звёзды), обращённых к плазме в токамаке T-10. Для сравнения показана линия $H = 0,5$, что соответствует броуновскому процессу.

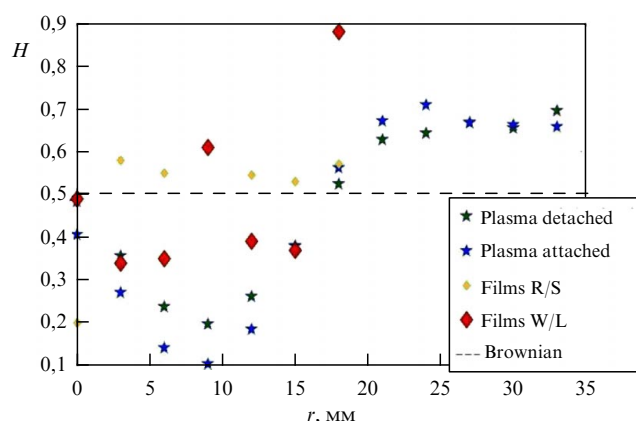


Рис. 39. Показатель Хёрста H для рельефа поверхности обращённой к плазме (ромбы) и плазменной турбулентности (звёзды) в установке NAGDIS-II в различных плазменных режимах для расстояния r от центра разряда. Пунктир — значение $H = 1/2$ для броуновской стохастической поверхности.

Статистические характеристики, в том числе статистическая неоднородность, пристеночной турбулентности совпадают с параметрами статистики высот поверхности (например, ср. рис. 37 с рис. 24) в результате её роста при воздействии плазмы (см. раздел 3.1 и табл. 1). Таким образом, количественное совпадение характеристик фурье-спектров и статистических свойств приповерхностной плазмы и рельефа поверхности свидетельствует о влиянии турбулентности пристеночной плазмы в термоядерных установках на процесс стохастической кластеризации поверхности. Теоретическое рассмотрение проблемы роста поверхности в интерфейсных слоях (см., например, [16, 17]) связывает доминирующее влияние на формирование поверхности (например, форму типа "цветная капуста", см. рис. 9) свойства турбулентности с негауссовой статистикой (см., например, рис. 37). Такой аргумент использован при сравнительном исследовании различных поверхностей, включая поверхности, облучённые низкотемпературной плазмой в магнетронном разряде, например, молибдена [138]. Несмотря на плазменную турбулентность, возникающую в магнетронных разрядах, её свойства, вероятно, не являются доминирующими в росте поверхности и не могут

привести к интенсивному самоподобному росту структуры (например, типа формы цветной капусты) на поверхности тугоплавкого металла. Основное различие между взаимодействием плазмы с поверхностью в термоядерной установке и в стандартном магнетронном разряде заключается в величине масштабов корреляции, динамике осаждения частиц на поверхность (баллистическое осаждение в магнетроне и супердиффузия в термоядерной установке), а также в величине тепловой нагрузки на поверхности материала. Нестабильности пристеночной плазмы магнетронного разряда в основном возникают в диапазоне мегагерцевых частот, в отличие от диапазона сотен килогерц флуктуаций пристеночной плазмы в термоядерных установках; также поперечные и продольные скорости осаждаемых на поверхность частиц существенно различаются. Таким образом, пространственные и временные масштабы динамики агрегирующих частиц и кластеров на поверхности в термоядерных установках отличаются от масштабов стандартного магнетронного разряда, а также от установок с низкотемпературной плазмой без магнитного поля. Исключительной особенностью поверхности, облучаемой горячей плазмой в термоядерных установках, является то, что кластеризация может происходить под сильным воздействием электрического поля и сил, вызываемых пристеночной турбулентной плазмой с высокой концентрацией.

При анализе роста поверхности следует также учитывать, что существует несколько процессов, которые одновременно влияют на взаимодействие плазма – стенка в термоядерных установках, включая нестабильность роста поверхности, конкурирующую с процессами релаксации на больших пространственных и временных масштабах (изменяющихся на несколько порядков величин). Согласно теоретическим рассуждениям (см., например, [43]) такое условие является благоприятным для самоподобного роста поверхности. Напротив, доминирование одного интенсивного процесса значительно подавляет механизм, формирующий свойство неоднородности поверхности, что может наблюдаться, например, в стандартном магнетронном разряде и других плазменных системах с низкотемпературной плазмой. При осаждении на поверхность в магнетронном разряде частицы через приповерхностный слой проходят по баллистическим траекториям, масштаб такого слоя достигает сотен микрон. Этот масштаб намного больше по сравнению с размером приповерхностного слоя в несколько микрон в термоядерных установках, где частицы могут достигать поверхности по случайным траекториям, на которые влияет дальний порядок корреляции масштабом в несколько миллиметров (см. [14, 139]). Все такие отличительные особенности взаимодействия плазма – стенка оказывают влияние на рост поверхности, что в стандартном магнетронном разряде, например, приводит к морфологии, близкой к броуновской поверхности, а в плазменных термоядерных установках турбулентная плазма влияет на формирование стохастического рельефа поверхности с иерархической самоподобной структурой (см. раздел 2.2).

4.2. Синергетические эффекты

Уникальность условий взаимодействия плазма – стенка при высокой плазменно-тепловой нагрузке в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы

(токамаках, линейных установках и других) состоит в том, что многие элементарные процессы могут действовать одновременно. В результате, на эволюцию структуры поверхности и её физико-химические свойства влияет совокупный интегральный эффект многих процессов. Это приводит к синергетическим эффектам: следует ожидать универсальных закономерностей эволюции структуры материала под действием плазмы.

В процессе фрактального роста поверхности при осаждении эродированного материала и эволюции под действием электрических полей и сил давления, генерируемых приповерхностной плазмой, необходимо рассматривать значительную роль наноразмерных частиц и структур. Стохастической кластеризации поверхности участвуют дендритные наноструктуры, сформированные в результате роста нанокластеров и нанокристаллов на основе агрегации. Недавние экспериментальные исследования (см. например [140]), показали, что стохастическое слияние или осаждение частиц может играть важную роль в росте нанокластеров и нанокристаллов. При росте нанокристаллов путём агрегации достигается снижение поверхностной энергии, что обеспечивает термодинамическую движущую силу для слияния частиц и кластеров. Такой процесс может происходить как в объёме над поверхностью, так и на поверхности. При стохастическом движении агломерируемых наночастиц и нанокластеров процесс роста дендритов находится под влиянием диффузии, что, в результате, приводит к анизотропному росту. При этом морфология будет зависеть от типа стохастического движения, его статистических свойств. В простейшем случае броуновской диффузии объединение наночастиц в крупные кластеры будет приводить к росту дендритных структур, в том числе, с участием затравочных наночастиц. Такие синергетические эффекты при взаимодействии плазма–стенка могут проявляться преимущественно при длительном плазменном облучении материалов. В результате на больших масштабах структура материалов отличается от классических кристаллов, формируется неоднородная, пористая поверхность. Значительные изменения физико-химических свойств высокопористой поверхности (в сравнении с гладкой) приводят к изменению параметров взаимодействия плазма–стенка. В результате такого процесса в системе плазма–стенка может установиться самосогласованное равновесие.

Такое состояние системы плазма–стенка (самосогласованное равновесие) во многом влияет на параметры глобального удержания плазмы в магнитной ловушке. Эксперименты в современных крупных токамаках с длительным удержанием плазмы (см. данные экспериментов на токамаках EAST [141], KSTAR [142]) указывают на значительное (если не доминирующее) влияние характеристик взаимодействия плазма–стенка на условия удержания и достижения высоких параметров плазмы. Проведенный обобщающий анализ предыдущих экспериментов на токамаках разных размеров [143] показал зависимость длительности разряда в токамаке от вводимой мощности. При этом выявлена эмпирическая закономерность — существование верхнего предела для усреднённой тепловой нагрузки на первую стенку токамака. Величина отношения P_H/S (P_H — мощность нагрева плазмы или мощность её полных тепловых потерь в стационаре, S — площадь первой стенки, обращённой к плазме) для многих токамаков $\approx 0,2 \text{ МВт м}^{-2}$ и

лишь в рекордных разрядах не превышает $0,4 \text{ МВт м}^{-2}$. При этом отмечается уменьшение длительности стабильного разряда плазмы от вводимой мощности нагрева плазмы. В этой зависимости находятся данные, полученные не только в экспериментах на токамаках, но и стеллараторах. Механизмы, влияющие на предел длительности разряда, в экспериментах не исследованы. Рассмотрено несколько механизмов, ограничивающих длительность разряда, включая влияние плёнок и слоёв, сформированных из материалов эрозии на поверхности внутрикамерных компонентов в токамаке. При достижении критической толщины таких плёнок (в процессе их роста — осаждения со временем) происходит их разрушение, и материал плёнок, а также накопленный в них рабочий газ, проникает в плазму и ведёт к срыву (прерыванию) разряда в токамаке. Пленки также могут формировать условия для инициации дуговых процессов. Данная гипотеза соотносится с экспериментальным наблюдением большого количества пористых плёнок и пылевых частиц в камере токамаков и других термоядерных установок после длительной эксплуатации. Кроме этого, модификации структуры поверхности материала стенки приводят к изменениям теплопроводности и условий плавления, рекристаллизации, связанному с этим изменению баланса токов (эффектов неамбипольности) из плазмы на стенку и влияния этих эффектов на устойчивость и стабильность разряда. Коллективные эффекты процессов эрозии, включая физическое и химическое распыление, переосаждение, растрескивание материала, повреждения высокоэнергичными частицами из плазмы, в течение длительной плазменной нагрузки приводят к значительным изменениям макро- и микроструктуры. Новое состояние материальной стенки определяет теплоперенос из плазмы на стенку и создает новые условия взаимовлияния стенки и плазмы, отличные от первоначальных условий взаимодействия с гладкой стенкой.

Такие коллективные эффекты взаимовлияния нескольких процессов в системе плазма–стенка наблюдались в линейных плазменных установках с длительным удержанием плазмы. Взаимовлияние состояния поверхности и пристеночного плазменного слоя исследовано на установке Pilot-PSI [144]. При теоретическом рассмотрении динамики рельефа поверхности под влиянием плазмы можно анализировать проблему, используя уравнение Кардара – Паризи – Жанга (см. Введение), описывающего эволюцию высот поверхности при падающем потоке на поверхность из объёма. Уравнение КПЖ [58] — 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. На этом пути перспективной представляется модель КПЖ с накачкой конечной длины корреляции, известная как турбулентность в уравнении Бюргерса, в этой модели рассматриваются решения с "тяжёлыми хвостами" [215–217]. Решения с "тяжёлыми хвостами" рассматриваются также и в классической модели КПЖ с короткокоррелированной накачкой [177, 178, 218]. Эти модели могут рассматриваться для обоснования подходов к интерпретации полученных результатов.

В рамках анализа автомодельности решений уравнения КПЖ для практических целей описания динамики осаждённого слоя и оценки максимальной толщины

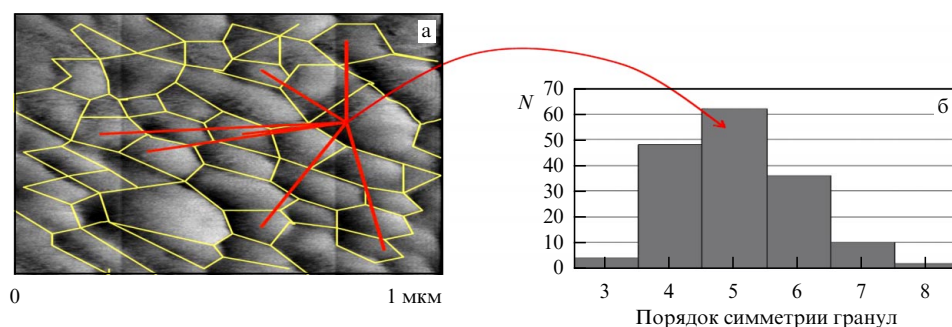


Рис. 40. Гранулярность с различной симметрией, углеродная поверхность сформированная под действием плазмы в токамаке Т-10. (а) Фотография СЭМ, наличие гранул разной формы: треугольные, прямоугольные, пятиугольные и шестиугольные гранулы в плоскости поверхности. Гранулы разграничены по методу Вороного — по числу гранул ближайшего окружения. (б) Гистограмма числа гранул разной формы (симметрии) имеет максимум для симметрии пятого порядка.

неоднородного рельефа (шероховатости) в ТУ можно использовать показатели самоподобия (показатель Хёрста, табл. 1).

Симметрия пятого порядка в гранулярности пересажённых плёнок (слоёв) в ТУ. Некоторые структурные свойства неоднородных слоёв и плёнок сформированных плазмой в ТУ (см. раздел 2.1.) схожи со свойствами структуры квазикристаллов (см. [17, 18]). Как известно, в отличие от аморфных тел, рентгенограмма квазикристалла содержит характерные для регулярного кристалла брэгговские пики, но при этом квазикристалл обладает осью симметрии пятого порядка, что несовместно с трансляционной инвариантностью кристалла. Согласно известной теореме кристаллографии, в классическом кристалле оси симметрии пятого и выше шестого порядка запрещены, так как невозможно обеспечить трансляционную симметрию при использовании структурных элементов, имеющих такие оси симметрии. Например, нельзя всюду плотно вымостить плоскость с использованием только правильных пятиугольников. Вместе с тем были предложены математические модели для формирования сложной структуры с симметрией пятого порядка, она объясняет структуру квазикристаллов. Например, был предложен узор Пенроуза (паркет повторяющихся нескольких различных элементов) с ориентационным порядком, но истинного трансляционного дальнего порядка нет (хотя есть приближительная периодичность вдоль некоторых направлений). В такой проблеме рассматриваются так называемые приближенные симметрии. Квазикристалл может состоять из периодически повторяющихся плоскостей, каждая из которых имеет ось пятого порядка. Физическая причина возникновения квазикристаллических структур (см. [56]) в несовместимости двух тенденций: на микроуровне законы кристаллохимии требуют икосаэдрического либо пятиугольного ближнего порядка в упаковке атомов и поэтому навязывают среде выделенные оси пятого порядка в направлении химических связей, что противоречит тенденции к установлению трансляционного дальнего порядка. Так, системы с симметрией пятого порядка примыкают к семействам кристаллографических точечных групп, объединяемых семью предельными фигурами Кюри. Обнаружение новых принципов упаковки атомов в твёрдых телах требует более детального группового рассмотрения модели, а именно, учёт не только трансляционных симметрий, но и дилатационных групп (масштабной инвариантности), ответственных за иерархиче-

скую гранулярность (фрактальность). Эти аргументы необходимо учитывать при анализе структуры слоёв и плёнок из ТУ, в которых обнаружены структурные гранулы пятиугольной формы [18]. Для некоторых образцов пересажённых плёнок из токамака число пятиугольных гранул доминирует (рис. 40). Количественная оценка вероятности присутствия гранул разной формы (треугольных, четырёх-, пяти-, шестиугольных и т.д.) приведена на гистограмме на рис. 40б [18]. Гистограмма показывает, что гранулы с пятиугольной формой присутствуют с доминирующим числом в структуре. Этот очень примечательный факт свидетельствует о доминирующем присутствии элементов с симметрией пятого порядка. Несмотря на то, что гранулы в плоскости не являются равносторонними многоугольниками, всё же следует рассматривать это свойство, принимая во внимание доминирующую роль приближенных симметрий в физике твёрдого тела и фрактальной геометрии.

Особая геометрическая структура систем с симметрией пятого порядка формирует дальний порядок корреляций, это обуславливает специфические физические свойства. Например, как и в квазикристаллах, в наноструктурированных слоях и плёнках из ТУ возможно туннелирование электронов между наногранулами на поверхности, что изменяет свойства электропроводимости таких материалов. Такие свойства ещё предстоит исследовать.

Структуры с симметриями пятого порядка известны в самоорганизующихся системах [145]. Симметрия пятого порядка отражает скрытые статистические симметрии сильно нелинейного процесса. Примером является наблюдение турбулентных ячеек с симметрией пятого порядка в турбулентных течениях: они возникают в фазовом пространстве динамических систем или в координатном пространстве [145]. Фрактальный рост структур под действием высокотемпературной плазмы, являясь динамическим нелинейным процессом, возможно, принадлежит к подобному классу явлений. В пользу такой точки зрения может служить наблюдение пятиугольной формы предельного фрактального кластера при численном моделировании диффузно-ограниченной агрегации с очень большим числом (до одного миллиона) частиц [146].

Симметрия пятого порядка ассоциируется с "золотым сечением". Запрещённая в классической кристаллографии поворотная симметрия пятого порядка наиболее эффективно представлена в мире растений и в простей-

ших живых организмах: в некоторых разновидностях вирусов, в форме некоторых обитателей морей (морские звёзды, морские ежи, колонии зелёных водорослей и др.), характерна для многих цветов. Наблюдение симметрии пятого порядка в поверхностной структуре материалов из ТУ представляет интерес для последующего изучения глубокой связи между всеми симметриями, реализуемыми в структуре и физико-химическими свойствами твёрдых тел со стохастической структурой.

Для интерпретации этого факта следует привлекать достижения физики конденсированных сред, статистической физики и физики твёрдого тела. Возможно, вопросы симметрии следует учитывать при рассмотрении связи осаждённого слоя (плёнки) с подложкой. Свойства связи (сопряжения) осаждённой плёнки (или сформированного слоя) с подложкой должны рассматриваться в рамках современной теории (см. [147] и ссылки там), рассматривающей доминирующее влияние эффектов на нано- и мезо-масштабах (т.е. от 1 нм до сотен микрометров) на свойства пластичности, деформации и кластеризации на поверхности твёрдых тел как с кристаллической структурой, так и аморфных, при рассмотрении сопряжения поверхностного слоя с подложкой, которая проявляет более высокую сдвиговую устойчивость. Привлечение этой теории для объяснения изменения структуры материалов при взаимодействии с плазмой в термоядерных установках может привлекаться для объяснения гранулированности на макроуровне — многие плёнки имеют гранулы в плоскости плёнки с максимальным размером порядка десятков микрометров (см. рис. 40). Периодическая модуляция напряжения подчиняется вероятностным принципам [147], его релаксация распределяется между мезо-уровнями (вплоть до нанокластеров) и макроуровнями. В результате, напряжения в интерфейсе между слоем и подложкой могут быть распределены, в общем случае, между структурами со сложной геометрией.

Рост высокопористой наноструктурной поверхности. Плазменное облучение металлов (вольфрама, молибдена, титана и др.) в гелиевом разряде при некоторых специальных условиях приводит к росту высокопористой наноструктурной поверхности [148, 149]. Под воздействием гелиевой плазмы в экспериментах на линейных плазменных установках NAGDIS-II [151, 156], PISCES [150, 152], ПЛМ [153, 149], Pilot-PSI [154], в токамаке C-Mod G. [155], и других [26] был обнаружен эффект роста на поверхности слоёв с наноструктурированными волокнами, вид такой поверхности имеет форму "пуха" (в англ. — fuzz) (рис. 41). Такой рост был обнаружен при плазмен-

ном облучении вольфрама, а затем и при облучении других металлов — молибдена, титана, платины, железа и др. [26]. Условия роста таких слоёв с "пухом" зависят от интенсивности потока ионов гелия на поверхность и флюенса (суммарного потока на поверхность) (см. [19]), а также от температуры поверхности. Слои типа "пух" формируются на вольфрамовых материалах как с изначально гладкой поверхностью, так и с изначально неоднородной поверхностью с оплавлениями и кратерами, что продемонстрировано на плазменной установке ПЛМ [153]. В экспериментах зарегистрированы значительное уменьшение теплопроводности через слой "пуха", эффекты изменения свойств плавления (уменьшение температуры плавления поверхности) такого наноструктурированного материала [134].

Теоретические модели роста слоя из нановолокон (пуха) на поверхности вольфрама и других металлов при взаимодействии интенсивных потоков плазмы с поверхностью рассматривают несколько механизмов, включая диффузию возбужденных плазмой атомов по поверхности и особенности динамики поврежденной структуры материала (см. [157] и ссылки там).

Важность исследования влияния пористых слоёв вольфрама, включая процессы дугообразования, разрушение и образование пылевых частиц при интенсивных плазменно-тепловых нагрузках, накопление трития, порог разрушения поверхности и др., на производительность термоядерного реактора, в том числе ИТЭР, в котором площадь такого слоя оценивается $\sim 1,6-3,6 \text{ м}^2$, обсуждается в [158].

5. Модель фрактального роста поверхности при негауссовской статистике осаждаемого потока

Для описания роста поверхности при взаимодействии плазмы с материалом в условиях мощных тепловых потоков необходимо учитывать несколько одновременно действующих механизмов и случайных процессов, в том числе, под влиянием турбулентности пристеночной плазмы. Следуя подходу, развитому для модели фрактального роста интерфейсных слоёв (см. (4) и Введение), можно расширить рассмотрение с учётом дополнительных сил, включая электрическое поле:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \phi(x, t) + \Phi(h, \nabla y, \nabla^2 y, E, \dots), \quad (12)$$

где Φ — функция, описывающая профиль высот, E — электрическое поле, генерируемое плазмой. Поток

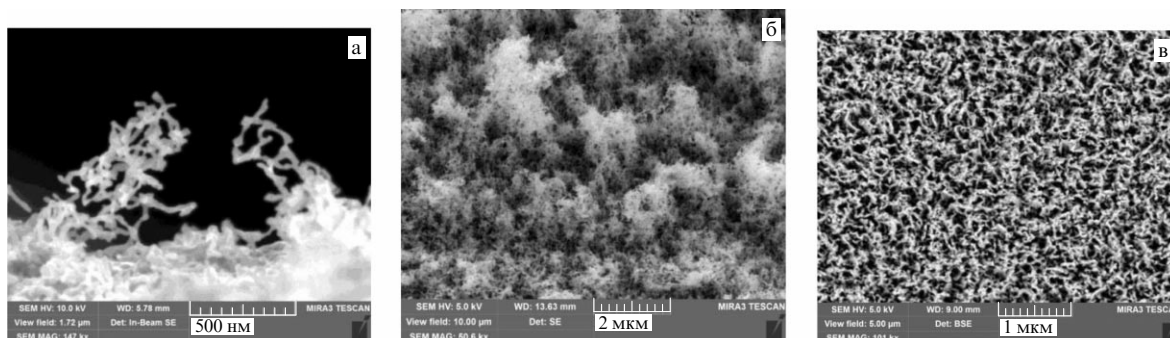


Рис. 41. Наноструктурная поверхность с нановолокнами — поверхность типа "пух". Вольфрам облучённый плазмой в установке ПЛМ.

частиц на поверхность описывается случайной функцией $\phi(x, t)$, её средняя по времени величина определяет средний поток в координате x , а её флуктуации представляют шум в агломерации. В простейшем случае (см. Введение) предполагается, что этот шум некоррелирован, т.е. это броуновский случайный процесс с гауссовой статистикой. Если предположить более общий вероятностный закон случайного движения частиц в осаждаемом потоке при агломерации, чем простейший стохастический процесс с короткими корреляциями и гауссовской статистикой, то мы в (12) и (7) должны использовать коэффициент диффузии, отражающий свойство процесса с дальними корреляциями:

$$D(k, \omega) = \langle |\phi(k, \omega)|^2 \rangle \propto |k|^{-2p}. \quad (13)$$

Использование такого скейлинга для $D(k, \omega)$ может приблизить теоретическое рассмотрение к реальным условиям осаждения из турбулентной плазмы в термоядерных установках при сильном взаимодействии плазма–стенка. В этом случае можно использовать в (13) степенной показатель p , измеренный в экспериментах (см. табл. 1 и [159]).

В процессе осаждения на поверхность из плазмы ионы и заряженные кластеры движутся через тонкий приповерхностный слой толщиной несколько десятков микрометров. Свойства турбулентности плазмы в таком слое в экспериментах не исследованы ввиду его малого размера в сравнении с размерами зондирующих диагностик (в том числе, ленгмюровских зондов миллиметрового размера, применяемых традиционно для диагностики пристеночной плазмы). В литературе рассматриваются несколько типов плазменных неустойчивостей (см., например, [11, 12, 14, 15, 160]), которые могут быть вовлечены в развитие сильной турбулентности. Такая турбулентность может приводить к дополнительному вкладу в шумовые характеристики плазменного потока, что может влиять на траектории осаждаемых на поверхность частиц. Вблизи поверхности часть плазменных частиц заперта несколькими механизмами, связанными с электростатическими полями, градиентами давления, термофорезом и др. (см., например, [161]). На движение ионов в слое влияют флуктуации потенциала (например, глубины потенциальной ямы) вблизи поверхности. Реальное электрическое поле над неоднородной поверхностью с фрактальной структурой, вероятно, является крайне неоднородным, повторяя топологию поверхности (см. [162]). Это приводит к нерегулярным траекториям заряженных частиц и пространственно-временной неоднородности их потока на поверхность. Совокупность таких эффектов приводит к нестабильности роста поверхности и формированию её шероховатости и пористости.

Можно исследовать некоторые свойства решений уравнений, предлагаемых для описания осаждения на поверхность и её эволюции, которые важны для анализа экспериментальных данных. Наиболее информативными свойствами таких решений являются скейлинги (законы в виде степенных функций) процессов и симметрии, связанные с масштабной инвариантностью. На этом пути для интерпретации морфологии рельефа можно воспользоваться моделированием диффузионно ограниченной агрегации (ДОА) с негауссовой статистикой. Много результатов моделирования ДОА, описанных в

литературе [163], получены с использованием случайного броуновского движения (классическая диффузия с гауссовой статистикой), которое совершает частица до момента осаждения на поверхность или растущий кластер. Чтобы моделировать рост неоднородной поверхности на материалах, обращённых к плазме в плазменных установках, предложена модифицированная модель ДОА, учитывающая реальную статистику диффузии осаждаемых частиц в турбулентном потоке и электрических полях пристеночной плазмы [17]. Движение агломерирующих ионов и кластеров в такой системе не является простейшим случайным блужданием. Реальный процесс характеризуется негауссовой статистикой, частицы включены в процесс супердиффузии с пролётными траекториями. Такие пролёты вносят специфический вклад в процесс стохастической кластеризации поверхности.

В качестве модели аномальной диффузии частиц над поверхностью можно принять фрактальное броуновское движение с показателем Хёрста $H > 1/2$. Использование фрактального броуновского движения в ДОА модели роста поверхности даёт в результате богатую морфологию, в том числе форму подобную форме "цветной капусты". На рисунке 42 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 [164], эта процедура позволяет генерировать различные траектории случайного блуждания в зависимости от показателя Хёрста. Классическая диффузия (показатель Хёрста $H = 1/2$) приводит к тенденции "прилипнуть" частице к вершинам ветвей кластера. Такое осаждение приводит к древовидной фрактальной структуре. Этот результат ДОА широко известен из литературы [165]. Напротив, фрактальное броуновское движение ионов (супердиффузия с $H > 1/2$) в пристеночной плазме (см. [14]) приводит к проникновению осаждаемых частиц в щели и полости кластера (см. иллюстрацию на рис. 42). Такая преимущественная тенденция проникновения даёт в результате более гладкую (типа "цветная капуста") форму фрактального кластера.

Чтобы продемонстрировать доминирующий вклад статистики диффузии агломерирующих частиц в процес-

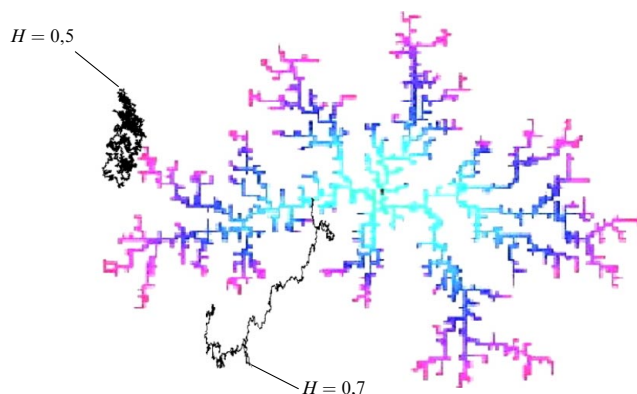


Рис. 42. Демонстрация доминирующего вклада статистики в процессе фрактального роста. Фрактальный кластер (результат моделирования ДОА) показан цветом. Схематически показаны траектории (чёрным цветом) частиц, обладающие гауссовой ($H = 0,5$) и негауссовой ($H = 0,7$) статистикой.

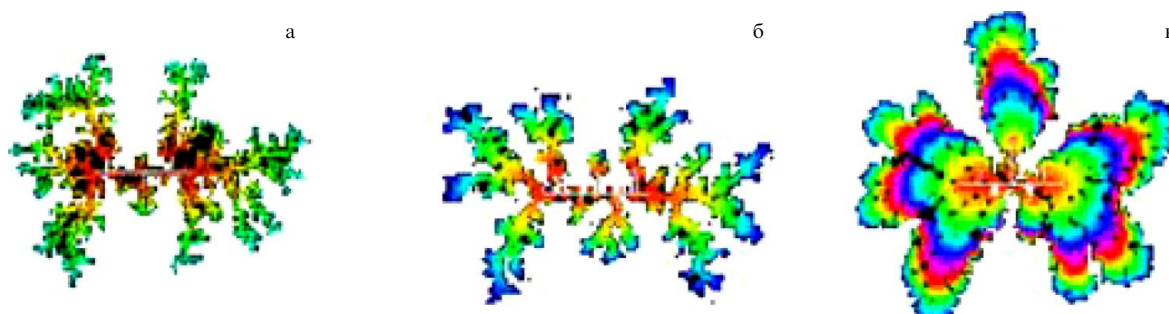


Рис. 43. Диффузионно ограниченная агрегация с вариацией статистики диффузии осаждаемых частиц. Моделирование с показателем Хёрста (а) $H = 0,5$, (б) $H = 0,6$, (в) $H = 0,8$. Поколения осаждаемых частиц показаны различным цветом.

се формообразования, проведено численное моделирование роста поверхности в модели диффузионно ограниченной агрегации [17, 18]. На рисунке 43 показан результат моделирования фрактального роста методом ДОО на двумерной плоскости. Процесс роста стартовал с нескольких зародышей. Используя различную статистику диффузии осаждаемых частиц, их траектории вычислялись путём численной аппроксимации стохастического интеграла по методу, описанному в [164]. Использовались три типа статистики диффузии: броуновское движение (классическая диффузия) с показателем Хёрста $H = 1/2$ (рис. 43а), фрактальное броуновское движение (супердиффузия) с $H = 0,6$ (рис. 43б) и $H = 0,8$ (рис. 43в). Результат показывает, как форма кластера зависит от статистики диффузии осаждаемых частиц. Классическая диффузия с $H = 1/2$ приводит к древоподобным структурам (рис. 43а). Структуры с формой типа "цветная капуста" получаются только при фрактальном броуновском движении осаждаемых частиц с $H > 1/2$ (рис. 43б, в). Рельеф на рис. 43в качественно похож на рельеф множества поверхностей, наблюдаемых в термоядерных плазменных установках (см., например, рис. 1).

Для более детального описания стохастической структуры с иерархической гранулярностью материалов облучённых плазмой в термоядерных установках требуется разработать непрерывную модель роста с учётом всех физических механизмов, вовлечённых в процесс роста. В том числе, следует рассмотреть релаксационные процессы на поверхности, диффузию по поверхности, ресорбцию и другие. То, насколько релаксационные процессы являются доминирующими, зависит от конкретных условий (например, от температуры поверхности). Как было отмечено выше, теоретическое рассмотрение проблемы неустойчивости роста предсказывает, что реальная структура поверхности будет формироваться в результате двух эффектов: релаксации на поверхности и флуктуаций в падающем потоке, имеющем в токамаке и других плазменных установках негауссову статистику (см. выше раздел 3.2). Поэтому в непрерывной модели следует использовать индексы (показатели Хёрста) масштабной инвариантности, полученные в экспериментах (см. табл. 1).

Для использования дискретной модели послойного роста поверхности (такой как ДОО) необходимо проверить допущения этой модели. Одним из допущений является условие релаксации [166] (достижения термического равновесия путём поверхностной диффузии или механизмов осаждения – испарения) верхнего слоя поверхности до начала момента роста следующего слоя. Мобиль-

ность осаждаемых ионов/атомов в активном слое на поверхности материала, обращённого к плазме в токамаке и плазменных установках, остаётся открытым вопросом. В настоящее время мало надёжных экспериментальных данных о свойствах миграции ионов/атомов по неоднородной поверхности. Для углеводородных плёнок теоретическая оценка коэффициента диффузии D водорода в пористом графите [167, 168] учитывает его зависимость от температуры: от $D \sim 10^{-16} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ (при $\sim 300^\circ\text{C}$ графита) до $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ (при $\sim 1000^\circ\text{C}$ графита). Можно 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 крупномасштабных кластеров (масштабов неоднородностей) на поверхности (см. выше раздел 2). Таким образом, оценка величины времени релаксации осаждённого слоя составляет $t_r \approx 1 - 10^{-11} \text{ с}$. Как измерено в токамаках, скорость роста слоёв и плёнок $1,5 - 12 \text{ нм с}^{-1}$ [73, 169], т.е. примерно $1 - 10$ монослоёв в секунду. Таким образом, время осаждения одного слоя ($0,1 - 1 \text{ с}$) может при определенных условиях превышать время локальной релаксации. Это может удовлетворять условиям, принятым в модели ДОО. Для сохранения фрактальной структуры необходимо также исключить плавление растущих фрактальных кластеров под действием мощного потока плазмы. Такое условие, а также вовлечения нескольких механизмов, влияющих на морфологию, следует обсуждать для каждого конкретного случая при анализе экспериментальных наблюдений.

Для сравнительного анализа результатов моделирования ДОО с негауссовой статистикой динамики агломерирующих частиц используется фрактальная броуновская поверхность, характеризующаяся рельефом с показателем Хёрста $H > 0,5$ (см. метод построения такой поверхности в [170]).

В целом, модель ДОО можно привлекать для интерпретации рельефа материальных поверхностей, контактирующих с турбулентной плазмой в токамаке и термоядерных плазменных установках. При этом необходимо анализировать условия осаждения в каждом случае и необходима подробная экспериментальная проверка этого вопроса.

6. Заключение

В обзоре приведено описание экспериментальных наблюдений и подробного анализа стохастической кластеризации поверхности с иерархической гранулярностью (статистическим самоподобием — фракталь-

ностью), обнаруженной в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы (токамаках, импульсных и стационарных плазменных установках) при воздействии на материал интенсивных плазменно-тепловых нагрузок. Проблема относится к физике конденсированного состояния вещества с формированием интерфейсных слоёв, когда взаимодействие двух (и более) фаз регулируется несколькими нелинейными механизмами, формирующими неоднородную в пространстве границу раздела фаз. При таком воздействии в системе плазма – стенка, когда в процесс одновременно вовлечены динамика турбулентной плазмы, множественные механизмы эрозии и переосаждения эродированного материала, плавления, движения и отвердения поверхностных слоёв на масштабах от десятков нанометров до сотен микрометров, формируется стохастическая поверхность со свойствами масштабной инвариантности структуры. Такая стохастическая структура с иерархичной гранулярностью не является аморфной в классическом понимании, формируется на поверхности различных материалов, таких как вольфрам, углеродные материалы, титан, молибден, сталь, композитные материалы, которые подвергаются воздействию горячей плазмы в термоядерных установках. Материалы с изначально гладкой кристаллической или поликристаллической поверхностью при длительном облучении плазмой в токамаках и других плазменных установках с магнитным удержанием плазмы приобретают нерегулярную, стохастическую поверхность с микро- и наноструктурой, например, с формой типа "цветная капуста". Анализ экспериментальных наблюдений выявил специфические черты сформированного плазмой рельефа — статистические и спектральные характеристики высот рельефа имеют свойства, отличающиеся от простейшей стохастичности типа броуновской поверхности. Такие же статистические и спектральные характеристики имеют турбулентные колебания пристеночной плазмы, которая воздействует на материал поверхности в экспериментах. Особенностью пристеночной плазмы в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы является негауссова статистика флуктуаций параметров плазмы с дальними корреляциями. Взаимодействие плазма – стенка в ТУ характеризуется не только высоким энерго-содержанием плазменной нагрузки на материал, но и коллективными эффектами под влиянием сильной турбулентности плазмы, воздействующей на эволюцию системы плазма – стенка и формирование межфазной границы — поверхности материала. Динамика частиц эродированного материала при переосаждении из плазмы и их агломерация на поверхности происходит под действием стохастических электрических полей с дальними корреляциями, генерируемых турбулентной плазмой. Это приводит к росту стохастического рельефа поверхности с самоподобной структурой (иерархической гранулярностью — фрактальностью) с негауссовой статистикой высот рельефа, отличающегося от простейшей шероховатости, наблюдаемой в иных процессах стохастической агломерации. Доминирующим фактором в таком процессе в термоядерных установках являются коллективные эффекты при стохастической кластеризации, в меньшей степени влияет химический элементный состав и физические характеристики твёрдого материала. Для описания наблюдений следует рассматривать теории и гипотезы, предлагающие универсальные

закономерности фрактального роста. Кинетические модели предлагают описание стохастической кластеризации с автомодельной структурой (фрактальной структурой) и рассмотрение степенных решений, например, по аналогии с описанием трёхволновой турбулентности. Такие степенные законы описывают экспериментально наблюдаемые характеристики шероховатости материалов после воздействия плазмы в термоядерных установках. Статистика высот стохастического рельефа, сформированная в таких условиях, обычно негауссова и функции распределения вероятностей имеют "тяжёлые хвосты", с показателем самоподобия Хёрста от 0,68 до 0,86. Это отличает их от броуновских поверхностей с простейшей стохастической поверхностью. Обобщающее сравнение с кластеризацией в условиях, отличающихся от воздействий горячей плазмы, продемонстрировало различие в характеристиках структуры рельефа. Стохастическая кластеризация материалов из термоядерных установок характеризуется мультифрактальной статистикой. Количественные характеристики статистической неоднородности структуры такого материала, включая мультифрактальный спектр с уширением 0,5–1,2, находятся в диапазоне, наблюдаемом для типичных мультифрактальных объектов и процессов в природе.

Обобщающий анализ выявленных в экспериментах эффектов стохастической кластеризации материалов при действии плазмы на материалы, представленный в обзоре, позволит продвинуться в расширенном описании и систематизации симметрий масштабной инвариантности (дилатационных симметрий) твёрдых тел и агломератов. Масштабная инвариантность в структуре обсуждаемых материалов определяет связность образца и формирование перколяционного кластера дефектов и диссипативных структур в широком диапазоне масштабов, начиная от субмикронных масштабов. При этом процессы самоорганизации диссипативных структур на нано- и мезоуровне могут определять универсальные свойства поведения твёрдого тела на макроуровне, выявление таких свойств позволит продвинуться по пути создания новых материалов с уникальными свойствами. Такие материалы востребованы для научных и технологических применений, в том числе для обеспечения долговечности при высоких плазменных, тепловых и иных нагрузках, для химических и биомедицинских применений. Материалы со стохастической поверхностной структурой являются перспективными для управления взаимодействием плазма – стенка в термоядерных реакторах. В токамаке – реакторе предлагается использовать электроды из вольфрама со стохастическим самоподобным рельефом поверхности [79] для управления приповерхностным плазменным слоем и турбулентностью пристеночной плазмы путём модуляции неустойчивостей плазмы продольным электрическим полем. Для снижения гидродинамического сопротивления и тепловой нагрузки на трубы охлаждения в теплоэнергетике и обтекаемые поверхности предлагается применять шероховатые поверхности с фрактальной структурой [171, 115]. Биосовместимые высокопористые наноструктурированные материалы востребованы для биомедицинских применений, в том числе рассматриваются плазменные методы нанесения наноструктурных покрытий специальной формы на кардиоэлектроды [172, 173].

Всеобъемлющее рассмотрение механизмов формирования стохастической структуры материала под дейст-

вием турбулентной горячей плазмы, а также в других системах с коллективными эффектами в межфазной среде, необходимо для выявления универсальных механизмов, которые могут быть использованы для разработки методов генерации новых материалов с уникальными структурой и физико-химическими свойствами [174]. Для создания наиболее полной теоретической модели следует привлекать описанные в обзоре экспериментальные данные о свойствах статистического самоподобия рельефа стохастической поверхности в широком диапазоне пространственных масштабов, начиная с наномасштабов.

Работа выполнена в рамках выполнения госзадания НИЦ "Курчатовский институт" и госзадания FSWF-2025-0001. Автор выражает благодарность Л.Н. Химченко за полезные обсуждения.

Список литературы

- Вернадский В И *Собрание сочинений в 24 т.* Т. 1 (Под ред. Э М Галимова) (М.: Наука, 2013) в 24 т.
- Федоров Е С *Симметрия правильных систем фигур* (СПб.: Тип. А. Якобсона, 1890)
- Шубников А В "Учение о симметрии как основной метод естествознания", в сб. *Труды Ноябрьской юбилейной сессии АН СССР* (Л.: Изд-во АН СССР, 1933) с. 181
- Шубников А В *Избранные труды по кристаллографии* (М.: Наука, 1975)
- Wigner E P *Symmetries and Reflections: Scientific Essays* (Cambridge: M.I.T. Press, 1970)
- Овсянников Л В *Групповой анализ дифференциальных уравнений* (М.: Наука, 1978); Пер. на англ. яз.: Ovsiannikov L V *Group Analysis of Differential Equations* (New York: Academic Press, 1982) DOI:10.1016/C2013-0-07470-1
- Колмогоров А Н *Изв. АН СССР. Сер. матем.* **1** 355 (1937)
- Колмогоров А Н *ДАН СССР* **31** (2) 99 (1941)
- Nicolis G, Prigogine I *Self-Organization in Non-Equilibrium Systems: from Dissipative Structures to Order Through Fluctuations* (New York: Wiley, 1977)
- Фортов В Е *УФН* **177** 347 (2007); Forov V E *Phys. Usp.* **50** 333 (2007)
- Кадомицев Б Б, Шафранов В Д *УФН* **139** 399 (1983); Kadomtsev B B, Shafranov V D *Sov. Phys. Usp.* **26** 207 (1983)
- Кадомицев Б Б *Коллективные явления в плазме* (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Kadomtsev B B "Cooperative effects in plasmas", in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 22 (Ed. V D Shafranov) (New York: Kluwer Acad., Plenum Publ., 2001) p. 1, DOI:10.1007/978-1-4615-1309-4_1
- Kadomtsev B B *Tokamak Plasma: A Complex Physical System* (Bristol: Institute of Physics Publ., 1992)
- Будаев В П, Савин С П, Зелёный Л М *УФН* **181** 905 (2011); Budaev V P, Savin S P, Zelenyi L M *Phys. Usp.* **54** 875 (2011)
- Budaev V P, Zelenyi L M, Savin S P *J. Plasma Phys.* **81** 395810602 (2015)
- Будаев В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 84 (2012); Budaev V P et al. *JETP Lett.* **95** 78 (2012)
- Будаев В П, Химченко Л Н *ЖЭТФ* **131** 711 (2007); Budaev V P, Khimchenko L N *J. Exp. Theor. Phys.* **104** 629 (2007)
- Будаев В П, Химченко Л Н *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **31** (3) 16 (2008)
- Будаев В П *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **38** (4) 5 (2015)
- Budaev V P et al. *Fusion Sci. Technol.* **79** 407 (2022)
- Будаев В П *Письма в ЖЭТФ* **105** 284 (2017); Budaev V P *JETP Lett.* **105** 307 (2017)
- Romanov P V et al. *J. Nucl. Mater.* **307–311** 1294 (2002)
- Delchambre E et al. *Plasma Dev. Operations* **12** (1) 49 (2004)
- Rubel M et al. *Nucl. Fusion* **41** 1087 (2001)
- Gotoh Y et al. *J. Nucl. Mater.* **313–316** 370 (2003)
- Kajita S et al. *Sci. Rep.* **8** 56 (2018)
- Budaev V P et al. *Nucl. Mater. Energy* **25** 100816 (2020)
- Илькаев Р И и др. *Докл. РАН* **393** 326 (2003); Ilkaev R I et al. *Dokl. Phys.* **48** 553 (2003)
- Илькаев Р И и др. *Докл. РАН* **384** (3) 328 (2002); Il'kaev R I et al. *Dokl. Phys.* **47** 341 (2002)
- Pitts R A et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S48 (2013)
- Ван Оост Г, Дедов А В, Будаев В П *Теплоэнергетика* (3) 18 (2021); Van Oost, G, Dedov A V, Budaev V P *Thermal Eng.* **68** (3) 161 (2021)
- Pitts R A et al. *J. Nucl. Mater.* **415** (Suppl. 1) S957 (2011)
- Велихов Е П, Ковальчук М В, Азизов Э А, Игнатьев В В, Субботин С А, Цибульский В Ф *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **37** (4) 5 (2014)
- Coenen J W et al. *Phys. Scr.* **2016** (T167) 014002 (2016)
- Недоспасов А В *УФН* **152** 479 (1987); Nedospasov A V *Sov. Phys. Usp.* **30** 620 (1987)
- Stangeby P C *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2000) DOI:10.1201/9780367801489
- Kukushkin A S et al. *Fusion Eng. Design* **86** 2865 (2011)
- Loarte A et al. *Phys. Scr.* **2007** (T128) 222 (2007)
- Federici G, Loarte A, Strohmayer G *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1523 (2003)
- Loarte A et al. *Nucl. Fusion* **47** S203 (2007)
- Huber A et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** (1) 197 (2013)
- Wauters T, Hagelaar G J M, Pitts R A *Nucl. Mater. Energy* **42** 101891 (2025)
- Barabási A-L, Stanley H E *Fractal Concepts in Surface Growth* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995)
- Kontorovich V M *Physica D* **152–153** 676 (2001)
- Smoluchowski M Z. *phys. Chem.* **92** 129 (1917)
- Волощук В М *Кинетическая теория коагуляции* (Л.: Гидрометеоздат, 1984)
- Дубовицкий П Б *Матем. моделирование* **12** (9) 3 (2000)
- Колмогоров А Н *ДАН СССР* **30** 299 (1941); Пер. на англ. яз.: Kolmogorov A N *Proc. R. Soc. London A* **434** 9 (1991)
- Захаров В Е *Прикл. мех. мех. физ.* **6** (4) 35 (1965); Zakharov V E *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **6** (4) 22 (1965)
- Захаров В Е, Филоненко Н Н *ДАН СССР* **170** 1292 (1966); Zakharov V E, Filonenko N N *Sov. Phys. Dokl.* **11** 881 (1967)
- Zakharov V, Lvov V, Falkovich G *Kolmogorov Spectra of Turbulence* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
- Connaughton C, Rajesh R, Zaboronski O *Phys. Rev. Lett.* **94** 194503 (2005)
- Mandelbrot B B *The Fractal Geometry of Nature* (San Francisco, CA: W.H. Freeman, 1982)
- Смирнов Б М *УФН* **161** (6) 171 (1991); Smirnov B M *Sov. Phys. Usp.* **34** 526 (1991)
- Feder J *Fractals* (New York: Plenum Press, 1988)
- Гратия Д *УФН* **156** (2) 347 (1988); Пер. с фр. яз.: Gratias D "Les quasi-cristaux" *La Recherche* (178) 788 (1986)
- Неймарк О Б и др. *Физическая мезомеханика* **20** (1) 94 (2017); Naimark O B et al. *Phys. Mesomech.* **20** (1) 90 (2017)
- Kardar M, Parisi G, Zhang Y-C *Phys. Rev. Lett.* **56** 889 (1986)
- Zhang Y C *J. Phys. Paris* **51** 2129 (1990)
- Witten T A, Sander L M *Phys. Rev. B* **27** 5686 (1983)
- Witten T A (Jr.), Sander L M *Phys. Rev. Lett.* **47** 1400 (1981)
- Hastings M B, Levitov L S *Physica D* **116** 244 (1998)
- Рябов А Б, Постников Е Б, Лоскутов А Ю *ЖЭТФ* **128** 292 (2005); Ryabov A B, Postnikov E B, Loskutov A Yu *J. Exp. Theor. Phys.* **101** 253 (2005)
- Mullins W W, Sekerka R F *J. Appl. Phys.* **34** 323 (1963)
- Мирнов С В *Физические процессы в плазме токамака* (М.: Энергоатомиздат, 1983)
- Велихов Е П и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **47** (2) 5 (2024)
- Thomser C et al. *Fusion Sci. Technol.* **62** 1 (2012)
- Krieger K et al. *Phys. Scr.* **2017** (T170) 014030 (2017)
- Balden M et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S220 (2013)
- Barnard H S, Lipschultz B, Whyte D G *J. Nucl. Mater.* **415** S301 (2011)
- Grashin S A et al. *Fusion Eng. Design* **146** 2100 (2019)
- Nobuta Y et al. *J. Nucl. Mater.* **329–333** 800 (2004)
- Federici G et al. *Nucl. Fusion* **41** 1967 (2001)
- Ohno N et al. *J. Nucl. Mater.* **337–339** 35 (2005)

75. Budaev V P, Khimchenko L N *Physica A* **382** 359 (2007)
76. Крауз В И и др. *УФН* **180** 1055 (2010); Krauz V I et al. *Phys. Usp.* **53** 1015 (2010)
77. Ding F et al. *Tungsten* **1** 122 (2019)
78. Budaev V P *Symmetry* **13** 796 (2021)
79. Budaev V P *J. Phys. Conf. Ser.* **1094** 012016 (2018)
80. Баранов И А и др. *УФН* **156** 477 (1988); Baranov I A et al. *Sov. Phys. Usp.* **31** 1015 (1988)
81. Будаев В П и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **42** (1) 51 (2019)
82. Будаев В П *Вестн. МЭИ* (4) 22 (2019)
83. Barengolts S A, Mesyats G A, Tsventoukh M M *Nucl. Fusion* **50** 125004 (2010)
84. Budaev V P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1094** 012017 (2018)
85. Месяц Г А *УФН* **165** 601 (1995); Mesyats G A *Phys. Usp.* **38** 567 (1995)
86. Mesyats G A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 676 (2013)
87. Баренгольд С А, Месяц Г А, Цвентух М М *ЖЭТФ* **134** 1213 (2008); Barengolts S A, Mesyats G A, Tsventoukh M M *J. Exp. Theor. Phys.* **107** 1039 (2008)
88. Matějček J et al. *J. Nucl. Mater.* **492** 204 (2017)
89. Баренгольд С А, Месяц Г А *УФН* **193** 751 (2023); Barengolts S A, Mesyats G A *Phys. Usp.* **66** 704 (2023)
90. Budaev V P et al. *Heliyon* **6** e05510 (2020)
91. Mirnov S V, Dem'yanenko V N, Murav'ev E V *J. Nucl. Mater.* **196–198** 45 (1992)
92. Вертков А В, Люблинский И Е *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **40** (3) 5 (2017); Пер. на англ. яз.: Vertkov A V, Lyublnski I E *Phys. Atom. Nucl.* **81** 1000 (2018)
93. Vershkov A V et al. *Nucl. Fusion* **57** 102017 (2017)
94. Lyublnski I E et al. *Nucl. Fusion* **57** 066006 (2017)
95. Mirnov S V et al. *Nucl. Fusion* **51** 730449 (2011)
96. Mazzitelli G et al. *Fusion Eng. Des.* **85** 896 (2010)
97. Apruzzese G M et al. *Nucl. Mater. Energy* **12** 1214 (2017)
98. Kugel H W et al. *Fusion Eng. Des.* **87** 1724 (2012)
99. Tabarés F L et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 124051 (2008)
100. Ruzic D et al. *Nucl. Fusion* **51** 102002 (2011)
101. Tsy-pin V S et al. *Phys. Plasmas* **11** 4138 (2004)
102. Климов Н С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 52 (2009)
103. Zhitlukhin A et al. *J. Nucl. Mater.* **363–365** 301 (2007)
104. Loewenhoff Th et al. *Phys. Scr.* **2011** (T145) 014057 (2011)
105. Krieger K et al. *Nucl. Fusion* **65** 043001 (2025)
106. Мартыненко Ю В *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **37** (2) 53 (2014)
107. Мартыненко Ю В *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **35** (3) 41 (2012)
108. Putrik A B et al. *Fusion Sci. Technol.* **66** 70 (2014)
109. Linke J et al. *Matter Radiat. Extremes* **4** 056201 (2019)
110. Morgan T W et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 014025 (2018)
111. Takamura S *IEEE Trans. Electr. Electron. Eng.* **7** (S1) S19 (2012)
112. Lau C et al. *Nucl. Fusion* **63** 056009 (2023)
113. Budaev V P et al. *J. Nucl. Mater.* **463** 237 (2015)
114. Klimov N S et al. *Nucl. Mater. Energy* **12** 433 (2017)
115. Брутян М А и др. *Ученые записки ЦАГИ* **44** (4) 15 (2013)
116. Pitts R A et al. *Nucl. Mater. Energy* **12** 60 (2017)
117. Будаев В П и др. *Ядерная физика и инжиниринг* **9** (3) 283 (2018)
118. Ohno N et al. *Nucl. Fusion* **41** 1055 (2001)
119. Budaev V P et al. *Nucl. Mater. Energy* **25** 100834 (2020)
120. Будаев В П и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **40** (3) 23 (2017)
121. Будаев В П и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **47** (2) 49 (2024)
122. Fedorovich S D et al. *Fusion Sci. Technol.* **80** 833 (2024)
123. Budaev V P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1370** 012046 (2019)
124. Фрик П Г, Соколов Д Д, Степанов Р А *УФН* **192** 69 (2022); Frick P G, Sokoloff D D, Stepanov R A *Phys. Usp.* **65** 62 (2022)
125. Hastings H M, Sugihara G *Fractals: A User's Guide for the Natural Sciences* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1993)
126. Зеленый Л М, Милованов А В *УФН* **174** 809 (2004); Zelenyi L M, Milovanov A V *Phys. Usp.* **47** 749 (2004)
127. Будаев В П и др. *Физика плазмы* **39** 1017 (2013); Budaev V P et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 910 (2013)
128. Spiegel M R *Theory and Problems of Probability and Statistics* (New York: McGraw-Hill, 1992)
129. Bak P, Tang C, Wiesenfeld K *Phys. Rev. Lett.* **59** 381 (1987)
130. Ma D, Stoica A D, Wang X-L *Nature Mater.* **8** 30 (2009)
131. Fratini M et al. *Nature* **466** 841 (2010)
132. Muzy J F, Delour J, Bacry E *Eur. Phys. J. B* **17** 537 (2000)
133. Arneodo A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 708 (1998)
134. Gerasimov D N et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1370** 012047 (2019)
135. Рогов А В, Вуколов К Ю *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **28** (1) 9 (2005)
136. Каштанов П В, Смирнов Б М, Хипплер Р *УФН* **177** 473 (2007); Kashtanov P V, Smirnov B M, Hippler R *Phys. Usp.* **50** 455 (2007)
137. Афонькин М Г, Магницкая М В *Производство заготовок в машиностроении* (Л.: Машиностроение, 1987)
138. Budaev V P *Phys. Lett. A* **381** 3706 (2017)
139. Budaev V P et al. *Nucl. Fusion* **48** 024014 (2008)
140. Ding L-X et al. *Sci. Rep.* **3** 1181 (2013)
141. Deng G Z et al. *Phys. Plasmas* **24** 042508 (2017)
142. Oh Y-K et al. *J. Korean Phys. Soc.* **73** 712 (2018)
143. Mirnov S V *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 022001 (2016)
144. Van Eden G G et al. *Nature Commun.* **8** 192 (2017)
145. Заславский Г М и др. *Слабый хаос и квазирегулярные структуры* (М.: Наука, 1991)
146. Mandelbrot B B, Kol B, Aharony A *Phys. Rev. Lett.* **88** 055501 (2002)
147. Панин В Е и др. *ЖТФ* **77** (8) 62 (2007); Panin V E et al. *Tech. Phys.* **52** 1024 (2007)
148. Takamura S et al. *Plasma Fusion Res.* **1** 051 (2006)
149. Budaev V P et al. *Fusion Eng. Design* **155** 111694 (2020)
150. Ueda et al. *J. Nucl. Mater.* **442** S267 (2013)
151. Ohno N et al. *Plasma Fusion Res. Lett.* **9** 1302007 (2014)
152. Miyamoto M et al. *J. Nucl. Mater.* **463** 333 (2015)
153. Budaev V P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1383** 012015 (2019)
154. De Temmerman G et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **30** 041306 (2012)
155. Wright G M et al. *Nucl. Fusion* **52** 042003 (2012)
156. Kajita S et al. *New J. Phys.* **17** 043038 (2015)
157. Мартыненко Ю В, Нагель М Ю *Физика плазмы* **38** 1082 (2012); Martynenko Yu V, Nagel M Yu *Plasma Phys. Rep.* **38** 996 (2012)
158. De Temmerman G et al. *Energy* **19** 255 (2019)
159. Budaev V P et al. *Nucl. Fusion* **46** S181 (2006)
160. Mikhailovsky A B, in *Basic Plasma Physics: Selected Chapters, Handbook of Plasma Physics Vols 1, 2* (Eds A A Galeev, R N Sudan) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1983) p. 299
161. Ohno N *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 034007 (2017)
162. Budaev V P, Yakovlev M *Plasma Fusion Res.* **3** 001 (2008)
163. Sander L M *Contemp. Phys.* **41** (4) 203 (2000)
164. Mandelbrot B B, Van Ness J W *SIAM Rev.* **10** (4) 422 (1968)
165. Halsey T C *Phys. Today* **53** (11) 36 (2000)
166. Drossel B, Kardar M *Phys. Rev. E* **55** 5026 (1997)
167. Warrier M et al. *Contrib. Plasma Phys.* **44** 307 (2004)
168. Roth J J. *Nucl. Mater.* **266–269** 51 (1999)
169. Rubel M et al. *J. Nucl. Mater.* **266–269** 1185 (1999)
170. Voss R F, in *Fundamental Algorithms for Computer Graphics* (Ed. R A Earnshaw) (Berlin: Springer-Verlag, 1985) p. 805
171. Fedorovich S D, Dedov A V, Khaziev I A *High Temp. Mater. Process.* **25** 81 (2021)
172. Мартыненко Ю В, Будаев В П *Вестн. МЭИ* (6) 64 (2019)
173. Martynenko Yu V, Budaev V P *J. Phys. Conf. Ser.* **1383** 012027 (2019)
174. Budaev V P *J. Phys. Conf. Ser.* **891** 012301 (2017)
175. Zamparo M et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 088101 (2021)
176. Andreggheiti D et al. *Sci. Post. Phys.* **18** 1 (2025)
177. Kolokolov I V, Korshunov S E *Phys. Rev. B* **78** 024206 (2008)
178. Kolokolov I V, Korshunov S E *Phys. Rev. E* **80** 031107 (2009)
179. Townsend J *Electrons in Gases* (London: Hutchinson's Sci. and Tech. Publ., 1947)
180. Chapman B *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching* (New York: John Wiley and Sons, 1980)
181. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987); Пер. на англ. яз.: Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991)
182. Neumann W *The Mechanism of the Thermoemitting Arc Cathode* (Berlin: Akademie-Verlag, 1987)

183. Недоспасов А В, Хаит В Д *Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1979)
184. Велихов Е П, Ковалев А С, Рахимов А Т *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987)
185. Smirnov B M *Physics of Atoms and Ions* (New York: Springer, 2003)
186. Месяц Г А *УФН* **176** 1069 (2006); Mesyats G A *Phys. Usp.* **49** 1045 (2006)
187. Смирнов Б М *УФН* **179** 591 (2009); Smirnov B M *Phys. Usp.* **52** 559 (2009)
188. Adamovich I et al. *J. Phys. D* **55** 373001 (2022)
189. Lieberman M A, Lichtenberg A J *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: John Wiley and Sons, 1994)
190. Nakazawa H et al. *Thin Solid Films* **574** 93 (2015)
191. Randeniya L K et al. *Diamond Relat. Mater.* **18** 1167 (2009)
192. Santra T S et al. *Surf. Coat. Technol.* **206** 228 (2011)
193. Batory D et al. *Diamond Relat. Mater.* **67** 1 (2016)
194. Tamulevičienė A et al. *Thin Solid Films* **519** 4004 (2011)
195. Meškiniš S, Tamulevičienė A *Mater. Sci.* **17** 358 (2011)
196. Chakraborty R, Mandal R, Das R *Optik* **124** 6915 (2013)
197. Ostrikov K *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014028 (2019)
198. Ostrikov K, Neyts E C, Meyyappan M *Adv. Phys.* **62** 113 (2013)
199. Bader S D *Rev. Mod. Phys.* **78** 1 (2006)
200. Ostrikov K *Plasma Nanoscience: Basic Concepts and Applications of Deterministic Nanofabrication* (Weinheim: Wiley-VCH, 2008)
201. Meyyappan M et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 205 (2003)
202. Ostrikov K *Rev. Mod. Phys.* **77** 489 (2005)
203. Ostrikov K *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 716 (2013)
204. Meyyappan M *J. Phys. D* **42** 213001 (2009)
205. Hatakeyama R *Rev. Mod. Plasma Phys.* **1** 7 (2017)
206. Елецкий А В, Смирнов Б М *УФН* **166** 1197 (1996); Eletsckii A V, Smirnov B M *Phys. Usp.* **39** 1137 (1996)
207. Цытович В Н *УФН* **167** 57 (1997); Tsytovich V N *Phys. Usp.* **40** 53 (1997)
208. Hairapetian G, Stenzel R L *Phys. Rev. Lett.* **65** 175 (1990)
209. Smith R A "On the role of double layers in astrophysical plasmas", in *Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics. Proc. of the 107th Symp., College Park, MD, August 8–11, 1983* (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1985) p. 113
210. Raadu M A *Phys. Rep.* **178** 25 (1989)
211. Kryukov Y A et al. *Phys. Rev. B* **80** 085403 (2009)
212. Marvi Z et al. *RSC Adv.* **7** 19189 (2017)
213. Moreno M et al. "Amorphous, polymorphous, and microcrystalline silicon thin films deposited by plasma at low temperatures", in *Crystalline and Non-crystalline Solids* (Ed. P Mandracci) (London: IntechOpen, 2016) p. 105
214. Short M B et al. *Phys. Fluids* **17** 083101 (2005)
215. Gotoh T *Phys. Fluids* **6** 3985 (1994)
216. Weinan E et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1904 (1997)
217. Balkovsky E et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1452 (1997)
218. Kolokolov I V, Korshunov S E *Phys. Rev. B* **75** 140201 (2007)

Stochastic clustering of materials at plasma–surface intensive interaction

V.P. Budaev

National Research Center 'Kurchatov Institute', pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

E-mail: Budaev_VP@nrcki.ru

The stochastic structures of the material surface observed in thermonuclear plasma devices, formed under irradiation with hot plasma, have the property of statistical self-similarity — scale invariance from tens of nanometers to hundreds of micrometers. Plasma–surface interaction in thermonuclear devices is characterized not only by high energy content, but also by collective effects under the influence of strong turbulence of the near-wall plasma. The problem of the observed surface shaping relates to the growth of stochastic interface boundaries under the influence of several competing agglomeration mechanisms. In thermonuclear plasma devices, this leads to the growth of unique forms of stochastic relief with a self-similar structure and hierarchical granularity of the material with a long-range order in the structure, differing from both crystalline and amorphous bodies.

Keywords: plasma–surface interaction, hot plasma, plasma turbulence, stochastic structures, thermonuclear fusion devices

PACS numbers: 52.40.Hf, 61.43.Hv, **61.43. – j**

Bibliography — 218 references

Received 29 August 2025, revised 21 April 2026

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (9) 899–937 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (9) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.07.040162>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2026.07.040162>