

Фрактальные структуры в лазерном факеле

Н.Е.Каск, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров

Обсуждаются закономерности роста фрактальных агрегатов в лазерной плазме с дисперсной фазой. Проведено сравнение молекулярных составов насыщенного пара, получаемого эффузионным методом Кнудсена и методом лазерной абляции. Значительное внимание уделено газоподобным кластерам. Рассмотрено формирование макроскопических структур в процессе релаксации лазерной плазмы и роль дипольного взаимодействия при агрегации компактных кластеров.

Ключевые слова: оптический разряд, фрактальные структуры, пылевая плазма, перколяция.

Содержание

1. Введение
 2. Пар и плазма вблизи поверхности мишени
 3. Плазма, содержащая дисперсную фазу
 4. Макромолекулы в насыщенном паре
 5. Формирование нанокластеров
 6. Заряд кластеров
 7. Формирование фрактальных структур при релаксации плазмы
 8. Перколяция в лазерном факеле
 9. Эффективность фракталообразования
 10. Образование линейных структур
 11. Заключение
- Литература

1. Введение

Общепринятой моделью процесса образования разветвленных фрактальных микроскопических структур из парогазовой фазы является модель агрегации, ограниченной диффузией. В разрядной плазме агрегации предшествуют два процесса: образование молекулярных ассоциатов и конденсация паров. Центрами конденсации, вокруг которых образуются капельки жидкости, преимущественно служат ионы. При соударениях между собой ассоциаты разрастаются и уплотняются, что также ведет к образованию зародышей жидкой фазы. Модель капли (компактного кластера) рассматривается как предельный случай объекта, имеющего максимальное число связей в кластере. Другой предельный случай – модель ассоциата с минимальным числом связей, когда атом взаимодействует лишь с парой своих ближайших соседей [1, 2]. Такой объект называют газоподобным, поскольку его невозможно охарактеризовать определенным объемом и плотностью. Вопрос, какая модель является более адекватной для описания свойств кластеров при высоких температурах в плотной парогазовой фазе, представляет

интерес как для фундаментальной науки (неидеальная плазма и теория нуклеации), так и для современной технологии создания новых необычных структур. Очевидна роль ассоциатов в образовании фуллеренов и углеродных нанотрубок. О важной роли ассоциатов в разрядной плазме свидетельствуют экспериментальные исследования [3], в которых выявлены устойчивые разветвленные макроскопические структуры (древовидные долгоживущие филаменты), между элементами которых существуют молекулярные связи.

Детали процессов, протекающих в плазме, в настоящее время изучены недостаточно полно. Оптический разряд, инициируемый и поддерживаемый лазерным излучением у поверхности мишени, допускает широкую вариацию как изучаемых сред, так и внешних параметров и позволяет рассмотреть вопрос о влиянии свойств вещества мишени на эффективность процесса образования кластеров и их агрегатов в парогазовой фазе с высокой плотностью.

2. Пар и плазма вблизи поверхности мишени

Процесс испарения поверхности мишени лазерным излучением, рассмотренный в многочисленных статьях, обзорах и монографиях (см., напр., [4–12] и цитируемую там литературу), укладывается в следующую схему. Режим развитого испарения реализуется при плотностях лазерной мощности

$$q \geq q_{\text{thr}} \approx \frac{k_B T_b}{\alpha 2(\chi t_p)^{1/2}}, \quad (1)$$

где α , χ – коэффициенты поглощения и температуропроводности соответственно; t_p – длительность лазерного импульса; T_b – температура кипения. С ростом плотности мощности температура поверхности мишени увеличивается по логарифмическому закону, а почти вся поглощаемая энергия тратится на испарение. Скорость волны испарения u_a экспоненциально зависит от температуры поверхности T_0 :

$$u_a = u_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T_s}\right), \quad (2)$$

где u_0 – скорость звука в веществе мишени; T_s – теплота испарения, приходящаяся на один атом и выраженная в кельвинах. Экспоненциальную зависимость от температуры T_s имеет и давление насыщенных паров вблизи поверхности мишени:

$$P_s = P_0 \exp\left[\frac{A}{k_B} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s}\right)\right], \quad (3)$$

где A – скрытая теплота испарения при нормальном давлении P_0 . Что касается скорости паров, то гидродинамический характер их течения устанавливается в кнудсеновском слое, прилегающем к испаряемой поверхности и имеющем толщину несколько длин свободного пробега [13]. На внешней границе кнудсеновского слоя пар охлаждается. В предельном случае звукового течения (число Маха $M = 1$) одноатомного пара температура снижается до $T(M = 1) = 0.75T_s$. В результате пар оказывается перенасыщенным, что приводит к его конденсации. Хотя фронт образования «жизнеспособных» зародышей может отстоять от испаряемой поверхности на десятки и сотни длин свободного пробега, процесс конденсации имеет место и на начальной стадии разлета. Выделяющаяся при этом энергия влияет на параметры пара на внешней границе кнудсеновского слоя. В частности, увеличивается температура и, следовательно, перенасыщение становится меньше. Многоатомный пар может остаться ненасыщенным на границе слоя Кнудсена даже при числе Маха, близком к единице. Образование зародышей будет в основном происходить на последующих стадиях разлета в результате адиабатического расширения потока испаренного вещества.

Приповерхностную плазму, инициируемую и поддерживаемую лазерным излучением, принято классифицировать в соответствии с протекающими в ней процессами [14–16]. Эрозия и терморазложение вещества мишени ведут к образованию парогазового потока, незначительная электрон-ионная составляющая которого определяется ионизационным равновесием. Экстинкция лазерного излучения в эрозионном факеле обусловлена тормозным поглощением при температурах порядка 10^4 К (см., напр., [17]) и появлением капельной фракции при температуре плазмы менее нескольких тысяч кельвинов. В последнем случае, согласно [18, 19], концентрация частиц с размерами порядка 0.1 мкм изменяется в диапазоне $10^{10} - 10^{12}$ см⁻³. Факел полупрозрачен для падающего лазерного излучения, а температура пара в нем близка к температуре кипения вещества мишени ($\sim 10^3$ К). В спектре свечения преобладают линии излучения атомов и полосы молекул [14, 20]. Основная доля лазерной энергии поглощается на поверхности мишени, где образуется

каверна. Помимо испарительного механизма, удаление расплава из каверны происходит в результате термокапиллярного движения [21], интенсивность которого зависит от пространственных вариаций поверхностного натяжения.

Плазма может возникать и развиваться без образования кратера на поверхности мишени. В работах [22–28] были рассмотрены различные механизмы, облегчающие условия низкопорогового пробоя: испарение материала мишени [23], испарение дефектов поверхности [26, 27], тепловой взрыв микроострий [28]. Низкий потенциал ионизации паров металла и отсутствие энергетических потерь электронов на возбуждение колебательных степеней свободы молекул облегчают развитие лавинного пробоя. В зависимости от условий эксперимента и параметров потока излучения около мишени может реализоваться либо приповерхностный оптический разряд, либо волна светового горения, распространяющаяся навстречу лазерному излучению. Скорость фронта волны определяется механизмом передачи энергии в окружающие холодные слои. Для световых потоков умеренной интенсивности этим механизмом является теплопроводность [29, 30]. Плазма оптического разряда в газах характеризуется высокими температурой (15000–20000 К), степенью ионизации (приближающейся к полной однократной) и коэффициентом поглощения лазерного излучения, который приводит к экранировке поверхности.

Оптический разряд может реализоваться и в парах мишени. Сравнительно небольшой потенциал ионизации паров понижает температуру плазмы по сравнению с температурой при разряде в газах. Из-за экранировки поверхности разряд в парах может оказаться нестационарным [16], т. к. перед фронтом волны пар отсутствует и, в отличие от разряда в газе, здесь нет среды распространения. В результате при достаточно малых плотностях мощности лазерного излучения скорость распространения разряда навстречу падающему излучению ограничена скоростью истечения паров материала мишени. В спектре свечения в основном присутствуют линии излучения ионов [31]. По мере роста плотности мощности светового потока переход от разряда в парах к разряду в газе – так же как и переход от эрозионного факела к разряду в парах (в газе) – происходит скачком.

Поскольку порог пробоя газа зависит от его плотности [30], то изменение режима разряда может произойти также и по мере роста внешнего давления. Систематическое исследование низкопорогового пробоя в зависимости от давления окружающего газа в научной периодике не представлено. В работах [32–34] приводятся опытные данные по пробую газа (азота) при повышенных давлениях у поверхности мишеней (молибден, нержавеющая сталь). Предполагается, что в диапазоне 30–100 атм и плотностях мощности $10^6 - 10^7$ Вт/см² по объему газа после пробоя распространяется волна светового горения. За фронтом волны образуется плазменная область, практически полностью экранирующая мишень от падающего лазерного излучения.

3. Плазма, содержащая дисперсную фазу

Плазма с конденсированной дисперсной фазой – слабо ионизованный газ, содержащий твердые или жидкие частицы с размерами $10^{-9} - 10^{-6}$ м. Такие частицы присутствуют в объеме практически любой низкотемпера-

турной плазмы как результат или конденсации парогазовой фазы, или распыления электродов, мишени и т. п. Присутствие частиц сказывается на всех основных параметрах плазмы, ее транспортных и оптических свойствах. Например, частицы микронного и субмикронного размеров являются эффективными центрами захвата электронов, причем приобретенный заряд может достигать $10^3 - 10^5 e$ на одну частицу (где e – элементарный заряд). Если концентрация частиц достаточно высока, то заметно уменьшается плотность электронов. Частицы могут захватить практически весь отрицательный заряд плазмы [35, 36] и тем самым существенно повлиять на ее проводимость. Чтобы разряд не потух, а скорость ионизации не изменилась, должна увеличиваться электронная температура, что приводит к более интенсивной оптической эмиссии.

В соответствии с тем стабильны ли частицы в плазме или, напротив, растут и испаряются, плазму подразделяют на пылевую и кластерную [37]. В кластерной плазме, существующей при относительно высоких давлениях и температурах, определяющую роль играют процессы с участием атомов: конденсация и испарение. Ионы при относительно низкой степени ионизации оказываются центрами конденсации. Трехчастичный характер образования двухатомных молекул задерживает процесс зарождения кластеров при низких давлениях. Важными параметрами для кластерной плазмы являются давление насыщенного пара и, следовательно, температура поверхности кластеров. Главную роль в тепловом балансе играют атомы буферного газа и плазменные электроны, поэтому поверхность кластера прогревается до температуры, которая выше газовой, но ниже электронной. Для описания отдельного достаточно большого кластера используется модель жидкой капли [37, 38]. В частности, когда число атомов n , образующих кластер, велико ($n \geq 100$), то можно пользоваться объемными и поверхностными параметрами соответствующей жидкой среды. Напротив, для описания малых кластеров ($n \sim 30$) непригодны модели, опирающиеся на свойства непрерывной среды. Если температура кластера оказывается ниже температуры плавления, которая зависит от его размера, то кластер затвердевает. Энергия связи атомов в поверхностном слое твердого кластера не является монотонной функцией его размера, достигая максимума для замкнутых конфигураций [39].

В теории нуклеации [40] вводится представление о зародыше – критическом кластере, для которого вероятности прилипания и испарения атомов совпадают. Для кластеров меньших размеров скорость прилипания меньше скорости испарения. Радиус критического кластера определяется выражением [41]

$$r_{cr} = \frac{2\gamma v}{k_B T \ln S}, \quad (4)$$

где $S = N/N_s(T)$ – степень перенасыщения пара; N – плотность атомов пара; $N_s = P_s/k_B T$ – плотность паров в насыщенном паре; v – объем, приходящийся на один атом в конденсированной фазе; γ – коэффициент поверхностного натяжения. В лазерной плазме, возникающей при испарении металлов, имеем $S \sim 2$ и $r_{cr} \sim 1$ нм ($n \sim 1000$) [41].

В результате прилипания электронов и ионов кластеры приобретают заряд порядка нескольких e [37, 42]. В случае проводящего кластера его полный поверхностный

заряд меняется на единицу. В случае диэлектрической частицы на ее поверхности происходит образование заряженных центров не обязательно одинакового знака. Коагуляция при соударении нейтральных или противоположно заряженных кластеров определяет позднюю стадию нуклеации, когда доля вещества в парообразном состоянии становится сравнительно малой.

Пылевая плазма, как правило, изучается при пониженном давлении и значительном превышении электронной температуры над температурой ионов. Последнее обстоятельство обеспечивает отрицательный заряд частиц пыли, который пропорционален их размеру. Энергия кулоновского взаимодействия между заряженными пылинками может заметно превышать энергию их теплового движения [43]. В результате возможно образование сильно связанной кулоновской жидкости [44, 45] и кулоновского кристалла [44, 46]. Упорядоченные структуры из пылинок наблюдаются в электростатических ловушках [44], в прикатодной области высокочастотного разряда [43], в стоячих стратах положительного столба тлеющего разряда [47].

С помощью методов масс-спектропии [48] и фототрипы [49], производимого лазерным излучением, удалось выделить несколько стадий эволюции дисперсной фазы в плазме радиочастотного разряда в смеси $\text{SiH}_4 : \text{Ar} = 5 : 95$ ($P = 120$ мТор). На начальном этапе происходит образование отрицательных ионов. Затем в течение ~ 50 мс образуются макромолекулярные наноразмерные структуры, несущие относительно небольшой отрицательный заряд. Последующая стадия, протекающая во временном интервале от сотни миллисекунд до нескольких секунд, носит коагуляционный характер. На ее начальном этапе образуются компактные наноразмерные кластеры. Как показывает электронная микроскопия [50], эти кластеры не имеют сферической формы, а скорее напоминают структуру плотноупакованных более мелких шаров. Образование более крупных частиц с большим отрицательным зарядом сопровождается уменьшением электронной плотности в плазме и ростом электронной температуры. Достигнув некоторого критического размера, частицы покидают область разряда, поскольку сила ионного увлечения и термофоретическая сила, выталкивающие частицы из плазмы, имеют квадратичную зависимость от их размера, тогда как электростатическая сила, втягивающая частицы в разряд, характеризуется линейной зависимостью. В результате в плазме образуется полость, свободная от крупных частиц [45, 46].

4. Макромолекулы в насыщенном паре

Таким образом, первоначально в плазме могут возникать макромолекулы. В связи с этим представляет интерес молекулярный состав насыщенного пара, получаемого, например, эффузионным методом Кнудсена [51], в котором для формирования газоподобных кластеров используется узкая газодинамическая струя ($\lambda \ll d$, где λ – длина свободного пробега атомов, d – диаметр струи). Нарастание скорости поступательного движения и падение температуры газа прекращаются, когда газодинамический режим разлета сменяется молекулярным ($\lambda \gg d$). Обычно это происходит, когда поток газа пройдет расстояние, равное нескольким диаметрам сопла, а плотность газа уменьшится до $10^{14} - 10^{12}$ см $^{-3}$. В молекулярном режиме кластеры, возникшие и растущие на

предыдущем этапе разлета, теряют возможность дальнейшего роста из-за отсутствия столкновений (так называемый эффект закалки). Типичное время процесса составляет $10^{-7} - 10^{-6}$ с [52]. Компонентный состав парогазового потока в молекулярном режиме анализируется методами масс-спектропии.

Сочетание эффузионного метода и метода масс-спектропии позволило определить молекулярный состав насыщенного пара для большинства элементов периодической системы и основных неорганических соединений [51]. Установлено, что все металлы испаряются в виде атомов, а доля димерных молекул изменяется от 10^{-1} до 10^{-7} . Более сложным оказался состав насыщенного пара для неметаллов. Так, для углерода был обнаружен набор молекул C_n , где n принимает значения от 2 до 10, с максимумом при $n = 3$. Подобная картина наблюдается для элементов шестой группы (S, Se). В насыщенном паре галогенидов щелочных металлов основным компонентом является мономер, а содержание димера может достигать 50%. Оксиды металлов первой и второй групп при испарении диссоциируют с образованием металла и кислорода. У оксидов четвертой группы основным компонентом пара является монооксид MeO и его полимеры, причем степень полимеризации возрастает при переходе от кремния к свинцу [53].

Уже первые эксперименты [54] по лазерному нагреву углерода показали, что степень полимеризации молекул в потоке пара достигает большей величины ($n = 14$), чем в эффузионном методе. Впоследствии при лазерном испарении графита в вакуум был зарегистрирован набор молекул C_n с $n \leq 24$. Еще большую степень полимеризации ($n > 100$, где n – четное) удалось получить при использовании техники газодинамической струи и лазерного испарения [55]. Максимумы в спектре имели место при $n = 60$ и 70 ; их удавалось обострить, увеличив время пребывания молекул в зоне соударений [56]. При этом молекулы углерода C_n с $n \leq 7$ характеризуются линейной структурой, а с $n = 11 - 28$ – циклической. Сферически замкнутые структуры (фуллерены) доминируют, начиная с $n \geq 50$. Эксперименты [55, 56] указали также на важную роль буферного газа, присутствие которого увеличивает эффективность процессов полимеризации. Следует отметить, что метод лазерной абляции приводит к большей степени полимеризации и в случае оксидов. Так, например, после воздействия моноимпульса лазерного излучения на оксид иттрия методами масс-спектрометрии были зарегистрированы ионы $(Y_2O_3)_n(YO)^+$, где n изменяется от нуля до 18 [57]. Дальнейшее увеличение степени полимеризации реализуется в однослойных нанотрубках углерода, представляющих собой свернутые графитовые слои [58]. При диаметре порядка одного нанометра длина таких трубок достигает нескольких сотен микрометров. Одним из способов получения нанотрубок является метод лазерной абляции в атмосфере буферного газа [59]. Кроме однослойных трубок получены и многослойные углеродные нанотрубки, число концентрических слоев в которых может достигать нескольких десятков.

5. Формирование нанокластеров

Типичная длительность процесса формирования кластеров методами эффузии [51] и лазерной абляции [60] определяется временем закалки и составляет $10^{-7} - 10^{-6}$ с. Определенный интерес представляет сопоставление ре-

зультатов, полученных этими двумя методами. Отметим, что в методе Кнудсена пар расширяется в вакуум, тогда как большинство экспериментов по кластерной плазме (в том числе и по лазерной абляции) проводится в атмосфере буферного газа. Последний заметно увеличивает эффективность кластеризации, забирая себе избыток энергии, выделяемой при конденсации. Различные газодинамические процессы в окружающем газе усложняют задачу по сравнению со случаем разлета вещества в вакуум. В большинстве теоретических работ, посвященных лазерной абляции, рассматриваются вопросы конденсации и формирования облака при разлете пара в вакуум.

Впервые теоретический анализ этих явлений был проведен в [61]. Моделирование процессов конденсации в облаке, образующемся при лазерной абляции вещества в вакууме, было выполнено в работах [60, 62, 63]. Показано, что теоретическая модель, предложенная в [61], удовлетворительно описывает эксперимент [64] по абляции кремния в атмосфере гелия ($P = 4$ Тор). Для Ge, Si и C было предсказано, что кластеры критических размеров, возникающие за 50 нс в вакууме, содержат 16, 18 и 20 атомов соответственно [62]. В [65] методом масс-спектропии установлено, что наименьшие компактные кластеры кремния, состоящие из 30 атомов, появляются в атмосфере буферного газа только через ~ 200 нс.

Можно предположить, следуя изложенному в разд. 4, что на начальном этапе кластеризации образуются макромолекулярные объекты, аналогичные «газовым кластерам», получаемым методом Кнудсена [51] и в высокочастотном разряде [48]. Впоследствии эти структуры приобретают компактную форму или жидкой капли, или твердой частицы. Подтверждение этому можно видеть в экспериментах по исследованию задержки сигнала фотолуминесценции [66], которая присуща кремнию лишь в твердом состоянии [67], а также во фрагментации предшествующих структур под действием лазерного излучения [68]. Время формирования компактных кластеров, зависящее от давления и типа буферного газа, оказалось порядка 1 мс [66].

Когда абляция производится в атмосфере буферного газа ($P \sim 1$ атм), конденсация продолжается, пока плотность свободных атомов пара отлична от нуля. Характерное время процесса конденсации τ и число атомов в типичном кластере n описываются следующими выражениями [37]:

$$\tau \propto \frac{1}{k_0 N_a} \left(\frac{k_0}{KN_a} \right)^{1/4}, \quad n \propto (k_0 N \tau)^3 \propto \left(\frac{k_0}{KN_a} \right), \quad (5)$$

где $K \sim 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ – константа скорости трехчастичного процесса образования двухатомных молекул, которые являются центрами конденсации; $k_0 = \pi r_{cl}^2 (8T/\pi m)^{0.5} \sim 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ – константа, определяющая скорость прилипания атомов к кластеру радиусом r_{cl} ; m – масса атомов пара; $N_a \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – плотность атомов буферного газа. В результате получим среднее число атомов в кластере $\bar{n} \sim 10^2$ при $N \tau \sim 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$.

Если время действия лазерного излучения t_p много больше τ , то характерный размер кластера можно оценивать по формуле [37]

$$n \propto \left(\frac{k_0}{KN_a} \right)^{5/8} \frac{t_p}{\tau}. \quad (6)$$

В лазерном эксперименте, как правило, нагрев неоднороден. Возникающие при этом градиенты температуры и плотности пара направлены навстречу друг другу. В соответствии с выражением $P = Nk_B T$ имеем [37]

$$\frac{\Delta N}{N} = -\frac{1}{2} \frac{\nabla T}{T} = -\frac{\nabla P}{P}. \quad (7)$$

Поскольку в холодных областях выше плотность атомов и степень перенасыщения, а в горячих – больше скорость испарения, то происходит накопление кластеров в более холодных периферийных областях плазмы. Когда полная плотность атомов пара, входящих в состав кластеров, $N_b = nN_{cl}$ (где N_{cl} – плотность числа кластеров) намного превышает плотность пара, дальнейший рост кластеров происходит по механизму коагуляции. В этом случае среднее число атомов в кластере описывается выражением

$$\bar{n} = 3.5(N_b k_0 t)^{1.2} \quad (N_b k_0 t \gg 1). \quad (8)$$

Приравняв N_b концентрации атомов испаренного вещества ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$), получаем, что к концу лазерного импульса длительностью 10 мс характерный размер кластеров составит $\sim 10 \text{ нм}$ ($n \sim 10^5$); это соответствует характерным размерам компактных частиц, из которых формируются фрактальные структуры при лазерном испарении [69, 70].

6. Заряд кластеров

Поверхность любого тела, находящаяся в контакте с плазмой, приобретает заряд. Высокая температура и интенсивное свечение плазмы приводят к термо- и фотоэлектронной эмиссии с поверхности и соответственно к накоплению на ней положительного заряда. Когда температура плазмы не превышает 1000 К, заряд определяется балансом потоков положительно и отрицательно заряженных плазменных частиц, поступающих на поверхность. Так как наиболее подвижными являются электроны, то, приобретая отрицательный заряд, поверхность начинает притягивать положительные ионы и отталкивать электроны, пока не установится стационарный отрицательный заряд. Поверхностный слой плазмы, поляризуясь, ограничивает действие кулоновской силы накопившегося заряда. Экранировка характеризуется дебаевской длиной.

Достаточно большая изолированная частица ($a \geq 10 \text{ нм}$) ведет себя в плазме как сферический конденсатор с емкостью $C \approx 4\pi\epsilon_0 a$ и зарядом $Z_a = C/V(a)$, где $V(a)$ – плавающий потенциал, являющийся функцией температур и масс плазменных частиц (T_e, T_i, m_e, m_i). Заряд частицы пропорционален ее радиусу. Каждая частица окружена дебаевской сферой с зарядом противоположного знака, характеризуемой длиной экранировки. Оценка [49] накопившегося заряда при типичных параметрах плазмы с низким давлением ($P \sim 10 \text{ Тор}$) и низкой газовой температурой ($T \sim 300 \text{ К}$) приводит к величине в один элементарный заряд на один нанометр радиуса частицы. Таким образом, частица микронного размера в такой плазме приобретет заряд порядка 1000 e .

Наноразмерные частицы можно рассматривать как большие молекулы, и для них процесс приобретения заряда скорее описывается в терминах рекомбинации и электронного отрыва, чем в терминах баланса потоков.

Обычно заряд на таких частицах не превышает нескольких e и они никогда не находятся в стационарном состоянии; их заряд флуктуирует и описывается статистическими методами [71].

Когда концентрация больших заряженных частиц достаточно велика, то по мере перекрытия дебаевских сфер отрицательный заряд, приходящийся на одну частицу, уменьшается. В пределе очень высокой плотности числа частиц N_p последние собирают практически все электроны, и заряд, приходящийся на одну частицу,

$$Q_p = \frac{n^+}{N_p}, \quad (9)$$

где n^+ – плотность ионов. Отметим, что установление стационарного заряда происходит за время $\sim 10^{-10} \text{ с}$ [49, 72].

7. Формирование фрактальных структур при релаксации плазмы

Образование фрактальных структур после релаксации плазмы наблюдалось при электрическом взрыве проводников [73], испарении металлов, нагретых до высоких температур [74], дуговом разряде и горении [75], лазерном испарении [69, 70, 76], плазменном распылении [77]. Возникающие в газовой фазе фрактальные агрегаты осаждались на подложку и исследовались методами электронной микроскопии. Отдельный фрактальный кластер имеет микронные размеры и состоит из нанометровых частиц (3–10 нм). Распределение плотности вещества в кластере характеризуется фрактальной размерностью d_f , зависящей в общем случае от условий эксперимента и механизма, определяющего рост кластера [78]. Наиболее широко при обсуждении роста фракталов в газовой фазе используются две модели: ограниченная диффузией агрегация в системе частица–кластер ($d_f = 1.6 \pm 0.07$ [73]) и кластер–кластерная агрегация ($d_f = 1.77 \pm 0.03$ [79]). В растворах агрегация ограничена чаще скоростью химической реакции, чем диффузией, и в результате средняя плотность вещества в кластере оказывается более высокой, а фрактальная размерность соответственно большей ($d_f = 2.02 \pm 0.06$ [80]). В растворах может реализоваться и режим гелеобразования [81], при котором в результате перехода золь – гель, стимулированного реакцией, возникает связанная макроскопическая структура из фрактальных кластеров. Размерность этих кластеров совпадает с размерностью критических перколяционных кластеров, зависящей только от размерности евклидова пространства: $d_f = 1.80 \pm 0.05$ на поверхности и 2.35 ± 0.05 в объеме [82]. Эти значения d_f получены экспериментально и хорошо согласуются с модельными расчетами, основанными на приближении твердых сфер, т. е. в отсутствие взаимодействия частиц.

Эксперимент показывает, что фрактальная размерность структур, полученных из парогазовой фазы, оказывается более низкой ($d_f = 1.4 \pm 0.2$ [42, 70]) и зависящей от внешнего электрического поля [42]. В работах [83–86] модель диффузионно-ограниченной агрегации была существенно модифицирована путем введения диполь-дипольного взаимодействия между частицами, дипольный момент которых может наводиться внешним электрическим полем [85, 86]. Согласно расчетам, представленным в [84, 85], по мере увеличения энергии взаимодействия фрактальная размерность уменьшается с ~ 1.7 до ~ 1.1 и

с ~ 2.46 до ~ 1.37 в двухмерном и в трехмерном случаях соответственно. В этой модифицированной модели вводится параметр p^* , характеризующий соотношение дипольного взаимодействия и тепловой энергии:

$$p^* = \frac{\mu^2}{d_\mu^3 k_B T}, \quad (10)$$

где μ – дипольный момент частицы; d_μ – расстояние между диполями. Если $p^* < 1$ (высокие температуры, слабое взаимодействие), то реализуются обычные разветвленные фрактальные кластеры. Если $p^* > 1$ (низкие температуры, сильное взаимодействие), то частицы выстраиваются в линейные цепочки. Отметим, что подобное поведение ферромагнитных частиц было обнаружено и интерпретировано в более ранней работе [87].

По мере накопления фрактальных кластеров образуются макроскопические структуры: аэрогель [82], фрактальные слои [72, 88] и фрактальные нити [70, 89]. Наиболее изученным макроскопическим фрактальным объектом является аэрогель двуокиси кремния [90, 91]. Основным элементом этой макроструктуры служит фрактальный кластер, и на масштабах, меньших его размера (не более 1 мкм), структуры проявляют фрактальные свойства. На больших масштабах макрофракталы обладают свойствами однородной системы. Отметим, что размерность изолированного фрактального кластера, осаждаемого из газовой фазы, в среднем составляет ~ 1.8 , тогда как в структуре аэрогеля $d_f = 2.4 \pm 0.2$ [91].

Осаждаясь на подложку, кластеры формируют фрактальные слои. Распределение вещества в них будет зависеть от характеристик кластеров (тепловой энергии, размера, заряда, дипольного момента, размерности и др.), плотности их числа и свойств самой поверхности. В работе [92] представлен модельный эксперимент, учитывающий осаждение кластеров на подложку, их диффузию по поверхности и агрегацию в уже существующие структуры. Показано, что морфология фрактального слоя зависит от соотношения между размером системы L и характерными масштабами (диффузионной длиной L_1 и средним расстоянием между разрастающимися структурами L_2) и может соответствовать различным моделям роста структур. Так, морфология кластера, который возникает в процессе агрегации, ограниченной диффузией, реализуется в случае малых потоков частиц и малых размеров системы по сравнению с длиной диффузии ($L < L_1$). Модель кластер-кластерной агрегации реализуется при малых потоках и малой диффузионной длине ($L_1 < L < L_2$). Модели перколяционного кластера соответствуют структуры, образующиеся при больших потоках и больших размерах системы ($L > L_2$). Наличие дипольного момента у осаждаемых частиц и дальнего взаимодействия между ними приводит при достаточно низких температурах к появлению упорядоченных структур (цепочек) [88, 93].

Фрактальные нити возникают в результате агрегации фрактальных кластеров в присутствии электрического поля (~ 100 В/см) [70]. Поле приводит к ориентации микроструктур, направленной их агрегации и уплотнению внутри нити за счет реструктурирования – разрыва слабых и образования новых более сильных связей. В работе [89] было показано, что фрактальная нить может образоваться в результате перколяционного перехода в ансамбле фрактальных агрегатов (кластеров), если их концентрация превысит некоторую критическую вели-

чину. Переход происходит за сравнительно короткий промежуток времени (не более 1 с) по сравнению с периодом накопления (~ 1 мин). В случае испарения лазерным излучением текстолита наблюдалось образование из частиц сажи нитевидной структуры длиной ~ 1 м и толщиной ~ 1 мкм [89].

В экспериментах с пылевой плазмой [77] фрактальные агрегаты с размерами не более 10 мкм были зарегистрированы в условиях радиочастотного разряда как результат распыления электродов. Фракталы проявляют себя так же, как и компактные частицы пыли, которые накапливают электрический заряд, а достигнув определенных концентрации и размера, устремляются на периферию разряда. В результате внутри облака пылевых частиц образуется полость с резкими границами и повышенной светимостью. Пылевые частицы в этих экспериментах характеризуются размером ~ 0.5 мкм и зарядом $\sim 10^3 e$. Размер фрактальных агрегатов на порядок больше, и, очевидно, они могут накапливать и на порядок больший заряд.

Роль ионизационного состояния среды при образовании фрактальных кластеров внутри совокупности противоположно заряженных частиц была рассмотрена в [94, 95]. Установлено, что на ранней стадии процесса коагуляции следующим шагом после образования одно-, двух-, и трехчастичных заряженных агрегатов является наращивание линейных структур и их сшивание в разветвленные объекты. Свертке цепочки в компактную структуру препятствует отталкивание частиц с зарядами одного знака. На поздних стадиях процесса возникает эффект направленной коагуляции, при котором связь между контактирующими кластерами проходит через их противоположно заряженные участки. Структура возникающего фрактального агрегата характеризуется более низкой плотностью упаковки и меньшей фрактальной размерностью ($d_f = 1.38 \pm 0.04$ [95]).

8. Перколяция в лазерном факеле

В плотном паре может реализоваться как макро-, так и микроскопическая модель перколяции. В первом случае структурными элементами являются компактные кластеры, а во втором – атомы или молекулы пара, которые в результате перекрытия валентных оболочек образуют химические связи [96]. На пороге перколяции (при некоторой плотности структурных элементов) возникает бесконечный (критический) кластер. На основе микроскопической перколяционной модели хорошо интерпретируется переход металл – диэлектрик, который наблюдается при плотности металлического пара, близкой к критической [97]. Чтобы достигнуть соответствующего состояния с помощью лазерной абляции требуются потоки лазерного излучения порядка 10^9 Вт/см² и выше [98]. Однако если структурные элементы (например, макромолекулы или газоподобные кластеры) имеют форму вытянутых эллипсоидов, то их пороговая концентрация может оказаться существенно меньшей [89, 99].

Обычно перколяции соответствует пороговая зависимость проводимости от состава среды: до порога проводимость мала, в окрестности порога образования бесконечного перколяционного кластера рост проводимости характеризуется критическим показателем порядка единицы, а при достаточном превышении порога проводимость стремится к постоянному значению. Для изуче-

ния перколяции на основе такой зависимости необходимо изменять концентрацию проводящего компонента в широких пределах. При лазерном облучении однокомпонентных веществ возникают сложности с определением абсолютной плотности факела и ее регулированием, например путем изменения плотности мощности и внешнего давления. Другой, более простой и удобный путь заключается в использовании двухкомпонентной мишени, где помимо перколирующего вещества, которым, как правило, является металл или его оксид, имеется и разбавитель.

В работах [100–105] мишени представляли собой прессованные таблетки из смеси порошкообразных материалов. Характерные перколяционные зависимости наблюдались для свечения и микроволновой проводимости факела, возникающего под действием лазерного излучения умеренной интенсивности. Порог перколяции p_c выражался через относительную концентрацию атомов перколирующего компонента. Для большинства исследованных в [100–104] смесей получены совпадающие в пределах экспериментальной погрешности пороги $p_c = 0.55 \pm 0.05$, что соответствует двумерной модели перколяции. Столь большой порог представляется неожиданным, т. к. для трехмерного объекта, каким является однородная плазма, он не должен превышать 0.33 [106].

В работе [104] для объяснения экспериментальных зависимостей была привлечена модель макроскопической перколяции, в которой элементами перколяционного кластера являются микрочастицы конденсата. Для оценки размера частиц при данных температуре, давлении и диаметре парогазовой струи в [107–109] вводится эмпирический скейлинговый параметр (параметр Хагена)

$$\Gamma^* = (Nr_{ch}^3) \left(\frac{d}{r_{ch}} \right)^q \left(\frac{T}{T_{ch}} \right)^{0.25q-1.5}, \quad (11)$$

$$r_{ch} = \left(\frac{m}{\rho} \right)^{1/3},$$

где d – диаметр плазменного пучка с температурой T ; ρ – плотность кластеров; T_{ch} – энергия сублимации в кельвинах; $q = 0.85$ – подгоночный параметр. Согласно выводам работы [108], кластеризация в свободных струях начинается, когда параметр Хагена составляет приблизительно 200, а развитый процесс образования кластеров с числом атомов около 100 имеет место при $\Gamma^* \sim 1000$.

Эффективность процесса кластеризации увеличивается в атмосфере буферного газа, который забирает избыток энергии, выделяемой при конденсации. Как отмечено в [41], параметр Хагена, по сути дела, является отношением скорости конденсации к скорости расширения газового потока. Поэтому, когда охлаждение пара происходит при его расширении в атмосфере буферного газа ($P = 1$ атм), параметр, определяемый в соответствии с (11), описывает процесс конденсации лишь качественно. В [104] рассчитаны значения параметра Хагена в зависимости от состава мишени. Оказалось, что для исследованных в работе трех различных смесей ($Mo_x Al_{1-x}$, $Nb_x Mg_{1-x}$ и $(Al_2O_3)_x Al_{1-x}$) на пороге перколяции параметр Хагена $\Gamma_{пер}^* \approx 400$. При свободном расширении доля вещества в конденсированной фракции при этом значении параметра достигает 30–50% [41]. В атмосфере буферного газа эффективность конденсации увеличивается и содержание конденсата возрастает.

При размерах компактных микрокластеров менее 1 нм (менее 1000 атомов) среднее расстояние между ними будет малым по сравнению с дебаевским радиусом r_D . В [104] предполагается, что дополнительная проводимость в ансамбле микрокластеров появляется, когда среднее расстояние между ними сравнивается с характерным масштабом r_D для пространственной неоднородности плазмы вокруг отдельного кластера. В результате перекрытия дебаевских сфер образуется фрактальный перколяционный кластер, который приводит к заметному изменению транспортных и оптических свойств плазмы по сравнению со случаем, когда между микрокластерами связь отсутствует.

Перколяционная модель позволяет адекватно интерпретировать результаты работы [105], в которой изучены процессы электродипольного и магнитодипольного поглощения микроволнового излучения в плазме факела. Проведенный в [105] анализ показывает, что отношение $s = K_H/K_E$, где K_E и K_H – эффективности возбуждения токов проводимости и вихревых токов в лазерной плазме, не соответствует предположению об однородности плазмы в объеме факела. Разветвленные фрактальные структуры, в частности перколяционные, которые образуются при достаточно большой концентрации микрочастиц в лазерном факеле, могут существенно влиять на электро- и магнитодипольное поглощение, поскольку в этих структурах существуют как линейные, так и кольцевые фрагменты. Характер распределения вещества во фрактальном кластере обуславливает эффективное уменьшение проводимости с ростом его радиуса и соответственно рост электродипольного поглощения, тогда как магнитодипольное поглощение увеличивается из-за преобладающего вклада множителя, зависящего от размера кластера.

Согласно работе [110], для трехмерного фрактального кластера факторы усиления электродипольного и магнитодипольного поглощения (по сравнению со случаем изолированных частиц равны $(r_{cl}/a)^{5(3-d_f)/2}$ и $(r_{cl}/a)^{(1+d_f)/2}$ соответственно). Таким образом, отношение s будет расти, если фрактальная размерность превысит $7/3$, что выполняется в трехмерном случае для перколяционного кластера ($d_f = 2.5$).

На рис. 1 представлены результаты исследования эволюции отношения магнитодипольного поглощения к электродипольному в плазме лазерного факела, получен-

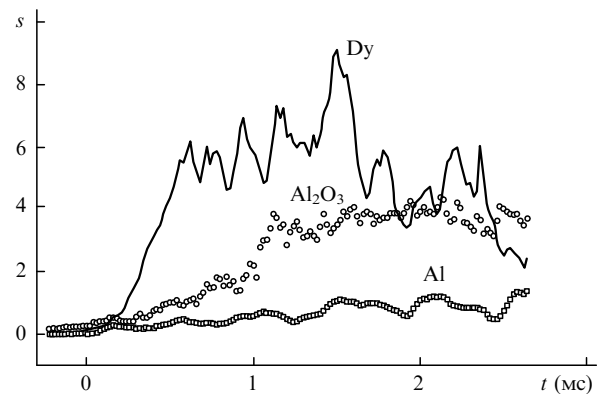


Рис. 1. Зависимости параметра $s = K_H/K_E$ от времени при лазерном воздействии на мишень из различных веществ: Dy ($r_f = 1.2$ мм, $P = 0.7$ кПа), Al_2O_3 (1.65 мм, 2 кПа), Al (3.9 мм, 7 кПа). Буферный газ – воздух. Момент времени $t = 0$ соответствует началу процесса испарения; r_f – размер лазерного факела.

ные в [105]. Для различных веществ, используемых в качестве мишени, после начала испарения ($t = 0$), как правило, имеет место монотонный рост параметра s со стабилизацией его на некотором уровне после установления режима испарения. Очевидно, что начальный этап кинетики отражает рост плотности паров. Отметим, что в режиме развитого испарения размеры факела r_f остаются неизменными и определяются эффектом самофокусировки лазерного излучения в плазме факела. Давление буферного газа P подбиралось из условия отсутствия скин-эффекта в плазме факела. Начальное отношение $s \sim 0.01$, что отвечает модели поглощения в однородном потоке плазмы [104], имеющем размеры факела. Отметим, что близкое отношение наблюдается и для сигналов микроволнового поглощения, соответствующих термоэмиссионному потоку от нагреваемой световым пучком поверхности некоторых металлов (например, меди и алюминия) до ее испарения.

9. Эффективность фракталообразования

В работе [111] изучалась эффективность фракталообразования в зависимости от давления буферного газа. Установлено, что эта зависимость в случае лазерного испарения имеет отчетливый максимум при некотором давлении P_1 , которое определяется в основном материалом мишени. Спад эффективности с ростом давления происходит синхронно с уменьшением длины лазерного факела. Ограничение разлета плазмы является результатом не только противодействия, оказываемого буферным газом, но и наличия определенной связности в охлажденных слоях факела или в самой плазме, о чем свидетельствует определяющая роль материала мишени. В диапазоне давлений, меньших P_1 , реализуется режим развитого испарения с характерным разлетом эрозионной плазмы, возникающей вблизи поверхности мишени, где ее температура близка к температуре кипения. При давлении P_2 , большем P_1 , резко возрастает светимость факела. Такое поведение является результатом изменения режима распространения пламени: разлет эрозионной плазмы сменяется значительно более ярким световым горением в объеме парогазового потока, содержащего мелкодисперсную фазу. Зависимость интенсивности свечения от давления имеет пороговый характер. Светимость достигает максимума, когда область разряда прижата к поверхности мишени и практически полностью экранирует ее от потока лазерного излучения. Если мишень прогорает, то разряд перестает существовать, а свечение затухает с характерным временем $t \leq 10^{-3}$ с.

Как установлено в [111], спад эффективности сопровождается объединением фрактальных агрегатов в оболочку на периферии эрозионного факела, что также приводит к ограничению энергетических и диффузионных потерь в объеме плазмы. Фрактальная оболочка была экспериментально обнаружена в виде компактной свернутой сетчатой структуры. Механизмы ее образования и разрушения, а также ее влияние на параметры факела подробно рассмотрены в работе [111]. Оболочка возникает в результате следующей последовательности процессов: 1) конденсация пара с образованием компактных кластеров; 2) выталкивание последних термофоретической силой на периферию лазерного факела; 3) торможение их силой Стокса и накопление в некотором слое, ок-

ружающем плазму разряда; 4) агрегация во фрактальные слабосвязанные микрокластеры при низких плотностях испаренного материала или (при превышении некоторой критической плотности частиц) в макроскопическую фрактальную структуру (оболочку) с сильной связью. Поведение плазмы лазерного факела с мелкодисперсной фазой во многом аналогично поведению пылевой плазмы и проявляется в пороговом характере появления внутренней полости с резкими границами и повышенной яркостью свечения [45, 46].

На рис.2 показано поведение эффективности образования фракталов и интенсивности свечения плазменного облака у поверхности мишени в зависимости от давления буферного газа для некоторых металлов из трех различных групп Периодической системы элементов. Прежде всего отметим тот факт, что положения характерных точек (максимума на кривой фракталообразования и скачка яркостной температуры), слабо изменяясь внутри каждой отдельной группы, заметно сдвигаются при переходе от одной группы к другой. Исключение составляют элементы редкоземельной группы, для которой поло-

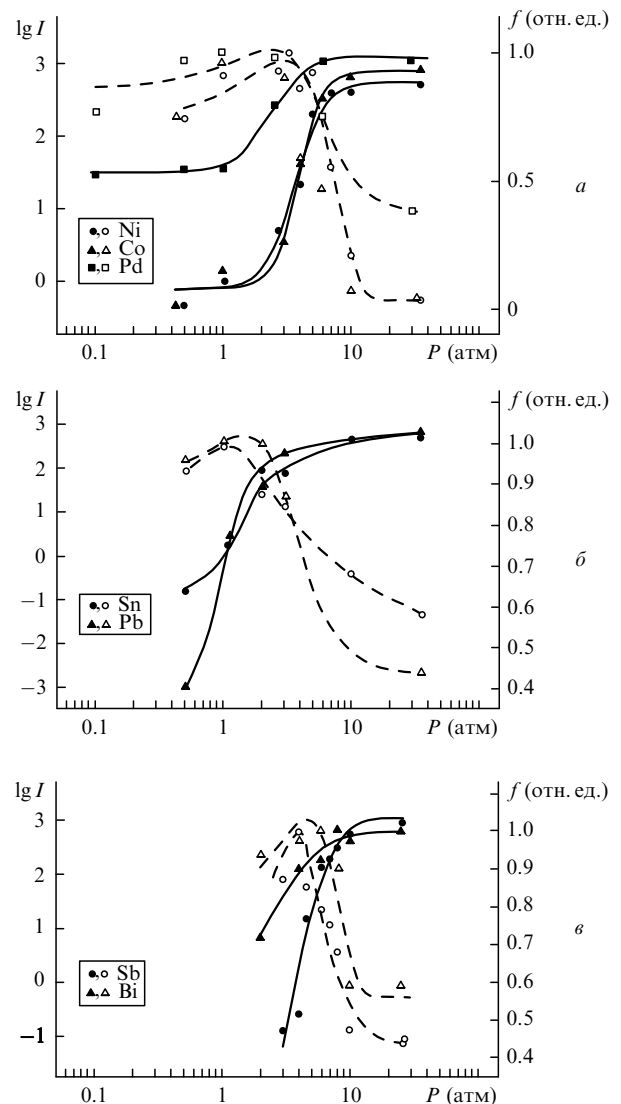


Рис.2. Зависимости нормированной интенсивности свечения факела I на длине волны $\lambda = 0.47$ мкм (темные точки) и эффективности фракталообразования f (светлые точки) от давления P буферного газа аргона для металлов восьмой (а), двенадцатой (б) и тринадцатой (в) групп.

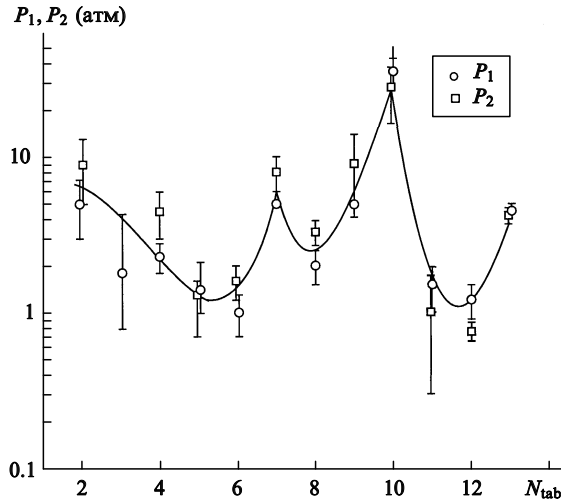


Рис.3. Давления, соответствующие максимуму фракталообразования (P_1) и скачку интенсивности (P_2) для различных групп Периодической системы (N_{tab} – номер группы).

жение максимума образования фракталов существенно сдвигается при переходе от одного элемента к другому. В связи с этим отметим, что внешние оболочки редкоземельных элементов имеют различную структуру [112].

Зависимости средних в пределах группы Периодической системы давлений (P_1 и P_2) от ее номера приведены на рис.3. Использована так называемая длинная форма системы, в которой нет подгрупп, а всем элементам, имеющим одинаковую структуру внешних электронных оболочек, отводится отдельная группа [113]. Кривая, проведенная для удобства восприятия, свидетельствует о том, что периодичность, имеющаяся в системе Д.И.Менделеева, проявляется и для измеренных величин. На рис.4 в аналогичном виде представлены результаты работы [105] по изучению соотношения между электродипольным и магнитодипольным поглощением микроволнового излучения в эрозионной плазме на начальном этапе развития лазерного факела. Здесь также химические элементы одной группы, принадлежащие разным периодам, характеризуются близкими значениями s (за исключением, как и ранее, редкоземельных элементов).

Отметим, что впервые на связь характеристик плазмы оптического пробоя с электронной структурой атомов мишени было указано в работе [114], где изучалось изменение режима выброса плазмы при превышении некоторой пороговой плотности потока и были обнаружены закономерности изменения этого порога для металлов, последовательно расположенных в Периодической системе.

Понятно, что от электронной структуры должны зависеть характеристики как микроскопических структур, так и макрообъектов. Например, потенциал ионизации, температура плавления, скрытая теплота парообразования, электропроводность, работа выхода и другие параметры металлов имеют периодичность, аналогичную той, которая наблюдается на рис.3 и 4. Обнаруженную периодичность полученных зависимостей трудно понять на основе модели диффузионно-ограниченной агрегации компактных частиц, в рамках которой электронная структура химических элементов не должна играть важную роль. Напротив, сила связи в структуре, образованной из газоподобных молекулярных кластеров, опреде-

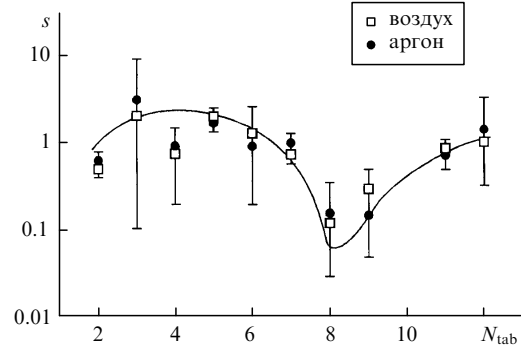


Рис.4. Зависимости отношения $s = K_H/K_E$ от номера группы Периодической системы N_{tab} . Буферный газ – воздух и аргон при давлении ~ 100 Тор.

ляется именно валентной оболочкой конкретного элемента.

10. Образование линейных структур

В работе [111] фрактальные структуры, осажденные на покровное стекло при лазерном испарении железной мишени, были изучены на сканирующем электронном микроскопе. На рис.5 и 6 приведены фрагменты микрофотографий из [111]. Анализ микроструктуры фрактальных слоев позволяет сделать заключение, что изучаемые объекты скорее состоят из отрезков «нанопроволоки» и цепочек шаров, чем из отдельных компактных частиц. При давлениях $P < P_1$ фрактальные структуры, осажденные на подложку, содержат линейные фрагменты с длиной ~ 1 мкм и диаметром порядка 50 нм (см. рис.5). Вдоль фрагмента часто проглядывает (угадывается) более тонкая структура с характерным размером ~ 50 нм. С увеличением давления буферного газа ($P > P_1$) характерные диаметр и длина фрагментов увеличиваются приблизительно в два раза. Кроме того, в осажденных слоях появляются вначале отдельные застывшие капли с размерами 200–500 нм, а затем цепочки из 10–20 капелек одного размера (см. рис.6). На рис.7 приведена двухточечная корреляционная функция [115]

$$g(r) \propto \frac{N_g(r)}{\pi r^2} \tag{12}$$

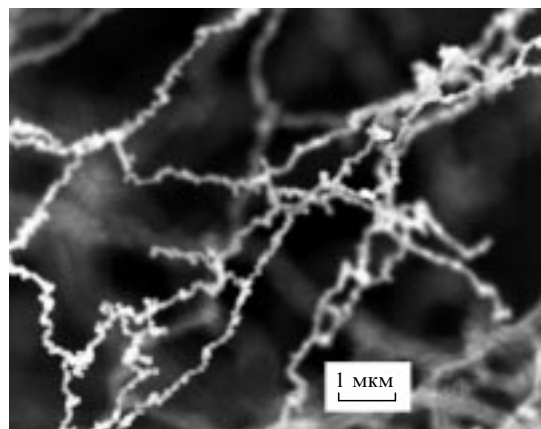


Рис.5. Микрофотография слоя фракталов, осажденного при испарении железной мишени в режиме эрозионного факела, полученная на сканирующем электронном микроскопе.

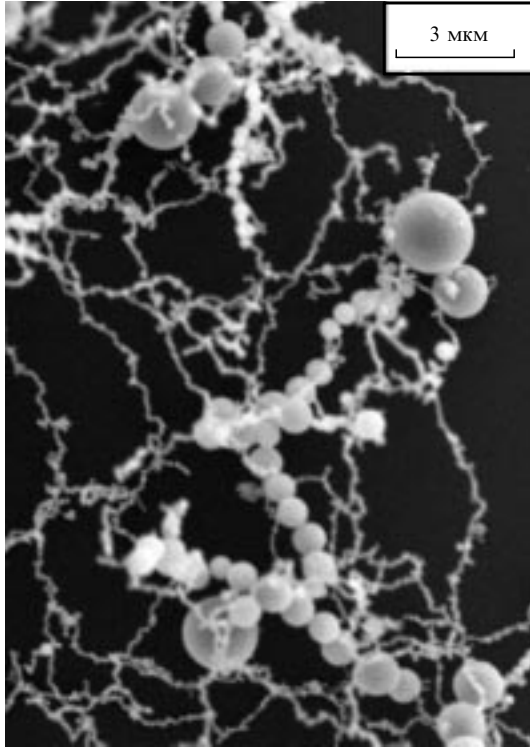


Рис.6. Микрофотография слоя фракталов, осажденного при испарении железной мишени в режиме разряда в парах, полученная на сканирующем электронном микроскопе.

для фрактальной структуры, представленной на рис.5. Здесь $N_g(r)$ – среднее число точек на расстоянии r от любой выбранной точки анализируемого изображения. Излом кривой, начинающийся при $r = 3$ мкм, связан с конечными размерами изображения. Для фрактальных двумерных структур корреляционная функция, как показано в работе [116], имеет вид

$$g(r) \propto r^{d_f - 2}, \quad r < \xi, \quad (13)$$

где ξ – длина корреляции, которая приближенно равна размеру пор в структуре. Нулевой наклон при $r < 100$ нм дает размерность $d_f = 2$, что соответствует компактным частицам. На участке от 100 нм до 3 мкм наблюдается в двойном логарифмическом масштабе линейная зависимость, соответствующая $d_f = 1.48$. Размерность Хаусдорфа, подсчитанная клеточным методом, для этой же структуры составляет 1.62. Более низкая корреляционная размерность может быть связана с мультифрактальностью [117].

С ростом давления фрактальная размерность и толщина фрактального слоя уменьшаются, а размеры отдельных кластеров и линейных фрагментов структуры увеличиваются. Такое поведение, так же как и появление капель, является результатом плавления фрактальной структуры при ее контакте с плазмой оптического разряда. При давлениях, много больших P_1 , вместо слоя разветвленных фракталов на покровном стекле наблюдается множество капелек, диаметр которых равен ~ 1 мкм.

В разд.7 упоминалось, что образование цепочек происходит при наличии дипольного взаимодействия между субъединицами. Параметр, характеризующий вероятность появления цепочек, определяется выражением (10). В работе [118] получена зависимость среднего числа

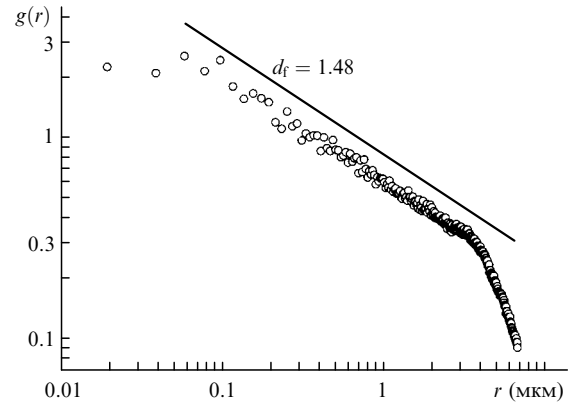


Рис.7. Двухточечная корреляционная функция (точки) для объекта, приведенного на рис.5, и ее аппроксимация при $d_f = 1.48$ (сплошная линия).

звеньев $\langle L_0 \rangle$ в цепи диполей от параметра p^* и доли объема $\Psi \ll 1$, приходящейся на дипольные частицы:

$$\langle L_0 \rangle = \sqrt{\Psi} \exp [p^* \coth(2p^*)]. \quad (14)$$

Когда параметр $p^* \approx 4$, а объемная доля $\Psi \approx 0.2$, что примерно соответствует порогу перколяции, то, согласно (14), параметр $\langle L_0 \rangle \approx 20$. Таким образом, если рассматриваемая модель справедлива для цепочек из капелек железа, то энергия диполь-дипольного взаимодействия между отдельными частицами (капельками) в четыре раза превышает тепловую энергию.

Подобного вида цепочки наблюдались при осаждении паров железокобальтового сплава на подложку, находящуюся при температуре, меньшей температуры Кюри [119]. Осажденные из газовой фазы компактные кластеры диаметром ~ 35 нм, охлаждаясь на подложке, приобретают значительную намагниченность. Перемещаясь по поверхности, они образуют цепочки из магнитных диполей. В экспериментах [111], очевидно, основную роль играют наведенные электрические диполи, поскольку цепочки наблюдаются не только для ферромагнитных металлов, но и для ванадия, марганца, свинца и других легкоплавких элементов. Более того, цепочки возникают в объеме горячей плазмы. Когда фрактальные агрегаты попадают в поле лазерного излучения, уже существующие цепочки плавятся и возникают новые цепочки из капелек.

Естественны следующие предположения: во-первых, образование цепочек происходит при температурах, меньших температуры плавления металла, и, во-вторых, диполи образуются под действием медленно меняющихся электрических полей в плазме. Несмотря на обширные исследования, картина электромагнитных явлений в лазерной плазме остается неясной. К разделению зарядов и появлению электрических полей в плазме приводят градиенты плотности и температуры [45, 77, 120, 121]. Вблизи поверхности различных сред и на границах плазмы возникает двойной электрический слой. Как установлено авторами работы [122], медленно меняющееся электрическое поле, потенциал которого может достигать 10–100 В, появляется у поверхности тел, окружающих лазерный факел, в результате фотоэффекта, вызванного коротковолновым излучением плазмы. Последнее может не только повлиять на заряд частиц дисперсной фазы, но и индуцировать электрический дипольный момент в сис-

теме компактная частица – электронное облако, если отсутствует симметрия в ее облучении.

Предполагая, что энергия диполь-дипольного взаимодействия в четыре раза превышает энергию теплового движения ($T \approx 2000$ К), получаем для электрического дипольного момента взаимодействующих частиц с радиусом ~ 50 нм значение 2×10^3 Д. Такой дипольный момент может быть реализован при сравнительно малых зарядах и больших размерах частиц. Отметим, что в термической плазме заряд пылевой частицы указанного размера может достигать $\sim 10^2 e$ [123].

11. Заключение

При испарении различных веществ лазерным излучением в плазме факела присутствует мелкодисперсная фаза, образующаяся в результате конденсации пара. Плазма, возникающая под действием умеренных световых потоков на конденсированные среды, является эффективным источником фракталов, как в микро-, так и в макроскопических формах. Результаты экспериментального исследования процессов образования фракталов, рассмотренные в настоящей работе, показывают, что эти процессы происходят в объеме плазменной области и зависят от электронной структуры атомов мишени. При повышенных давлениях появляется макрофрактальная оболочка, окружающая лазерный факел, формирование которой протекает в несколько стадий. Первоначально в поле лазерного излучения возникают газоподобные кластеры (молекулярные ассоциаты), которые, сталкиваясь, образуют компактные кластеры. Последние перемещаются вследствие градиента температуры на периферию факела, где, приобретая под действием фотоэффекта электрический дипольный момент, объединяются сперва в цепочки, а затем и в сетчатую оболочку (макрофрактал).

Изображения фрактальных объектов, полученные на сканирующем электронном микроскопе, свидетельствуют о том, что основным элементом охлажденных микро- и макроструктур являются отрезки нанопроволоки. При высоких давлениях прогретый до температуры плавления отрезок сворачивается в каплю. В результате дипольного взаимодействия капли снова собираются в линейные цепи.

1. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **113**, 181 (1998).
2. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **121**, 396 (2002).
3. Kukushkin A.V., Rantsev-Kartinov V.A. *Laser and Part. Beams*, **16**, 445 (1998).
4. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **52**, 966 (1967).
5. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
6. Рэди Дж. *Действие мощного лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
7. Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. *ЖЭТФ*, **63**, 586 (1972).
8. Углов А.А., Кокора А.Н. *Квантовая электроника*, **4**, 1189 (1977).
9. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
10. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 3 (1988).
11. Любов Б.Я., Соболев Э.Н. В кн. *Действие концентрированных потоков энергии на материалы* (М.: Наука, 1985, с. 226).
12. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
13. Брыкин М.В., Воробьев В.С., Шелюхаев В.П. *ТВТ*, **25**, 468 (1987).
14. Данышиков Е.В., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. *Физика плазмы*, **10**, 385 (1984).
15. Данышиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 1863 (1985).
16. Зайкин А.Е., Левин А.В., Петров А.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 145 (1995).
17. Булгаков А.В., Булгакова Н.М. *Квантовая электроника*, **27**, 154 (1999).
18. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. *Квантовая электроника*, **22**, 249 (1995).
19. Гончаров В.К., Пузырев М.В. *Квантовая электроника*, **24**, 329 (1997).
20. Анисимов С.И., Гришина В.Г., Дергач О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 815 (1995).
21. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. *УФН*, **147**, 675 (1985).
22. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **17**, 413 (1973).
23. Бонч-Бруевич А.М., Капорский Л.Н., Романенков А.А. *ЖТФ*, **43**, 1746 (1973).
24. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Любин А.А. *ЖЭТФ*, **66**, 965 (1974).
25. Ковалев А.С., Попов А.М., Рахимов А.Т. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 713 (1985).
26. Walters C.T. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 695 (1974).
27. Nielson P.E. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 458 (1975).
28. Ковалев А.С., Попов А.М. *ЖТФ*, **50**, 333 (1980).
29. Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М., Федоров В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 609 (1969).
30. Райзер Ю.П. *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980).
31. Бакеев А.А., Николашина Л.И., Прокопенко Н.В. *Квантовая электроника*, **7**, 1236 (1980).
32. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Низаметдинов М.М. *ДАН СССР*, **218**, 330 (1974).
33. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Добровольский И.П., Низаметдинов М.М. *Квантовая электроника*, **1**, 1928 (1974).
34. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Низаметдинов М.М. *ЖЭТФ*, **69**, 722 (1975).
35. Tsyтович V.N. *Aust. J. Phys.*, **51**, 763 (1998).
36. Morfill G.E. *Phys. Plasma*, **6**, 1 (1999).
37. Смирнов Б.М. *УФН*, **170**, 495 (2000).
38. Смирнов Б.М. *Физика плазмы*, **34**, 512 (1996).
39. Echt O., Sattler K., Recknagel E. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 1121 (1981).
40. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика* (М.: Физматлит, 2001).
41. Смирнов Б.М. *УФН*, **164**, 665 (1994).
42. Михайлов Е.Ф., Власенко С.С. *УФН*, **165**, 263 (1995).
43. Ikezi H. *Phys. Fluids*, **29**, 1764 (1986).
44. Chu J.H., Lin I. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 4009 (1994).
45. Samsonov D., Goree J. *Phys. Rev. E*, **59**, 1047 (1999).
46. Thomas H., Morfill G.E. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 652 (1994).
47. Фортов В.Е., Нефедов А.П., Торчинский В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **64**, 86 (1996).
48. Howling A.A., Sansonnens A., Dorier J.-L., Hollenstein Ch. *J. Appl. Phys.*, **75**, 1340 (1994).
49. Stoffels E., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W., de Hoog F.J. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **14**, 556 (1996).
50. Boufendi L., Bouchoule A. *Plasma Source Sci. Technol.*, **3**, 262 (1994).
51. Сидоров Л.Н., Коробов Н.В., Журавлева Л.В. *Масс-спектральные термодинамические исследования* (М.: изд-во МГУ, 1985).
52. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
53. Семенов Г.А., Столярова В.Л. *Масс-спектрометрическое исследование испарения оксидных систем* (Л.: Наука, 1990).
54. Berkowitz J., Chupka W.A. *J. Chem. Phys.*, **40**, 2735 (1964).
55. Rohlfling E.A., Cox D.M., Caldor A. *J. Chem. Phys.*, **81**, 3322 (1984).
56. Kroto H.W., Heath J.R., O'Brien S.C., et al. *Nature*, **318**, 162 (1985).
57. Aubriet F., Chaoui N., Chety R., Maunit B., et al. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 282 (2002).
58. Елецкий А.В. *УФН*, **172**, 401 (2002).
59. Scott C.D., Arepalli S., Nikolaev P., Smalley R.E. *Appl. Phys. A*, **72**, 573 (2001).
60. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. *УФН*, **172**, 301 (2002).
61. Райзер Ю.П. *ЖЭТФ*, **37**, 1229 (1960).
62. Luk'yanchuk B.S., Marine W., Anisimov S.I., Simakina G.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3618**, 434 (1999).

63. Kuwata M., Luk'yanchuk B.S., Yabe T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 441 (2000).
64. Marine W., Luk'yanchuk B.S., Sentsis M. *Le Vide Sci. Tech. Appl.*, **288**, 440 (1998).
65. Movtchan I.A., Marine W., Dreyfus R.W., et al. *Appl. Surf. Sci.*, **96-98**, 251 (1996).
66. Geohagan D.B., Poretzky A.A., Duscher G., Pennycook S.J. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2987 (1998).
67. Rosenbauer M., Finkbeiner S., Bustarret E., et al. *Phys. Rev. B*, **51**, 10539 (1995).
68. Muramoto J., Inmaru T., Nakata Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2334 (2000).
69. Лушников А.А., Пахомов А.В., Черняева Г.А. *ДАН СССР*, **292**, 86 (1987).
70. Lushnikov A.A., Negin A.E., Pakhomov A.V. *Chem. Phys. Lett.*, **175**, 138 (1990).
71. Cui C., Goree J. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **49**, 4430 (1994).
72. Khodataev Y.K., Khrapak S.A., Nefedov A.P., Petrov O.F. *Phys. Rev. E*, **57**, 7086 (1998).
73. Forrest S.R., Witten T.A. *J. Phys. A*, **12**, L109 (1979).
74. Niklasson G.A., Granqvist C.G. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 256 (1986).
75. Martin J.E. *Phys. Rev. A*, **36**, 3415 (1987).
76. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **20**, 527 (1993).
77. Samsonov D., Goree J. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **17**, 2835 (1999).
78. Смирнов Б.М. *УФН*, **149**, 177 (1986).
79. Kolb M., Botet R., Jullien R. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1123 (1983).
80. Jullien R., Kolb M. *J. Phys. A*, **17**, L639 (1984).
81. Stauffer D., Coniglio A., Adam M. *Adv. Polym. Sci.*, **44**, 103 (1982).
82. Smirnov B.M. *Phys. Rep.*, **188**, 1 (1990).
83. Weis J.J., Levesque D. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2729 (1993).
84. Pastor-Satorras R., Rubi J.M. *Phys. Rev. E*, **51**, 5994 (1995).
85. Tan Z.-J., Zou X.-W., Zhang W.-B., Jin Z.-Z. *Phys. Rev. E*, **62**, 734 (2000).
86. Sancho M., Giner V., Martinez G. *Phys. Rev. E*, **55**, 544 (1997).
87. Niklasson G.A., Torebring A., Larsson C., Granqvist C.G. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 1735 (1988).
88. Jensen P. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1695 (1999).
89. Алекашенко В.А., Ивлев Л.С., Пономарев Н.Г. и др. *Вестник ЛГУ. Сер. 4*, № 3, 32 (1987).
90. Kistler S.S. *J. Chem. Phys.*, **39**, 79 (1935).
91. Freltoft T., Kjems J.K., Sinha S.K. *Phys. Rev. B*, **33**, 269 (1990).
92. Jensen P. *Phys. Rev. B*, **50**, 15316 (1994).
93. Pastor-Satorras R. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 5373 (1998).
94. Воронцов-Вельяминов П.Н., Шевкунов С.В. *Физика плазмы*, **4**, 1354 (1978).
95. Михайлов Е.Ф., Власенко С.С., Киселев А.А. *Физика плазмы*, **21**, 442 (1995).
96. Ликальтер А.А. *УФН*, **162**, 119 (1992).
97. Likalter A.A. *Phys. Rev. B*, **53**, 1602 (1996).
98. Bulgakova N.M., Bulgakov A.V. *Appl. Phys. A*, **73**, 199 (2001).
99. Манькин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. *ЖЭТФ*, **84**, 442 (1983).
100. Каск Н.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **60**, 204 (1994).
101. Каск Н.Е. *Квантовая электроника*, **21**, 805 (1994).
102. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1033 (1996).
103. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 951 (1998).
104. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *ТВТ*, **37**, 9 (1999).
105. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *ЖЭТФ*, **116**, 1979 (1999).
106. Clerc J.P., Girard G., Laugier J.M., Luck J.M. *Adv. Phys.*, **39**, 443 (1990).
107. Hagena O.F. *Surf. Sci.*, **106**, 101 (1981).
108. Hagena O.F. *Zs. Phys. D*, **4**, 291 (1987).
109. Hagena O.F. *Rev. Sci. Instr.*, **63**, 2374 (1992).
110. Hui P.M., Stroud D. *Phys. Rev. B*, **33**, 2163 (1986).
111. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
112. Хомский Д.И. *УФН*, **129**, 443 (1979).
113. *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
114. Гапонов С.В., Лучин В.И., Стриковский М.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 1409 (1980).
115. Пиблс Ф.Дж.Э. *Структура Вселенной в больших масштабах* (М.: Мир, 1983).
116. Martin J.E. *J. Phys. A*, **18**, L207 (1985).
117. Halsey T.C., Jensen M.H., Kadanoff L.P., Procaccia I., Shraiman V.I. *Phys. Rev. A*, **33**, 1141 (1986).
118. Huang J.-Y., Lay P.-Y. *Chinese J. Phys.*, **38**, 962 (2000).
119. Gangopadhyay S., Yang Y., Hadjipanayis G.C. *J. Appl. Phys.*, **76**, 6319 (1994).
120. Дементьев Д.А., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **8**, 1532 (1981).
121. Кабашин А.В., Никитин П.И., Марине В., Сентис М. *Квантовая электроника*, **25**, 26 (1998).
122. Барчуков А.И., Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **78**, 957 (1980).
123. Фортгов В.Е., Нефедов А.П., Петров О.Е., Самарин А.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **63**, 176 (1996).