

УДК 524.354.6; 530.1; 532; 593; 539.16

Асимптотические модели кинетики формирования компактных объектов с сильными внутренними связями*

Разработан асимптотический метод исследования кинетики формирования объектов с сильными внутренними связями – компактных кластеров с выраженными коллективными квантовыми свойствами, обусловленными обменными взаимодействиями различной физической природы, определяемой пространственными масштабами рассматриваемых процессов. Предлагаемые модели адекватно описывают характеристики процессов образования кластеров ядерной материи, а также мезоскопических кристаллов с сильными связями между атомами.

Э. Э. Лин

Введение

Разнообразные физические объекты и их окружение представляют интерес не только с точки зрения индивидуальных свойств, определяемых их строением и размерами, но и в плане определения пространственной границы между макро- и микромирами (макрофизикой и микрофизикой) [1, 2]. Размеры объектов, «промежуточных» между атомами и твердыми телами – мезоскопических кристаллических структур, чье поведение одновременно подчиняется как законам квантовой физики, так и законам классической физики, могут составлять значительные величины, при которых достигается нижний предел сложности макроскопического кристалла. Фундаментальные соображения и оценки применимости квантовых представлений показывают, что соотношение неопределенностей «координата–импульс» может выполняться для тел с размерами порядка 10^{-7} м, т. е. на уровне нанометрических масштабов [1]. В настоящее время исследованию образования, эволюции и свойств наноструктур и материалов на их основе посвящается все большее количество работ, в которых рассматриваются процессы различной физико-химической природы, протекающие в мезоскопической области пространственных масштабов порядка 10^{-10} – 10^{-4} м: от формирования атомных кластеров на молекулярном уровне и синтеза нанокристаллов до глобальных изменений состояния сплошной макроскопической среды [3–13]. Поведение наноструктурированных объектов описывается с помощью методов молекулярной динамики, а также с помощью статистических моделей, учитывающих как термодинамический, так и кинетический аспекты рассматриваемых проблем. К таким проблемам относятся неполнота классического описания процессов, протекающих в мезоскопических масштабах, а также необходимость формулирования новых, в том числе и феноменологических, моделей, учитывающих образование квантовых систем и дающих определение закономерностей роста и консолидации наноструктур; определение

*World Journal of Mechanics, 2015, 4, 170–196.

размерных зависимостей фазовых переходов, в частности, установление влияния мезоскопии полиморфных превращений на синергетику кристаллических структур.

В свете сказанного принципиально важно определить общие черты динамики роста объектов как микро-, так и мезомира. С этой целью в данной работе рассматривается кинетика образования различных по физической природе компактных объектов с сильными внутренними связями и значительно различающимися пространственными масштабами – кластеров ядерной материи [14–16], а также наноструктурированных мезоскопических структур с сильными связями между атомами в кристаллической решетке [9, 10]. Для этих объектов характерно существование чисто квантового эффекта обменного взаимодействия. Так, между нуклонами происходит обмен виртуальными мезонами, в кристаллических структурах с ковалентными связями происходит обмен электронами. Наличие эффекта обменного взаимодействия позволяет рассматривать упомянутые объекты как компактные кластеры с выраженными коллективными квантовыми свойствами. В случае ядер квантовые свойства вещества связаны с сильным взаимодействием и проявляются в наличии колебательных и вращательных оболочек. В мезокристаллах происходит возбуждение квазичастиц – фононов.

Сказанное выше создает предпосылку для рассмотрения кинетики образования изучаемых объектов с единой точки зрения.

Общий кинетический подход

Рассмотрим образование и рост компактных кластеров в консервативных стохастических системах, определяемых как ограниченные по полной массе ансамбли квантовых объектов, взаимодействующих друг с другом случайным образом [9, 10, 15, 17]. Процесс необратимой агрегации объектов будем описывать в терминах волны $\phi(a, t)$ плотности распределения в пространстве размеров кластеров a , распространяющейся с течением времени t в сторону их увеличения. Такой одномерный подход позволяет не учитывать отклонение геометрической формы объекта от идеальной. Исходя из вытекающего из теоремы Фурье универсального соотношения для полуширины волнового пакета и полуширины спектральной линии $\Delta a \Delta k \geq 1/4\pi$ (k – волновое число), можно записать следующее соотношение неопределенностей для координаты и импульса в пространстве размеров кластеров [17]:

$$\Delta a \Delta p \equiv \frac{\hbar}{2}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta p \sim p = m\Delta a/\Delta t$ – неопределенность импульса, m – масса кластера, \hbar – приведенная постоянная Планка. Неопределенность импульса по порядку величины равна самому импульсу, т. е. взаимодействие объектов либо имеет место, либо нет. Физический смысл соотношения (1) заключается в том, что в течение промежутка времени Δt элементарного (единичного) акта взаимодействия объектов точный размер кластера не может быть определен до тех пор, пока это взаимодействие не завершится либо захватом одного объекта другим, либо их частичным или полным разрушением, либо упругим рассеянием. Это связано с тем, что до окончания рассматриваемого элементарного акта невозможно определить, к какому из объектов относится каждый из их взаимодействующих поверхностных элементов, из которых состоит рассматриваемая среда (нуклонов, в случае ядерной материи, и атомов, в случае кристаллических мезоструктур).

Эволюция функции плотности распределения $\phi(a, t)$ в течение стохастического процесса агрегации может быть описана в диффузионном приближении с помощью кинетического уравнения Фоккера–Планка, записанного для пространства размеров кластеров [15],

$$\frac{\partial \phi(a, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial a} [v\phi(a, t)] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial a^2} [\eta\phi(a, t)] = 0. \quad (2)$$

Здесь $v = \langle da \rangle / dt$, $\eta = \langle (da)^2 \rangle / dt = \hbar/2m$ – средняя скорость кинематического переноса ϕ и коэффициент диффузии в пространстве a соответственно. Предпринятая в [17] линеаризация кинетического уравнения Фоккера–Планка (2) позволяет установить основные свойства функции плотности распределения кластеров по размерам и получить выражения для асимптотических законов роста среднего размера больших кластеров ($\langle a \rangle \gg a_0$) со временем.

В ряде задач, связанных с исследованиями высокоинтенсивных процессов с большой энергетикой (например, при высоких температурах кристаллических объектов), промежутки времени Δt элементарного акта взаимодействия целесообразно определить из соотношения неопределенностей «энергия–время»:

$$\Delta t \cong \hbar / \Delta E. \quad (3)$$

Здесь ΔE – ширина уровня энергии изолированного возбужденного состояния квантово-механической системы. Подставляя выражение (3) в соотношение (1), переписанное для среднего размера $\langle a \rangle$, и учитывая, что средний размер изменяется со временем непрерывно, получаем следующую цепочку дифференциальных соотношений:

$$\frac{\Delta \langle a \rangle}{\Delta t} \cong \left(\frac{a_0^3 \Delta E}{2m_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\langle a \rangle^{3/2}} \cong \frac{d \langle a \rangle}{dt} \rightarrow \langle a \rangle^{3/2} d \langle a \rangle \cong \left(\frac{a_0^3 \Delta E}{2m_0} \right)^{1/2} dt. \quad (4)$$

Здесь a_0, m_0 – размер и масса зародыша. Величина ΔE определяется природой объектов и режимом процесса. Например, в случае фоновых возбуждений мезоскопических кристаллов при высоких температурах $k_B T \gg \hbar \omega_{char}$ (k_B – постоянная Больцмана, ω_{char} – характеристическая частота) величина ΔE прямо пропорциональна числу N атомов, охваченных фоновыми возбуждениями: $\Delta E \cong 3Nk_B T$ [18]. Величина N может зависеть от среднего размера $\langle a \rangle$ области возбуждения. Решая дифференциальное соотношение (4) в квадратурах, можно найти приближительные законы роста среднего размера $\langle a \rangle$ со временем в высокоинтенсивных процессах агрегации объектов, сопровождающихся множественным рождением и уничтожением фононов при больших температурах.

На основе результатов [17] можно выделить общие черты динамики роста компактных объектов с сильными внутренними связями и значительно различающимися пространственными масштабами:

- в конце процесса агрегации функция плотности распределения $\phi(a, t)$ больших кластеров с размерами $a \gg a_0$ (a_0 – размер зародыша) обратно пропорциональна a^3 , т. е. массам кластеров, а средний размер $\langle a \rangle$ кластеров много меньше максимального размера a_{max} , $\langle a \rangle \ll a_{max}$;
- из соотношения неопределенностей (1) и условия сохранения массы в элементарном акте взаимодействия большого кластера с зародышем, когда $\Delta a \cong a_0^3 / 3a^2$, получаем выражение для максимального размера объекта

$$a_{max} \cong \frac{2 m_0}{9 \hbar} \frac{a_0^3}{\Delta t_{min}}, \quad (5)$$

где Δt_{\min} – минимальный промежуток времени элементарного акта взаимодействия объектов, определяемый физической природой процесса;

- существует множество локальных максимумов функции $\phi(a, t)$, связанных с наиболее вероятными размерами кластеров, а также множество нулей этой функции, отражающих неустойчивость кластеров при определенных размерах;
- полученные приближительные законы роста среднего размера больших кластеров со временем $\langle a \rangle \propto t^Z$ при малом и большом потоках зародышей описывают процессы агрегации как в микромире, так и в мезоскопических масштабах.

Все показатели степени Z при t положительны, что указывает на подавление обратной волны разрушения и формирование результирующей прямой волны роста объектов даже в случае взаимодействия кластеров между собой. По аналогии с теорией диспергирующих волн [19] можно попытаться ввести понятия о «фазовой» и «групповой» скорости в безразмерном пространстве, $\xi = a/a_0$. Фазовая скорость процесса роста бесконечно велика, $d\xi/d\tau \rightarrow \infty$. Это означает чрезвычайно быстрое расплывание любого начального распределения кластеров и «мгновенное» формирование волны плотности $\phi(\xi, \tau)$ в пространстве ξ . Групповая скорость $\Psi = d\langle \xi \rangle / d\tau$ волны плотности в большинстве механизмов роста уменьшается со временем,

$$d\langle \xi \rangle / d\tau \propto \tau^{Z-1}, \quad 0 < Z \leq 1.$$

Это отражает расплывание волнового пакета и замедление его распространения. На конечной стадии процесса необратимой агрегации кластеров в замкнутой системе такой волновой пакет негауссовой формы имеет затухающий скачок во «фронте» волны, связанный с максимально возможным размером ξ_{\max} ,

$$\begin{aligned} \phi &\propto \xi^{-3}, \quad \langle \xi \rangle \ll \xi \leq \xi_{\max}; \\ \phi &= 0, \quad \xi > \xi_{\max}. \end{aligned}$$

Обсуждение результатов

Рассмотрим несколько подробнее вопрос о соотношении пространственных и временных масштабов с масштабами массы в субатомной физике. Соотношение между единицами длины a_{unit} , времени t_{unit} и массы m_{unit} при глубоко неупругом взаимодействии фундаментальных частиц имеет следующий вид [17]:

$$m_{\text{unit}} a_{\text{unit}}^3 / t_{\text{unit}}^2 = \hbar c. \quad (6)$$

Здесь c – максимальная скорость распространения взаимодействия в адронной среде: скорость света в вакууме. Формально это соотношение точно выполняется для планковских величин массы m_{Pl} , длины $l_{Pl} = \hbar / (m_{Pl} c)$ и времени $t_{Pl} = l_{Pl} / c$, что свидетельствует в пользу его правомерности. На основе этого соотношения в [17] было показано, что в кварк-глюонной материи наименьшее значение единицы времени, соответствующее минимальному значению единицы длины $a_{\text{unit}}^{\min} \sim 10^{-18}$ м, которое можно рассматривать как верхнюю оценку размера токового кварка с $m_{\text{unit}} \sim m_u^{cq} = 5$ МэВ, составляет $t_{\text{unit}}^{\min} \sim 10^{-29}$ с. Единица времени для токовых кварков в состоя-

нии асимптотической свободы с пространственным масштабом $a_{unit}^{af} \sim 10^{-16}$ м составляет $t_{unit}^{af} \sim 10^{-26}$ с. На основе формулы (6) можно получить следующую оценку для единицы времени в процессах взаимодействий с участием конститuentных кварков в состоянии конфайнмента:

$$a_{unit}^{conf} \sim 10^{-15} \text{ м}, m_{unit} = m_u \cong m_d \cong 300 \text{ МэВ} \Rightarrow t_{unit}^{conf} \sim 4 \cdot 10^{-24} \text{ с.}$$

Время перехода от асимптотической свободы к конфайнменту оценено в [17] как $t_{trans} \sim 10^{-23}$ с, что соответствует масштабу времени сильного взаимодействия, а время образования стабильных адронов оценено как $t_{form}^{hadr} \sim 10^{-20}$ с. Соотношение (6) в принципе показывает, что процессы в микромире характеризуются спектром «единиц измерений» времени. Отметим, что вблизи верхней границы этот спектр перекрывается с «нижней» областью спектра характерных ядерных времен $10^{-23} - 10^{-22}$ с при прямых реакциях [20, 21]. Таким образом, формула (6), показывающая, что до расстояний порядка $10^{-18} - 10^{-16}$ м и времен $10^{-29} - 10^{-26}$ с «обычные» пространственно-временные соотношения справедливы, соответствует общепринятым представлениям о пространственно-временных масштабах в микромире [22].

Можно попытаться оценить величину фундаментальной массы m_{fund} , если принять, что наименьшей пространственной единицей (фундаментальной длиной) является величина $a_{fund} \sim 10^{-18}$ м и этой величине соответствует масштаб времени $t_{unit} = a_{fund}/c$. Тогда из формулы (6) получаем выражение для фундаментальной массы

$$m_{fund} = \frac{\hbar}{ca_{fund}}. \quad (7)$$

Отсюда получаем, что $m_{fund} c^2 = \hbar c/a_{fund} = 196$ ГэВ. Следует отметить приблизительное соответствие полученной оценки m_{fund} верхнему пределу массы бозона Хиггса, определенному в работе [23] и равному 170 ГэВ. Кроме того, эта величина близка к «критической» массе 180–200 ГэВ, выше которой H^0 -бозон может распадаться на пары W - и Z -бозонов [24]. Причина полученного соответствия заключается в том обстоятельстве, что предлагаемая модель образования «квантовых» компактных кластеров является скалярной, не содержит в себе параметры спина и заряда объектов и поэтому может применяться к скалярному нейтральному бозону H^0 с нулевым спином.

В области ядерных масштабов предложенный метод позволяет рассчитывать массовые числа нуклидов и их изотопов во всем известном на сегодняшний день диапазоне, включая трансфермиевые элементы [16, 17], а также оценивать время процесса приближения к равновесию, исходя из характерных массовых чисел и соответствующих размеров нуклидов. Такая задача решалась в работе [15] применительно к исследованию кинетики глубоко неупругого взаимодействия пучка тяжелых ионов меди и мишени из золота при энергии столкновений 365 МэВ [25]. В режиме малого потока зародышей в качестве характерного масштаба времени принималось время пролета частицы в ядре-мишени, определяемое как интервал времени между двумя последовательными ударами зародыша ядерной материи о кулоновский потенциальный барьер в месте контакта сталкивающихся ядер, $t_i = 2a/V$, где a – размер ядра-мишени, V – скорость налетающего ядра.

При указанной энергии взаимодействия имеем $V = 1,7 \cdot 10^7$ м · с⁻¹, а $t_i = 1,2 \cdot 10^{-21}$ с. Было получено, что времена образования продуктов взаимодействия со средними массовыми числами $\langle A \rangle$,

равными 60 и 100 ($\langle a \rangle$ составляет 10 и 12 фм), характерными для рассматриваемого процесса на фиксированных углах вылета относительно оси падающего пучка ионов меди $66-96^\circ$ и $26-36^\circ$ соответственно, составляют по порядку величины 10^{-20} с. Это значительно меньше времени жизни $10^{-16} - 10^{-14}$ с промежуточного составного ядра, что позволяет говорить о сравнительно быстром (взрывном) протекании процесса.

В качестве другого примера рассмотрим актуальную проблему «островов стабильности» нуклидов [26]. Элемент ренгений с атомным номером $Z = 111$ имеет массовое число $A = 273$. В расчетах по методу [17] данная величина A соответствует зародышам – тритонам. При $Z = 114$, согласно линии 2β -стабильности, число нейтронов равно 184 и массовое число $A = 298$. В расчетах [17] близкими числами являются 299 и 302. Эти числа соответствуют зародышам – тритонам и дейтронам. В работе [27], посвященной получению и развалу элемента 114, упомянуты его изотопы с A , равным 288 и 289. В расчетах [17] наиболее близкими числами являются 290 и 293. Эти числа соответствуют зародышам – тритонам и дейтронам. В [26] предсказываются также острова стабильности при $Z = 164$ с числами нейтронов 272 или 318. Соответствующие массовые числа $A = 436$ и 482 приблизительно соответствуют рассчитанной в [16] по формуле (5) величине массового числа конечного нуклида $A_{\text{end}} = 470$. В расчетах по методу [17] число 436 соответствует зародышам-дейтронам, а наиболее близкими к числу 482 являются следующие расчетные величины: 483 – для зародышей-тритонов, 485 – для зародышей-дейтронов. Можно полагать, что разработанная асимптотическая модель образования кластеров ядерного вещества дополняет общеизвестный метод предсказания ядерных масс с помощью приближения функции радиального базиса [28], позволяющий определять массовые числа в диапазоне от 20 до 260.

Рассмотрим вопрос о мезоскопических «пределах», исходя из выражения (5) для максимального размера кристаллического кластера. В качестве Δt_{min} целесообразно взять время пребывания зародыша на одном месте на поверхности кластера-частицы, т. е. характеристического периода колебаний $2\pi\hbar/k_B\theta_D$. Из формулы (5) следует, что упомянутые пределы в значительной степени зависят от размера зародыша. На примере алмаза будем рассматривать следующие виды зародышей: углеродный скелет циклогексана с характерным размером 0,25 нм, а также наноалмазы с «критическим» размером $a_* = 2$ нм, при котором возникает квазидальний кристаллический порядок [17]. Для алмаза величина Δt_{min} составляет $2,12 \cdot 10^{-14}$ с. Если рассматривать синтез из молекул углеродного скелета циклогексана, то максимальный размер оказывается равным $a_{\text{max}} = 100$ нм. Это значение можно считать «теоретическим» пределом детонационных наноалмазов. В экспериментах он достигнут авторами работы [29]. Если же размер зародыша равен 2 нм, то максимальный размер при $\Delta t_{\text{min}} = 2,12 \cdot 10^{-14}$ с оказывается равным $a_{\text{max}} = 3$ см. Алмазы сантиметровых размеров встречаются в природе.

В случае мезоструктур разработанные качественные модели [17] оперируют с минимально необходимым числом измеряемых в опыте параметров (наблюдаемых величин): температурой среды T , начальным размером зерна l , временем t протекания роста объектов и их средним размером $\langle a \rangle$, достигаемым к концу этого процесса. Например, в случае мартенситного перехода в плутонии из дельта-фазы (δ -Pu) в альфа-фазу (α -Pu) средний размер мартенситной частицы линейно зависит от размера зерна матрицы, причем при l меньше определенной величины $l_{\text{min}} = 2,2$ мкм мартенситное превращение «блокируется», так как величина $\langle a \rangle$ становится меньше, чем характерный размер двойника α -Pu $l_{\text{twin}} \approx 1$ мкм.

Как и теория размытых мартенситных переходов, протекающих по бездиффузионному механизму [11, 12], модель [17, 30] перехода δ -Pu \rightarrow α -Pu как диффузионного образования кристаллических частиц показывает, что с уменьшением размера l зерна исходной фазы происходит уменьшение температуры T_0 начала мартенситного перехода. Расчетные кривые $T(l)$ характеристических температур мартенситного перехода в плутонии показывают, что в диффузионной модели с уменьшением размера зерна матрицы температура T_* окончания мартенситного перехода увеличивается, что обусловлено влиянием нулевых колебаний кристаллической решетки при значительном охлаждении образцов. Таким образом, в плутонии «размытие» перехода уменьшается с уменьшением размера зерна матрицы.

Установленное в [17, 30] соответствие расчетных и экспериментальных результатов для фазовых превращений плутония дает основание для применения разработанной модели при описании поведения других легких актиноидов с сильным сближением атомов [13] (Pa, U, Np). Кроме того, модель дает предсказания о возможности обратного фазового перехода α -Pu \rightarrow δ -Pu при импульсном нагреве образца, предварительно охлажденного до температуры около 100 К, и об отсутствии обратного импульсного перехода в образце, предварительно охлажденном до температур около 15 К.

Что касается высокоинтенсивных ядерных процессов, протекающих при воздействии на мишень быстрых, в том числе и релятивистских частиц, то для их описания следует применять уравнение (4). Из него можно получить следующее выражение для времени формирования кластеров-нуклидов со средним массовым числом $\langle A \rangle$:

$$t_{form} \cong 2r_0 \left(\frac{2m_{nucl}}{E_{exc}} \right)^{1/2} \langle A \rangle^{1/3}.$$

Здесь m_{nucl} – масса нуклона, которую можно принять как среднюю величину между массами протона и нейтрона, E_{exc} – энергия возбуждения ядра, приходящаяся на один нуклон. Если в качестве E_{exc} принять среднюю кинетическую энергию нуклона в вырожденном идеальном ферми-газе, то из предыдущего выражения получаем

$$t_{form}^{ac} \cong \frac{4r_0}{c_0} \langle A \rangle^{1/3},$$

где $c_0 = 5 \cdot 10^7$ м \cdot с⁻¹ – средняя тепловая скорость нуклонов, определяемая по известной величине средней кинетической энергии идеального ферми-газа на нуклон, равной $E_F = 22$ МэВ [25]. В таком «акустическом» (*ac*) приближении время формирования легких нуклидов с $\langle A \rangle \approx 10$ составляет $2 \cdot 10^{-22}$ с, для тяжелых нуклидов с $\langle A \rangle \approx 100$ это время составляет $5 \cdot 10^{-22}$ с. Если же в качестве E_{exc} принять максимально возможную энергию $m_{nucl}c^2$, то время формирования кластеров-нуклидов выражается как

$$t_{form}^{ur} \cong \frac{2\sqrt{2}r_0}{c} \langle A \rangle^{1/3}.$$

В таком «ультрарелятивистском» (*ur*) приближении соответствующие времена формирования нуклидов составляют $2 \cdot 10^{-23}$ и $4 \cdot 10^{-23}$ с. Полученные оценки не противоречат общеизвестным представлениям о временах протекания прямых ядерных реакций [20, 21].

Уравнение (4) оказывается полезным и в области мезоскопии для определения условий выращивания монокристаллов плутония [9, 10], а также для описания процессов синтеза алмазов в экстремальных условиях кавитации [17].

Представленные результаты позволяют заключить, что предложенный асимптотический метод исследования кинетики образования компактных объектов с сильными внутренними связями обладает достаточной степенью общности для применения его в соответствующих задачах физики высоких плотностей энергии. При этом, как отмечено в [17], разработанные модели не содержат произвольных (подгоночных) параметров.

Заключение

Разработанный единый асимптотический метод исследования кинетики формирования объектов микромира и мезоструктур, основанный на предложенной трактовке принципа неопределенности применительно к пространству размеров кластеров с квантовыми свойствами, позволяет адекватно описывать характеристики процессов образования нуклидов, а также мезоскопических кристаллов с сильными связями между атомами.

Список литературы

1. Кадомцев Б. Б. Динамика и информация // Успехи физических наук. 1994. Т. 164. № 5. С. 449–530.
2. Фон Оппен Г. Объекты и их окружение // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 6. С. 661–670.
3. Смирнов Б. М. Кластеры и фазовые переходы // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 4. С. 369–373.
4. Пул-мл. Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнология. – М.: Техносфера, 2007.
5. Суздаев И. П. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. – М.: КомКнига, 2006.
6. Морохов И. Д., Петин В. И., Петрунин В. Ф., Турусов Л. И. Структура и свойства малых металлических частиц // Успехи физических наук. 1981. Т. 133. В. 4. С. 653–692.
7. Bording J. K., Taft J. Molecular-dynamics simulation of growth of nanocrystals in an amorphous matrix // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. N. 12. P. 8098–8103.
8. Псахье С. Г., Зольников К. П., Дмитриев А. И., Руденский Г. Е., Железняков А. В., Меньшикова Т. В. Влияние кристаллической ориентации на поведение незамкнутых наноструктур. Моделирование методом молекулярной динамики // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 6. С. 21–24.
9. Лин Э. Э. Асимптотические модели кинетики роста наноструктурированных объектов с сильными межатомными связями: Препринт № 106. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2010.
10. Lin E. E. Mesokinetics of Growth of Nanostructured Objects with Strong Interatomic Bonds // Advances in Chemistry Research. Nova Science Publishers. 2010. Vol. 5. P. 171–190.
11. Малыгин Г. А. Размытые мартенситные переходы и пластичность кристаллов с эффектом памяти формы // Успехи физических наук. 2001. Т. 171. № 2. С. 187–212.

12. Малыгин Г. А. Наноразмерные эффекты при мартенситных превращениях в сплавах с памятью формы // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. Вып. 8. С. 1480–1485.
13. Хеккер З. С. Плутоний – от атомов к микроструктуре // Плутоний. Фундаментальные проблемы: Пер. с англ. / Под ред. Б. А. Надыкто и Л. Ф. Тимофеевой. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. Т. 2. С. 292–337.
14. Wagner P., Zhong Y. M. Cluster formation in disordered systems and nuclear fragmentation // Nuclear Physics A. 1995. V. A592. No. 3. P. 385–412.
15. Лин Э. Э. Качественные диффузионные модели взрывного образования кластеров с квантовыми свойствами // Фракталы в прикладной физике / Под общей ред. А. Е. Дубинова. – Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. С. 20–46.
16. Лин Э. Э. Расчеты массовых чисел кластеров-нуклидов на основе асимптотической модели // Изв. РАН. Сер. Физ. 2012. Т. 76. № 8. С. 982–985.
17. Лин Э. Э. Асимптотические модели кинетики образования структур с квантовыми свойствами. Монография. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016.
18. Рейсленд Дж. Физика фононов. – М.: Мир, 1975.
19. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977.
20. Ольховский В. С. К исследованию ядерных реакций и распадов с помощью анализа их длительностей // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1984. Т. 15. Вып. 2. С. 289–329.
21. Лейкин Е. М. Ядерные реакции // Физический энциклопедический словарь / Под ред. Б. А. Введенского, М. С. Козодаева. – М.: Советская энциклопедия, 1966. Т. 5. С. 555–559.
22. Гинзбург В. Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными? // Успехи физических наук. 1999. Т. 169. № 4. С. 419–441.
23. Elsayed A., Khalil S., Moretti S. Higgs Mass Corrections in the SUSY B-L Model with Inverse Seesaw // Physics Letters B. 2012. V. 715. P. 208–213.
24. Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц. – М.: ЛКИ, 2008.
25. Валантен Л. Субатомная физика: ядра и частицы. – М.: Мир, 1986.
26. Селинов И. П. Строение и систематика атомных ядер. – М.: Наука, 1990.
27. Düllmann C. E., Schädell M., Yakushev A. Production and Decay of Element 114: High Cross Sections and New Nucleus ^{277}Hs // Physical Review Letters. 2010. V. 104. P. 252701–252705.
28. Wang N., Liu M. Nuclear Mass Predictions with a Radial Basis Function Approach // Physical Review C. 2011. V. 84. P. 051303.
29. Выскубенко Б. А., Даниленко В. В., Лин Э. Э., Мазанов В. А., Серова Т. И., Сухаренко В. И., Толочко А. П. Влияние масштабных факторов на размеры и выход алмазов при детонационном синтезе // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28. № 2. С. 108–109.
30. Лин Э. Э. Влияние размерных факторов на характер фазовых превращений легких актиноидов // Физика твердого тела. 2010. Т. 52. № 1. С. 153–157.

Asymptotic models for studying kinetics of formation of compact objects with strong internal bonds

E. E. Lin

An asymptotical method for investigating kinetics of formation of objects with strong internal bonds – compact clusters with pronounced collective quantum properties has been elaborated. These properties are conditioned by exchange interactions of different physical nature, which is determined by spatial scales of processes under consideration. The proposed models describe adequately the characteristics of formation of nuclear matter clusters, as well as of mesoscopic crystals with strong interatomic bonds.