

0.1;03

МОДЕЛЬ КОНДЕНСАЦИИ ПО МЕХАНИЗМУ ПАР-КРИСТАЛЛ

© С.И.Иголкин

Балтийский государственный технический университет им. Д.Ф. Устинова,
198005 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 21 июня 1994 г.
В окончательной редакции 26 июня 1995 г.)

Сформулированы принципы квантово-кластерной модели конденсации пара в дисперсные кристаллические частицы вещества без промежуточной жидкой фазы. Состояния молекулы в конденсированной системе описываются дискретными энергетическими уровнями подобно состояниям электрона в атоме. Конкретные положения внутри кристаллической решетки, положения на вершинах, ребрах и дефектах решетки отвечают своим дискретным энергетическим уровням. Предполагается справедливость кинетических законов для переходов между уровнями. Общепринятая модель конденсации через образование жидкокапельных зародышей включается как частный случай моментальной релаксации к основному состоянию.

Введение

Теоретический анализ процессов конденсации в охлаждающихся газах в известных исследованиях [1-4] проводится с использованием классической жидкокапельной модели [5,6]. Взаимодействие молекул описывается потенциалами типа Леннарда-Джонса. Для замыкания задачи, как правило, вводятся упрощающие предположения о существовании центров кристаллизации, о наличии несущего инертного газа, о медленной скорости охлаждения, что соответствует околоравновесному протеканию процесса, и т.п. За исключением коэффициента поверхностного натяжения, практически никак не учитываются внутренняя структура и конкретные физико-химические свойства веществ. Существующие кинетические модели и расчеты принципиально не описывают сильнонеравновесную конденсацию и конденсацию молекул непосредственно в твердую фазу, минуя жидкое состояние.

Известно, что ряд веществ, особенно при пониженных давлениях (С, Р, CO₂, Zn, Cd), не образуют жидкую фазу и в экспериментах по конденсации [7,8] демонстрируют способность к образованию сложных нитевидных, фрактальных структур или, например, фуллеренов [9], процесс образования которых заведомо не укладывается в рамки теории

нуклеации. Многочисленность процессов конденсации по механизму пар-кристалл, в том числе на поверхности подложек [10], заставляет искать способы описания таких ситуаций.

Фазовые переходы пар-жидкость, пар-кристалл и кристалл-жидкость по сути должны иметь сходные или общие методы анализа и расчета. Однако до настоящего времени не существует не только единой теории, но даже единой терминологии таких процессов. Достаточно давние идеи обобщенного подхода к проблеме [11], к сожалению, не получили дальнейшего развития.

Цель данной работы — обоснование новой квантово-кластерной модели описания явлений на границе пар-твердая частица, объединяющей явления на поверхности и фазовые переходы разного типа внутри конденсированных частиц. Модель позволяет расширить представления о конденсации в веществах различной физико-химической природы и объяснить некоторые размерные эффекты.

Фрактальные элементы. Суммарная энергия связи

Возьмем за основу фрактальный элемент (ФЭ), обобщая под этим термином сложные атомы, молекулы, кластеры и аэрозольные частицы вплоть до макрочастиц твердого тела, обладающие двумя свойствами: во-первых, способностью притягиваться и соединяться, образуя новые частицы, и во-вторых, не менять свою исходную геометрическую форму при тепловых соударениях и при ассоциации. Рассмотрим конденсацию или агрегацию таких “твердых” ФЭ непосредственно в кристаллическую структуру. Напомним, что такая конденсация типична для элементов типа углерода, для окислов металлов, солей и многих других простых веществ, не образующих жидкую фазу, по крайней мере при пониженных давлениях.

Если химические связи ФЭ не имеют принципиальных пространственных различий (приоритетов) или их конденсация происходит достаточно быстро и имеет неравновесный характер, то в зависимости от химической природы вещества и внешних условий с разной вероятностью и интенсивностью происходит образование линейных цепочек, плоских решеток, пространственных рыхлых или компактных структур. Энергия связи ФЭ в каждом случае различна. На молекулярном уровне этот факт отражен на рис. 1, где в обобщенном виде представлена зависимость изменения средней энергии связи, приходящейся на одну молекулу E/N в зависимости от числа молекул N в рассматриваемой частице.

Первые две точки на кривой отвечают энергии диссоциации $(E_1 - E_2) = 1/2 E_{\text{diss}}$. Присоединение каждой следующей молекулы в зависимости от места стыковки происходит с неодинаковым энерговыделением. Обзор попыток квантово-механических расчетов энергий связи малых кластеров можно найти в работе [12]. Для разных металлов устойчивость разных конфигураций неодинакова; расчеты не всегда подтверждаются опытом, однако важно констатировать, что такие разные дискретные конфигурации реально существуют. В общем случае пока можно предположить, что при образовании линейных цепочек, когда заполняется минимально возможное число связей, а остальные остаются вакантными, запас потенциальной энергии будет максимальным (верхняя часть кривой на рис. 1). Напротив, если число запол-

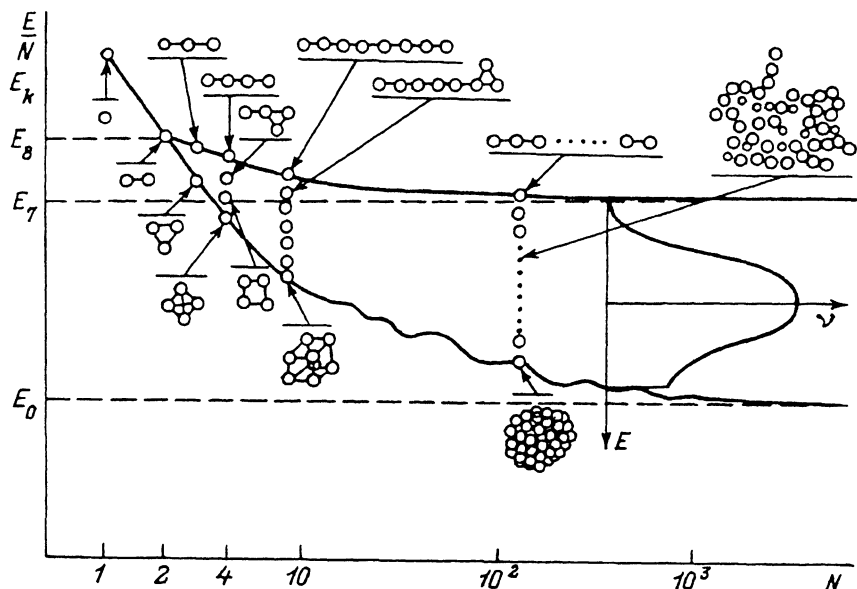


Рис. 1. Энергия связи E фрактальных элементов (ФЭ) как функция формы и числа фрактальных элементов N в дисперсной частице.

няемых связей максимально, то образующаяся кластерная структура предельно компактна и устойчива, что отвечает минимуму свободной энергии и нижней части кривой на рис. 1.

С ростом числа молекул в кластере растет вероятность образования промежуточных структур, обладающих “средней” степенью упорядоченности. Распределение по энергетическим состояниям (рис. 1) в отсутствие внешних воздействий и релаксационных процессов определяется статическими законами, природой вещества и условиями конденсации. Для веществ, склонных к релаксации, вероятна перестройка в компактные плотные структуры. В предельном случае это вариант обыкновенной жидкокапельной модели конденсации. Показанная на нижней части кривой (рис. 1) немонотонность энергии связи компактных кластерных структур отражает результаты работы [13]. Нерелаксирующие “твердые” фрактальные элементы имеют более богатый набор вероятных дискретных значений потенциальной энергии связи.

Потенциал взаимодействия. Энергетические уровни

Рассмотренные выше ФЭ имеют несколько вакантных мест для присоединения любой другой частицы. Чем сложнее ФЭ, тем больше вакантных мест. Для простейших ФЭ, к которым можно отнести двухатомные молекулы, в зависимости от расстояния r и угла взаимной ориентации φ существует несколько принципиально различных устойчивых положений и несколько вариантов столкновения с разлетом или с соединением двухатомных молекул (рис. 2, а). Следовательно, потенциальная кривая взаимодействия ФЭ в зависимости от угла взаимной ориентации и расстояния от общего центра масс имеет не один, а несколько минимумов (рис. 2, б).

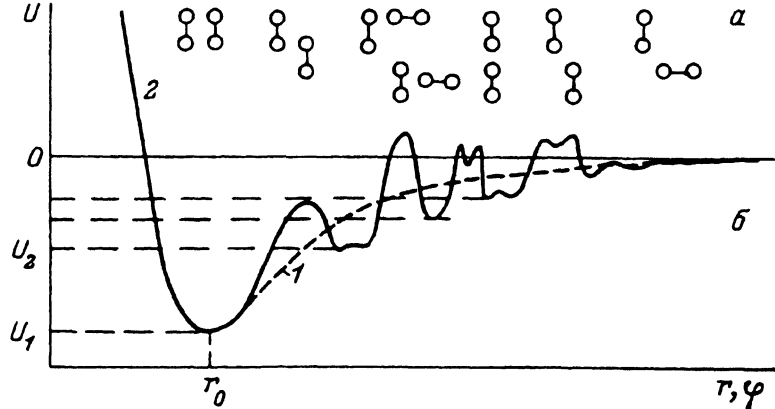


Рис. 2. Реальная потенциальная функция.

a — варианты столкновений двухатомных молекул, *б* — основная (1) и реальная (2) потенциальные функции взаимодействия молекул с учетом их взаимной ориентации φ .

Это — ключевое отличие рассматриваемой квантово-кластерной модели конденсации. Основная потенциальная функция (ОПФ) и ее модельные приближения — потенциал Леннарда-Джонса, Морзе и т.п. [14] описывают взаимодействие идеально круглых равномерно электрически заряженных шаров. В действительности ФЭ по структуре несколько сложнее и реальная потенциальная функция (РПФ) должна отражать этот факт в полной мере. Физических причин, запрещающих существование РПФ, подобных показанной на рис. 2, не имеется. Общепринятая ОПФ и модельные потенциалы являются удобным огрублением РПФ, не учитывающим несущественные в обычной газовой динамике мелкие локальные минимумы. Для сложных ФЭ, начиная с двух- и трехатомных молекул и вплоть до кристаллических аэрозольных частиц макроразмеров, многочисленность минимумов потенциалов взаимодействия очевидна.

Одиночные атомы, обладая сложной внутренней структурой, тоже имеют более сложную РПФ, чем это принято считать. Косвенным свидетельством этого утверждения является подход и результаты квантово-механических расчетов сечений рассеяния сложных атомов [15], в которых матрица рассеяния составляется с учетом взаимодействия каждой заполненной электронной оболочки. Предполагая наличие как суперпозиции полей, так и резонансного обмена между одинаковыми оболочками, логично представить существование нескольких конкретных расстояний и углов ориентации атомов, при которых образующаяся квазимолекула наиболее стабильна. Точный квантово-механический расчет устойчивых состояний не представляется возможным даже с помощью современных ЭВМ в силу его исключительной сложности и необходимости большого числа не вполне однозначных допущений. Однако поиск упрощенного решения в виде сложной ПФ реален и полезен как промежуточное приближение между решениями на квантовом уровне и газодинамическими потенциалами типа Леннарда-Джонса.

Усложнение ПФ в некоторых публикациях уже рассматривались. Известны интерпретации искажений ОПФ под действием давления [16], вариант с локальным максимумом для объяснения эффекта неполной

аккомодации и отражения молекул от поверхности [17], вариант с двумя минимумами для поверхности, обладающей каталитическими свойствами [18], и т.д. Формально требования и допущения многих публикаций по теории твердого тела, например задание параметров кристаллической решетки, эквивалентно заданию нескольких жестко дискретных пространственных положений и энергетических состояний атомов в решетке. Таким образом, предположение о множественности дискретных устойчивых состояний ФЭ может и должно быть справедливо на атомно-молекулярном уровне. Только сложная РПФ дает удовлетворительное объяснение большому числу свойств конденсированных сред.

Для дальнейшего рассмотрения удобно оставить в стороне конкретный вид РПФ и оперировать со значениями дискретных устойчивых энергетических состояний взаимодействующих молекул. Воспользуемся схемой, подобной диаграмме Гротриана для возбужденных состояний электрона в атоме [19]. Каждому устойчивому состоянию молекулы в кристаллической решетке относительно исходной молекулы поставим в соответствие свой энергетический уровень. Принципиально возможно несколько вариантов построения такой диаграммы: по геометрическим характеристикам (в соответствии со взаимным расположением ФЭ в кристаллической решетке), по фазовым параметрам (объединение в дальний и ближний порядок, ответственность за фазовые переходы); по типу физико-химической связи (взаимодействие s -, p -, d -оболочек) и т.д.

Простейший алгоритм построения схемы разрешенных энергетических уровней представляется следующим образом (рис. 3). Для определенности возьмем в качестве модельного вещества элементарный углерод. Зафиксируем исходный, базовый атом в основном состоянии с энергией U_0 . Соседние атомы 1 и 2 образуют линейную цепь и имеют энергию связи U_1 . Атомы 3 и 4 дают начало формированию плоской структуры. Углерод имеет четыре валентных электрона на внешней оболочке, и при отсутствии существенных приоритетов каждой валентной связи естественно предположить, что энергии связи атомов 1-4 с исходным атомом будут близки по порядку величины к уровню U_1 (рис. 3). Присоединение следующих атомов происходит в линейном направлении 5, 6 или в плоскости 7-12 с образованием плоской решетки графита. Энергии связи их с исходным нулевым атомом меньше и на энергетической оси они расположены ближе к "контунууму". При определенных условиях (высокие давления) формируется объемная решетка алмазного типа, что отражено в существовании "объемных" энергетических уровней 5 и 6. В обычных условиях формирования графита (малые температуры и давления) эти уровни оказываются вакантными, а сравнительно слабая объемная связь между слоями графита отражается на диаграмме рис. 3 заполнением уровней, обозначенных здесь индексами 15 и 16 в "объемном" секторе на рис. 3(б).¹

¹ Реальная картина для углерода несколько сложнее. С меньшей наглядностью более точная схема расположения уровней может быть изображена как для графита, алмаза и фуллерена, так и для любой другой кристаллической решетки. Здесь пока обсуждается только принцип построения подобных диаграмм.

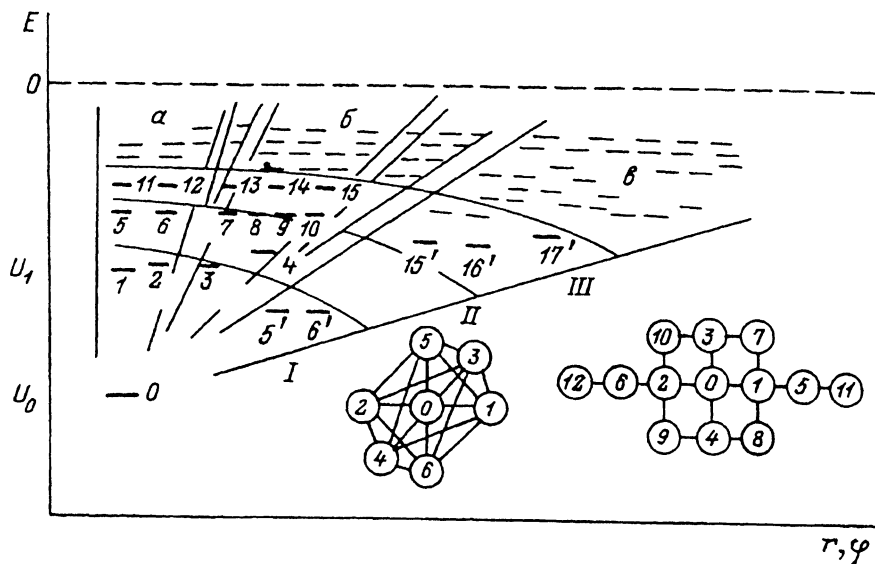


Рис. 3. Диаграмма энергий связи атомов в кластере.

a — линейные связи; b — двумерные плоскостные связи; $в$ — объемные связи; I — ближний порядок; II, III — дальние порядки связи. Цифры — порядковый номер атома и его энергия связи с исходным нулевым атомом.

Идеальная кристаллическая решетка соответствует полной заселенности разрешенных энергетических состояний. Дефекты или вакансии в кристаллической решетке отвечают свободным, не занятым энергетическим уровням. Переходы между уровнями суть диффузия атомов, или “дырок”, по узлам кристаллической решетки.

Кристаллические состояния вещества отвечают наличию конкретных упорядоченных и подобных друг другу по пространственному расположению энергетических уровней. Конденсированные аморфные структуры не имеют четкого повторяющегося порядка, т.е. представляют собой бесконечное число вакансий, заполняемых чисто случайным образом. Любопытно отметить, что простые вещества (все элементы, окислы...) имеют кристаллическую структуру, так как их исходный фрактальный элемент достаточно прост и число вариантов соединения ФЭ, согласно рис. 1, невелико. Чем сложнее исходный ФЭ, тем больше вариантов соединения — разрешенных энергетических состояний. Тем более вероятно существование нескольких типов кристаллических решеток или наблюдение аморфной структуры конденсированного вещества. Наличие разнообразных кристаллографических модификаций у ряда элементов и соединений отвечает возможности различных схем заселения разрешенных энергетических уровней. Вероятность реализации того или иного состояния зависит как от внутренней конфигурации электронных оболочек атома, так и от внешних условий. В частности, процессы закалки, отпуска, старения материалов можно рассматривать как способы создания условий для направленного заселения требуемых пространственных и энергетических состояний кристаллической решетки.

Основное состояние атома на рис. 3 отвечает устойчивому положению атома (молекулы) в совершенном узле кристаллической решетки. Это состояние с наибольшей энергией связи, когда базовый ФЭ в предельно плотной упаковке со всех сторон окружен и связан с соседними частицами. В массивном совершенном кристалле, не имеющем дефектов, таких состояний большинство и относительная доля состояний n_1/N с максимальной энергией связи E_0 близка к единице (рис. 4). Для атомов, находящихся на поверхности, в используемых терминах реализована примерно половина из возможных объемных связей, т.е. суммарная заселенность разрешенных уровней значительно ниже максимально возможной. Суммарную энергию связи E_1 грубо можно оценить величиной порядка половины от максимально возможного значения: $1/2 E_0 < E_1 < E_0$.

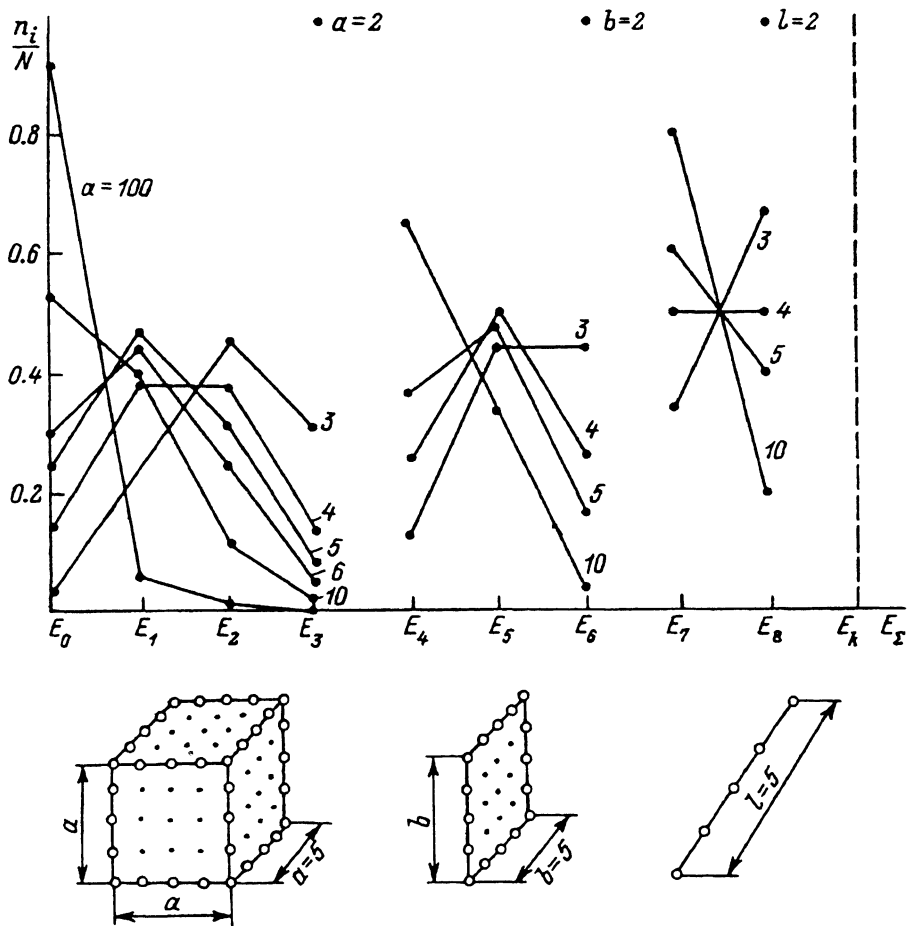


Рис. 4. Относительные доли объемных и поверхностных уровней энергии фрактальных элементов в зависимости от размера частиц.

n_1 — число ФЭ в состоянии с энергией E_1 ; N — полное число ФЭ в системе; a — кубический кристалл, $N = a^3$; b — пленка, $N = b^2$; l — нить, $N = l$.

Если рассматривать кубические дисперсную частицу, то молекулы, находящиеся на ребре куба, теряют еще примерно половину связей и соответственно их потенциальная энергия связи E_2 еще меньше $E_2 < E_1$. Для вершины куба аналогичные рассуждения приводят к энергии связи E_3 : $E_3 < E_2$. В зависимости от числа атомов a на ребре куба относительная доля заселенностей n_1/N энергетических уровней E_0, E_1, E_2, E_3 имеет вид, представленный на рис. 4.

Энергии E_4, E_5 и E_6 , показанные на рис. 4, отвечают состоянию молекул в мономолекулярной пленке. Как и для объемной частицы, энергия связи на границе пленки E_5 отличается от центральной части E_4 и, если имеются узлы или вершины, суммарная энергия связи для них E_6 еще больше отличается от энергии основного состояния E_0 .

При образовании нитей возможны два энергетических уровня: в середине — E_7 и на конце нити — E_8 . Нить из двух атомов ($l = 2$) есть двухатомная молекула. Прибавление к E_8 известной величины энергии диссоциации E_{diss} дает значение энергии континуума E_k или энергии свободного состояния атома.

В промежутке между нитевидными и пленочными структурами выделяются энергетические подуровни для структур сеточного типа. Возбужденные энергетические уровни двухатомной молекулы, известные из спектроскопических данных, расположены между E_8 и E_k . Структуры типа пены или пористые тела занимают промежуточное положение между пленками E_4 и твердым телом E_{1-3} . Возбужденные состояния твердого тела, дефекты, вакансии и т.п. нерегулярности в кристаллической структуре имеют однозначное отражение на оси энергии между E_0 и E_3 . Ряд состояний твердого тела может перекрывать энергетику пленок и нитей. Например, в случае роста игольчатого кристалла на его вершине возможно $E_3 > E_7$. Энергия плавления, испарения, сублимации атомов в таких положениях будет ниже, чем для гладкой поверхности массивных частиц.

Аналогичные рассуждения справедливы для химической энергии активации молекул, расположенных на поверхностях кристаллов.

Кинетические аналогии для разных фазовых состояний вещества

Представленные на рис. 2–4 диаграммы по сути отражают разные свойства фазовых состояний вещества, кинетическую природу их образования и эволюции. Кривая рис. 2, показывая абсолютную глубину потенциальной ямы, отражает еще и высоту потенциальных барьеров в направлении уплотнения или разрушения кластеров, что связано, например, со скоростью релаксационных процессов и явлениями гистерезиса при обратных процессах. Форма потенциальных ям связана с модулем упругости вещества и коэффициентом термического расширения. Периодичность расположения наиболее устойчивых энергетических уровней на рис. 3 отвечает за тип кристаллической решетки, а взаимное расположение групп уровней и их деление в дальнем и ближнем порядках определяет характеристики фазовых переходов. Доля уровней, расположенных на поверхности дисперсных частиц (рис. 4), отражает долю поверхностной энергии и ее вклад в изменение характеристик фазовых переходов при изменении степени дисперсности системы.

В целом совокупность точек на рис. 4 в координатах заселенность–энергия соответствует состоянию любого однородного по химическо-

ую составу материального объекта в произвольном фазовом состоянии, т.е. при наличии одновременно газа, пара, кластеров, жидких и твердых частиц в любой форме.

По физическому смыслу рис. 4 аналогичен графику заселенностей энергетических уровней в низкотемпературной плазме [20] в координатах $n_1/g_1 - E_1$. Учет статистического веса уровней в каждой из групп, ответственных за фазовое состояние вещества на рис. 4, принципиально позволил бы изобразить равновесное распределение частиц по энергиям или определять температуру внутри каждой групп в неравновесных условиях. Релаксация по уровням и между группами по аналогии с низкотемпературной плазмой должна описываться соответствующими кинетическими уравнениями. Переходы между состояниями, трактуемые в данной модели как релаксация по возбужденным состояниям, совершаются за счет тепловых колебаний, соударений с соседними частицами и при ассоциации двух и более частиц. Возможны переходы вверх и вниз по энергетической оси.

Известный из теории нуклеации термин “критический размер зародыша” жидкой фазы [4] обладает всеми свойствами “узкого места” в теории рекомбинации низкотемпературной плазмы [20]. Смысл этой границы в обоих процессах означает, что при значениях энергии связанной частицы выше критического уровня в тепловых столкновениях наиболее вероятен возврат в свободное, не связанное состояние. При релаксации же нижних энергетических уровней, находящихся в равновесии с основным, дальнейшее изменение заселенностей происходит практически только вниз, к основному, наиболее устойчивому положению. При конденсации это означает не ограниченный внутренней кинетикой рост капельных зародышей.

Каждое вещество имеет свою энергетическую диаграмму внутренних состояний, свои типичные значения поверхностных потенциалов (рис. 4). Структура ближнего и дальнего порядков в энергетических уровнях полностью определяет их внутренние характеристики, такие как температурный интервал существования жидкой фазы, критические точки фазовых переходов, время жизни или стабильность кристаллографических модификаций. Структура уровней связана с принципиальной возможностью конденсации и релаксации вещества по конкретному механизму и задает скорость этих процессов в тех или иных внешних условиях.

Элементы и соединения, способные конденсироваться без образования жидкой фазы, формируя в первую очередь связи на уровнях “дальнего порядка”, должны формировать фрактальные, нитевидные, сетчатые частицы [21,7,8]. Для них же имеется возможность создания новых кристаллографических модификаций аэродисперсных частиц с замороженными возбужденными энергетическими состояниями.

Влияние внешнего давления, температуры, сдвиговых или растягивающих напряжений на представленных рисунках отражается соответствующим смещением термов, изменением заселенностей уровней, сдвигом нулевой точки энергетической оси координат. Расщепление уровней конденсированного вещества и их смещение под действием внешних воздействий по сути аналогичны процессам уширения линий излучательных переходов возбужденного электрона в атоме [19,20].

На данных рисунках отражены только статически устойчивые положения молекул. Колебательные степени свободы, в которых статиче-

ские положения сами по себе неустойчивы, а движение между крайними точками продолжается бесконечно долго, также находят свое место как равноправный частный случай определенного энергетического состояния кластера.

Некоторые выводы и следствия

Представленная терминология и подход к описанию свойств конденсированных сред уже на этапе постановки позволяет сформулировать несколько важных принципов и заключений, полезных для понимания сути многих интенсивно исследуемых явлений. Наиболее очевидны из них следующие.

1. Реальный потенциал взаимодействия фрактальных элементов ($\Phi\Xi$) имеет несколько минимумов, отвечающих относительно устойчивым статическим положениям элементов относительно друг друга, поэтому энергетические состояния $\Phi\Xi$ любых веществ вне зависимости от их размера “квантованы” и образуют конкретный набор разрешенных энергетических уровней.

2. Конденсация пересыщенных паров может происходить несколькими путями в зависимости от расположения энергетических уровней и внешних условий. Конечный результат процесса конденсации каждого конкретного вещества принципиальным образом зависит не только от режимных параметров, но от скорости их изменения и в целом от всей предыстории протекания процесса.

3. В веществах, в которых наиболее вероятно заселение кристаллических состояний “дальнего порядка”, т.е. при предпочтительном строго дискретном расположении удаленных атомов в пространстве, конденсация идет по механизму пар-кристалл с образованием нитевидных и фрактально-кластерных структур. При этом в первую очередь наиболее вероятно заселение “верхних”, метастабильных возбужденных состояний с формированием неравновесного распределения заселенностей.

4. Образование больших и плотных кристаллов непосредственно из пара не происходит. Они могут формироваться только через промежуточное жидкое состояние.

5. Выделение энергии испарения в полном объеме происходит только при парожидкостной конденсации. При переходе пар-жесткий кластер-фрактальный кластер она запасается в верхних возбужденных состояниях и может выделяться впоследствии при изменении внешних условий, например при релаксации и уплотнении частиц. При характерных временах релаксации $10^1 < t < 10^3$ с возможно протекание процессов, описываемых в работах [22,23].

6. Формально все известные релаксационные процессы конденсации, роста частиц, их закалки, старения, залечивания или развития дефектов в кристаллах и пленках [10], соответствуют конкретным диффузионным траекториям в энергетическом пространстве и однозначно изображаются на определенных выше диаграммах.

7. Гистерезисные явления при фазовых переходах, размерные эффекты и эффекты смещения температур фазовых переходов в физических полях (электрическом, магнитном, силовом, акустическом), явления переохладения паров и расплавов без инициирования фазового перехода следуют из кинетической природы поуровневой релаксации.

- [1] Горбунов В.Н., Пирумов У.Г., Рыжов Ю.А. Неравновесная конденсация в высокоскоростных потоках газа. М.: Машиностроение, 1984. 200 с.
- [2] Гордиец Б.Ф., Шмоткин Ю.С. // Хим. физ. 1985. Т. 4. № 4. С. 484–492.
- [3] Гаврилов В.Н., Литвинов Е.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 2. С. 18–21.
- [4] Смирнов Б.М. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 2. С. 176–180.
- [5] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [6] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. 10 Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [7] Лушников А.А., Патомов А.В., Черняева Г.А. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. С. 86–88.
- [8] Иванов В.А., Иголкин С.И., Лукьянов Г.А., Коробков В.А. // Тр. IX Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Т. 2. Свердловск, 1988. С. 159–163.
- [9] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1993. Т. 163. № 2. С. 33–60.
- [10] Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.М. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок. М.: Наука, 1972. 320 с.
- [11] Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
- [12] Петров Ю.И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982. 359 с.
- [13] Смирнов Б.М. // ТВТ. Т. 20. № 3. С. 513–520.
- [14] Гудман Ф., Ватман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. М.: Мир, 1980. 423 с.
- [15] Галицкий В.М., Никитин Е.Е., Смирнов Б.М. Теория столкновения атомных частиц. М.: Наука, 1981. 256 с.
- [16] Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
- [17] Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. М.: Мир, 1966. 359 с.
- [18] Дубровский Г.В., Зырянов В.В., Федотов В.А. // Тр. IX Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Т. 2. Свердловск, 1988. С. 3–7.
- [19] Ельашевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: ГИФМЛ, 1962. 892 с.
- [20] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [21] Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 260 с.
- [22] Смирнов Б.М. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 82–87.
- [23] Igolkin S.I., Savelyev S.K. // Proc. 9th Intern. Conf. on Atmospheric Electricity. St.Petersburg, 1992. P. 830–833.