АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ СВОЙСТВАМИ

ASYMPTOTIC MODELS OF FORMATION KINETICS FOR STRUCTURES WITH QUANTUM PROPERTIES

Э. Э. Лин
E. E. Lin

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия

Russian Federal Nuclear Center – All-Russia Research Institute of Experimental Physics

. В докладе дается обзор результатов разработки асимптотических моделей кинетики образования структур с квантовыми свойствами, различных по физической природе и по пространственным масштабам. Работа основана на расширенной трактовке принципа неопределенности применительно к пространству размеров объектов и на кинетических представлениях об образовании и росте этих объектов из малых структурных зародышей

Введение

В исследованиях микромира, нано- и мезоструктур, астрофизических и космологических объектов существует ряд специфических проблем, связанных с определением пространственной границы между макро- и микромирами (макрофизикой и микрофизикой), а также с определением границ однородности распределения материи в космосе [1–6]. В данной работе поставлены и решены следующие задачи: 1) верификация аналитической кластерной модели образования субъядерных и субатомных объектов; 2) разработка мезокинетики роста углеродных наноструктур и полиморфных превращений легких актиноидов; 3) выявление кластерной природы синтеза биологических нано- и мезообъектов; 4) аналитическое нахождение асимптотических зависимостей характерных размеров астрофизических и космологических объектов от времени.

Общий кинетический подход для объектов микромира и мезоструктур

Предлагаемый подход основан на аналогии с общеизвестными представлениями [7] о когерентных состояниях квантово-механических систем осцилляторов, для которых произведение неопределенностей (дисперсий) координаты и импульса принимает минимально возможное в рамках соотношения неопределенностей значение. При таком подходе «ведущими» процессами являются колебания элементов, составляющих объекты: коллективные колебания нуклонов в ядре и фононные возбуждения кристаллической решетки мезоструктур. Это позволяет рассматривать образование и рост субатомных и мезоскопических объектов с единой точки зрения.

Такая задача решена в работе [8], в которой процесс необратимой агрегации объектов описывается в терминах волны $\varphi(a,t)$ 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 $\Delta a \cdot \Delta k \geq 1/4\pi$, ($k$ – волновое число) можно записать следующее соотношение неопределенностей для координаты и импульса в пространстве размеров кластеров:

$$\Delta a \cdot \Delta p \cong \frac{\hbar}{2}. \qquad (1)$$

Здесь $\Delta p \sim p = m\,\Delta a/\Delta t$ – неопределенность импульса, $m = \alpha\rho a^3 \cong m_0 (a/a_0)^3$ – масса кластера, α – геометрический фактор, ρ – плотность вещества кластера, m_0, a_0 – масса и размер зародыша,

$\hbar$ – приведенная постоянная Планка. Неопределенность импульса по порядку величины равна самому импульсу, т. е. взаимодействие объектов либо имеет место, либо его 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 $\varphi(a,t)$ в течение стохастического процесса агрегации может быть описана в диффузионном приближении с помощью кинетического уравнения Фоккера-Планка, записанного для пространства размеров кластеров:

$$\frac{\partial\varphi(a,t)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial a}\left[\nu\varphi(a,t)\right]-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial a^2}\left[\eta\varphi(a,t)\right]=0\,. \quad (2)$$

Здесь $v=\langle da\rangle\big/dt,\ \eta=\left\langle (da)^2\right\rangle\big/dt=\hbar/2m$ – средняя скорость кинематического переноса φ и коэффициент диффузии в пространстве a соответственно. Предпринятая в [8] 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 $\left(\langle a\rangle >> a_0\right)$ со временем.

При малом потоке зародышей ($\Delta t=t_i$, t_i – характерный масштаб времени взаимодействия объектов) из соотношения (1) получено следующее выражение:

$$\langle a\rangle\approx\left(5/2\sqrt{2}\right)^{2/5}a_0\left(t/t_1\right)^{2/5},\ t_1=a_0\sqrt{m_0t_i/\hbar}\,. \quad (3)$$

При большом потоке зародышей $\left(\Delta t=2\langle a\rangle/c_0\right)$ получено следующее выражение:

$$\langle a\rangle\approx(3/2)^{1/3}a_0\left(t/t_2\right)^{1/3},\ t_2=a_0\sqrt{a_0m_0/\hbar c_0}. \quad (4)$$

Эти законы роста (3), (4) среднего размера объектов со временем являются инвариантами любого кинетического уравнения.

Существует дискретный набор наиболее вероятных размеров кластеров a_n:

$$\frac{\sqrt{2}}{5}\frac{\lambda}{\sqrt{\beta}}\left(\xi_n^{5/2}-1\right)\cong n\pi,\ n=1,2,3,\ldots \quad (5)$$

Здесь $\xi_n=a_n/a_0$, $\beta\approx\hbar t_i\big/2m_0a_0^2$, λ – произвольное действительное число, приблизительное значение которого установлено путем сшивки решений для малых и больших кластеров и равно $\sqrt{15/2}$.

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

$$\Delta t\cong\hbar/\Delta E. \quad (6)$$

Здесь ΔE – ширина уровня энергии изолированного возбужденного состояния квантово-механической системы. Подставляя выражение (6) в соотношение (1), переписанное для среднего размера $\langle a\rangle$, и учитывая, что средний размер изменяется со временем непрерывно, получаем следующую цепочку дифференциальных соотношений:

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

$$\rightarrow\ \langle a\rangle^{3/2}d\langle a\rangle\cong\left(\frac{a_0^3\Delta E}{2m_0}\right)^{1/2}dt. \quad (7)$$

Величина ΔE определяется природой объектов и режимом процесса и может зависеть от среднего размера $\langle a\rangle$ области возбуждения. Решая дифференциальное соотношение (47) в квадратурах, можно найти приблизительные законы роста среднего размера $\langle a\rangle$ со временем в высокоинтенсивных процессах агрегации объектов.

Получено выражение для максимального размера объекта

$$a_{\max}\approx\frac{2}{9}\alpha\frac{\rho}{\hbar}\frac{a_0^6}{\Delta t_{\min}}=\frac{2}{9}\frac{m_0}{\hbar}\frac{a_0^3}{\Delta t_{\min}} \quad (8)$$

Здесь $\Delta t_{\min}$ – минимальный промежуток времени элементарного акта взаимодействия объектов, определяемый физической природой процесса.

Субатомные и субъядерные структуры

Наиболее вероятные массовые числа кластеров-нуклидов рассчитывались с помощью формулы (5) следующим образом: радиус ядра $R = r_0 A^{1/3}$, r_0 = 1,3 фм →

$$A_n \approx A_0 \left(\frac{5}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\beta}}{\lambda} \pi n + 1 \right)^{6/5}, \; n = 1, 2, 3, \ldots . \qquad (9)$$

Здесь A_0 – массовое число зародыша (дейтрон, тритон, альфа-частица), а параметр $\beta \approx \hbar t_i / 2 m_0 a_0^2$ определяется массой и размером зародыша, а также характерным масштабом времени t_i взаимодействия объектов. В качестве такого масштаба целесообразно принять период высокочастотных колебаний нуклонов в ядре, равный $t_i = 2 r_0 / c_0 \approx 5 \cdot 10^{-23}$ с, где $c_0 = 5 \cdot 10^7$ м/с – эффективная скорость звука в ядерной материи, определяемая на основе известной величины средней кинетической энергии идеального ферми-газа на нуклон, равной 22 МэВ. Полученные величины A_n в совокупности с известными соотношениями для числа протонов в зависимости от массового числа в приближении капельной модели ядра [9] и периодической системы ядер [10] охватывают все известные нуклиды, включая трансфермиевые элементы. Расчеты по формуле (9) и по формуле $Z_{stab} \approx A / \left(0{,}015 A^{2/3} + 2 \right)$ из [9] дают следующие нуклиды:): $^{4}He_2$, $(\underline{^{6}Li_3})$, $^{7}Li_3$, $^{9}Be_4$, $(\underline{^{10}B_5})$, $^{11}B_5$, $^{12}C_6$, $(^{13}C_6)$, $(\underline{^{15}N_7})$, $^{16}O_8$, $(^{20}F_9)$, $(\underline{^{22}Ne_{10}})$, $(^{24}Na_{11})$, $(\underline{^{26}Mg_{12}})$, $(^{28}Al_{13})$, $(\underline{^{30}Si_{14}})$, $(^{32}P_{15})$, $(^{35}S_{16})$, $(\underline{^{37}Cl_{17}})$, $(^{39}Ar_{18})$, $(^{42}K_{19})$, $(\underline{^{43}Ca_{20}})$, $(^{47}Sc_{21})$, $^{48}Ti_{22}$, $^{51}V_{23}$, $(\underline{^{53}Cr_{24}})$, $(\underline{^{58}Fe_{26}})$, $(^{60}Co_{27})$, $(\underline{^{62}Ni_{28}})$, $(\underline{^{65}Cu_{29}})$, $(\underline{^{67}Zn_{30}})$, $(\underline{^{69}Ga_{31}})$, $^{73}Ge_{32}$, $(^{74}As_{33})$, $(\underline{^{78}Se_{34}})$, $(\underline{^{79}Br_{35}})$, $(^{83}Kr_{36})$, $^{85}Rb_{37}$, $^{88}Sr_{38}$, $(^{90}Y_{39})$, $(^{93}Zr_{40})$, $(^{95}Nb_{41})$, $(\underline{^{98}Mo_{42}})$, $^{99}Tc_{43}$, $(^{103}Ru_{44})$, $(^{106}Rh_{45})$, $(^{108}Pd_{46})$, $(^{111}Ag_{47})$, $(^{113}Cd_{48})$, $(^{116}In_{49})$, $(\underline{^{121}Sb_{51}})$, $^{127}I_{53}$, $(\underline{^{131}Cs_{55}})$, $(\underline{^{134}Ba_{56}})$, $(^{136}La_{57})$, $(^{143}Pr_{59})$, $^{144}Nd_{60}$, $(^{147}Pm_{61})$, $^{150}Sm_{62}$, $^{152}Eu_{63}$, $^{157}Gd_{64}$, $^{159}Tb_{65}$, $^{162}Dy_{66}$, $^{165}Ho_{67}$, $(^{168}Er_{68})$, $(^{170}Tm_{69})$, $^{173}Yb_{70}$, $(^{176}Lu_{71})$, $(\underline{^{179}Hf_{72}})$, $^{181}Ta_{73}$, $^{184}W_{74}$, $(^{187}Re_{75})$, $(\underline{^{190}Os_{76}})$, $(^{193}Ir_{77})$, $(\underline{^{196}Pt_{78}})$, $(^{198}Au_{79})$, $^{201}Hg_{80}$, $^{204}Tl_{81}$, $^{207}Pb_{82}$, $(^{209}Bi_{83})$, $(^{212}Po_{84})$, $(^{219}Rn_{86})$, $(^{222}Fr_{87})$, $(^{225}Ra_{88})$, $^{226}Ra_{88}$, $(^{228}Ac_{89})$, $(^{229}Ac_{89})$, $(^{231}Th_{90})$, $^{232}Th_{90}$, $(^{235}Pa_{91})$, $^{238}U_{92}$, $(^{241}Np_{93})$, $^{244}Pu_{94}$, $(^{246}Am_{95})$, $(^{249}Cm_{96})$, $(^{255}Cf_{98})$, $(^{256}Cf_{98})$. В скобках указаны изотопы, чертой отмечены стабильные изотопы. Расчеты по формуле (9) и по формуле $Z \approx \left(A + 2N_{\alpha^4} \right) / 3$ из [10], где N_{α^4} – число гетерогелионных групп в нуклонных оболочках с $n \geq 2$ (n – порядковый номер нейтронной оболочки, равный радиальному квантовому числу) дают следующие ядра: $^{88}Sr_{38}$, $^{91}Zr_{40}$, $^{96}Mo_{42}$, $^{98}Tc_{43}$, $^{101}Ru_{44}$, $^{144}Nd_{60}$, $^{173}Yb_{70}$, $^{195}Pt_{78}$, $^{197}Au_{79}$, $^{201}Hg_{80}$, $^{204}Tl_{81}$, $^{210}At_{85}$, $^{222}Rn_{86}$, $^{251}Cf_{98}$, $(^{252}Es_{99})$, $^{258}Md_{101}$, $(^{259}No_{102})$, $(^{262}Lr_{103})$.

Из формулы (8) получено следующее выражение для массового числа конечного нуклида, образующегося в r-процессах нуклеосинтеза в звездах

$$A_{end} = \left(\frac{\pi}{27} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho c}{\hbar} \right)^{3/2} \left(4 r_0^2 \right)^3 A_0^3 . \qquad (10)$$

Здесь c – скорость света в вакууме. Приняв в качестве зародыша альфа-частицу (A_0 = 4), получаем, что $A_{end} \approx 470$. По систематике ядер [10] получаем Z = 172, т.е. нуклид $^{470}X_{172}$.

Из формулы (4) получено соотношение между единицами длины a_{unit}, времени t_{unit} и массы m_{unit} при глубоко неупругом взаимодействии фундаментальных частиц:

$$m_{unit} \, a_{unit}^3 / t_{unit}^2 = \hbar c . \qquad (11)$$

Формально это соотношение точно выполняется для планковских величин массы m_{Pl}, длины $l_{Pl} = \hbar / \left(m_{Pl} c \right)$ и времени $t_{Pl} = l_{Pl} / c$, что свидетельствует в пользу его правомерности. 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 что этой величине соответствует масштаб времени $t_{un} = a_{fund} / c$. Тогда из формулы (11) получаем следующее выражение для фундаментальной массы

$$m_{fund} = \frac{\hbar}{c a_{fund}} . \qquad (12)$$

Отсюда получаем, что $m_{fund} c^2 = \hbar c / a_{fund} =$ 196 ГэВ. Следует отметить приблизительное соответствие полученной оценки величины m_{fund} величине верхнего предела массы бозона Хиггса, определенной в работе [11] как равной 170 GeV. Кроме того, эта величина близка к «критической» массе 180–200 ГэВ, выше которой H^0-бозон может распадаться на пары W- и Z-бозонов [12].

Можно попытаться применить предложенную модель для рассмотрения эффектов в ядерной среде при глубоко неупругом рассеянии нейтрино и антинейтрино на ядре [13]. Максимальная масса частицы, образовавшейся в рассматриваемом процессе, рассчитанная с помощью формулы (9) в случае зародыша-протона с $m_0 = m_p = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг (938,27 МэВ), $a_0 = a_p \approx 1{,}72$·фм (зарядовый размер протона [9]), $\Delta t_{\min} = a_p / c$ в предположении, что плотность материи рассматриваемых объектов одна и та же для всех, равна $m_{\max} = m_0 \left(a_{\max} / a_p \right)^3 = 5709$ МэВ. Эта величина с точностью до 8 % соответствует B-мезону с массой покоя 5271–5279 МэВ [9]. Дальнейшие процессы можно представить следующим образом: $B \to D$ + др $\to K$ + др. [9]. Это свидетельствует об образовании широкого спектра элементарных частиц. Из уравнения (7) получаем следующее соотношение для средней массы частиц – продуктов высокоинтенсивного релятивистского процесса:

$$\langle a \rangle^{3/2} d\langle a \rangle \approx \left(\frac{a_0^3 \Delta E}{2m_0} \right)^{1/2} dt, \quad \Delta E = mc^2 \Rightarrow$$

$$\langle a \rangle = \frac{c}{\sqrt{2}} t = \frac{c}{\sqrt{2}} \frac{a_0}{c} = \frac{a_0}{\sqrt{2}} \Rightarrow \quad \langle m \rangle = \frac{m_0}{2\sqrt{2}}. \quad (13)$$

Здесь m_0 – масса исходной частицы, вступающей в реакцию с нейтрино. Если это нуклон N, имеющий массу m_0 = 1440 МэВ, то средняя масса частиц равна $\langle m \rangle$ = 510,64 МэВ, что с точностью до 3 % соответствует ка-мезону (каону) K, имеющему массу 494 МэВ и основные моды распада $\nu\mu^+, \pi^0\pi^+$ [9].

Нано- и мезоструктуры

Получены следующие формулы, которые определяют область средних размеров кластеров $\langle a \rangle \in \left\{ \langle a \rangle_{\min} ... \langle a \rangle_* \right\}$, являющейся переходной от мезоскопических структур к макроскопическим частицам с квазидальним кристаллическим порядком:

$$\langle a \rangle_{\min} \approx \left(\frac{9}{8} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} a_0 \frac{N}{n^{1/3}} \frac{\theta_D}{\theta_v} \right)^{1/2},$$

$$\langle a \rangle_* \approx \frac{18}{25} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} n^{-1/3} \exp \frac{E_V - E_0}{2kT}.$$

Здесь N – число химических связей в зародыше, θ_v – характеристическая температура колебаний, θ_D – дебаевский параметр, n – концентрация атомов, T – температура, E_V, E_0 – удельная энергия зародыша в объеме кластера и в окружающей среде соответственно.

Описанный в [8] механизм образования макроскопических частиц алмаза из наноалмазов охватывает все имеющиеся данные, касающиеся как искусственных алмазов, получаемых при статическом и динамическом синтезе, так и природных алмазов, которые могли образоваться в результате земных катаклизмов.

В [8] делается попытка рассмотреть проблему фазовой стабильности и полиморфных превращений плутония с точки зрения феноменологических представлений об эволюции нанокластеров в результате их фононных возбуждений, взаимной компенсации незадействованных электронных связей поверхностных атомов соприкасающихся объектов и к объединению этих объектов в более крупные частицы. Основанием для подобного представления является существование, например, в многофазном плутонии сильных (квазиковалентных) связей, обусловленных влиянием f-электронов на сближение атомов друг с другом. На качественном уровне исследовано состояние плутония и возможность обратного фазового перехода в образце, охлажденном до температур ниже 100 K.

Одним из актуальных направлений нанонауки и нанотехнологии является создание и исследование биологических материалов, в частности, исследование физических механизмов биосинтеза белка [3, 14]. В свете этого необходимо отметить квантовую природу биофизических процессов, благодаря которой «главные особенности физического поведения макромолекул определяются поворотной изомерией», поскольку вещество рассматривается как динамическая смесь молекул аминокислот, находящихся в скрещенной конформации и в конформациях, повернутых вправо и влево [14]. Поскольку за время поворота порядка 10^{-10} с происходят сотни и тысячи колебаний с частотами порядка 10^{12}–10^{13} с [14], приводящих к образованию связей между молекулами, то в результате колебательно-вращательных взаимодействий может осуществляться объемная поликонденсация молекул аминокислот. Затравочными центрами поликонденсации могут являться молекулы нуклеиновых кислот, около которых группируются молекулы аминокислот в определенном порядке, задаваемым предпочтительным образованием в объеме системы C–N-связей, как наиболее коротких и прочных по сравнению со связями C–C и C–O.

В экстремальных природных условиях (например, при ударе метеоритов, в жерлах вулканов, в гидротермальных источниках и т. п.), при которых молекулы аминокислот разрушаются, зародышами биологических структур могут быть обломки молекул. Например, если разрушается молекула триптофана, то в качестве зародыша можно рассматривать «объемный» атомный кластер $C_3H_6NO_2$ с молекулярной массой M = 88 и размером 0,34 нм. В этом случае из формулы (8) получаем, что наибольший размер объектов равен 0,4 мкм ($\Delta t_{\min} = 2\pi\hbar/k_B\theta_\nu$ = $3\cdot10^{-14}$ с). Эта величина соответствует размеру наноархеота [15]. Если же в качестве зародышей рассматривать обломки молекулы глицина [3] с разорванной C–C-связью: кластеры CH_4N (M = 30) и CHO_2 (M = 45) с размерами около 0,20 нм, то из формулы (8) получаем, что максимальные размеры объектов равны $a_{\max} \approx 30$ и 45 нм соответственно. Формально эти величины соответствуют рибосомам [16], внутри которых происходит биосинтез белка, обнаруженным в клетках всех без исключения живых организмов (бактерий, растений и животных).

Космологические структуры

По аналогии с квантовой механикой, которая рассматривает дискретный и непрерывный спектры энергии объектов микромира, для космических структур можно выделить области сравнительно малых масштабов, в которых в результате действия гравитации распределение массы является неоднородным – аналогия с дискретным спектром энергии. В более протяженных структурах, где действие гравитации «размазывается» в пространстве, распределение массы становится квазиоднородным – аналогия с непрерывным спектром энергии.

Такая аналогия создает предпосылку для попытки распространить принцип неопределенности на космические масштабы. Суть предлагаемого в данной работе принципа неопределенности в космических масштабах заключается в том, что в течение промежутка времени элементарного единичного акта гравитационного взаимодействия космических структур их размеры не могут быть точно определены. Это связано с тем, что нельзя определить, к какой из соседствующих структур относятся входящие в них поверхностные элементы, наиболее близко расположенные друг к другу. Для шаровых скоплений элементами являются звезды-гиганты, для сверхскоплений – галактики, для Вселенной – скопления галактик. В работе [17] записано следующее соотношение неопределенностей для координаты и импульса в пространстве размеров a:

$$\left|\Delta a\right|\cdot\left|\Delta p\right| \cong \frac{K_c}{2}. \tag{14}$$

Здесь $\Delta p \sim p = m\,\Delta a/\Delta t$ – неопределенность импульса, $m = (\pi/6)a^3\rho$ – масса объекта с плотностью ρ, K_c – «космическая» константа действия, приведенная на величину 2π, Δt – характерный промежуток времени единичного акта взаимодействия объектов. Неопределенность импульса по порядку величины равна самому импульсу, т. к. гравитационное взаимодействие объектов происходит всегда. Космологическую константу действия можно, по аналогии с планковскими массой и длиной, определить из соображений размерности как

$$K_c = a_0 m_{oc} c = \frac{\pi}{6} a_0^4 \rho_c c = \frac{1}{16} a_0^4 \frac{H_0^2}{G} c. \tag{15}$$

Здесь a_0 – характерный размер зародышей», из которых образуется объект, $m_{oc} = (\pi/6)a_0^3\rho_c$ – условная масса зародыша при критической плотности вещества $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ [6], выше которой Вселенная становится замкнутой, H_0 – постоянная Хаббла, G – гравитационная постоянная. Отсюда следует, что для каждого типа рассматриваемых объектов существует своя космическая константа действия: чем крупнее зародыш структуры, тем больше величина K_c.

Для шаровых звездных скоплений, состоящих из красных гигантов со средней массой $m_g = 4M_S$, где M_S – масса Солнца, получено следующее соотношение между диаметром шарового скопления и временем:

$$\langle a\rangle_{bcl} \cong \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} \left(Gm_g\right)^{1/3} t^{2/3}. \tag{16}$$

При времени жизни Вселенной $t \sim H_0^{-1} \approx 1{,}4\cdot10^{10}$ лет = $4{,}41\cdot10^{17}$ с [1–3], расчетный характерный диаметр шаровых скоплений равен

$\langle a \rangle_{bcl} \cong 6 \cdot 10^{18}$ м ≈ 200 пк (630 световых лет). Диаметр хорошо наблюдаемого скопления Омега Центавра равен 600 световых лет [18]. Для сверхскоплений получена следующая асимптотическуая зависимость среднего размера объекта от времени:

$$\langle a \rangle \cong \left(\frac{9}{2}\right)^{1/6} \left(\frac{\rho_c}{\rho}\right)^{1/6} a_0^{2/3} (ct)^{1/3}. \qquad (8)$$

Полученная зависимость справедлива до «момента» времени t_1, с которого во Вселенной в плотности материи начинает доминировать темная энергия. Согласно общепринятым представлениям [6], тёмная энергия доминирует в плотности материи 3,5 млрд. лет, т. е. значительно меньше времени жизни Вселенной. В работе [17] показано, что при времени $t_1 \approx \cdot 10^{10}$ лет = $3{,}15 \cdot 10^{17}$ с, расчетный характерный размер сверхскоплений был приблизительно равен $\langle a \rangle_{scl} \approx 2{,}59 \cdot 10^{24}$ м ≈ 84 Мпк. Следует отметить, что наблюдаемые размеры сверхскоплений лежат в диапазоне 30–100 Мпк [6]. Величину $\langle a \rangle_{scl}$ можно принять за «нижний» размер, начиная с которого распределение массы вещества во Вселенной становится квазиоднородным.

Заключение

Разработанный метод исследования асимптотики формирования структур с квантовыми свойствами, основанный на расширенной трактовке принципа неопределенности применительно к пространству размеров объектов и на кинетических представлениях о росте этих объектов из малых структурных зародышей, позволяет получать адекватные оценки характеристик образования фундаментальных и элементарных частиц и ядер, кристаллических нано- и мезочастиц различной физико-химической природы, астрофизических и космологических объектов.

Список литературы

1. Фон Оппен Г. Объекты и их окружение // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 6. С. 661–670.

2. Кадомцев Б. Б. Динамика и информация // Успехи физических наук. 1994. Т. 164. № 5. С. 449–530.

3. Пул-мл. Ч., Оуэнс Ф. Нанотехнология. - Москва: Техносфера, 2007. 376 с.

4. Суздалев И. П. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. - М.: КомКнига, 2006. С. 592.

5. Пенроуз Р. Путь к реальности или законы, управляющие Вселенной. Москва – Ижевск, 2007.

6. Лукаш В. Н., Михеева Е. В., Малиновский А. М. Образование крупномасштабной структуры Вселенной // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 10. С. 1017–1040.

7. Манько В.И. Когерентное состояние // Физическая энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1990. Т. 2. С. 392–394.

8. Lin E.E. Asymptotic Models for Studying Kinetics of Formation of Compact Objects with Strong Internal Bonds // World Journal of Mechanics. 2014. Vol. 4. No. 6. Pp. 170–196.

9. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра – М.: Изд-во ЛКИ, 2007. С. 584.

10. Селинов И. П. Строение и систематика атомных ядер. М.: Наука, 1990. 112 с.

11. Elsayed A., Khalil S. and Moretti S., “Higgs Mass Corrections in the SUSY B-L Model with Inverse Seesaw,” *Physics Letters B*, Vol. 715, No. 1-3, 2012, pp. 208–213.

12. Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц М.: Издательство ЛКИ, 2008. 216 с.

13. Haider H., Ruiz Simo I., Sajjad Athar M., and Vicente Vacas M. J., “Nuclear Medium Effects in $\nu(\bar{\nu})$-Nucleus Deep Inelastic Scattering”, *Physical Reviev C*, Vol. 84, No. 5, 2011, pp. 054610-1–054610-13.

14. Волькенштейн М. В.. Молекулярная биофизика. М.: «Наука», 1975. 616 с.

15. Huber H. et al. A new Phylum of Archaea represented by a nanosized symbiont // Nature. 2002. Vol. 417. Issue 6884. Pp. 63-67.

16. Гаврилова Л. П., Спирин А. С. Рибосомы // БСЭ. М.: «Советская энциклопедия», 1975. Т. 22. С. 337-239.

17. Lin E. E. On Boundaries of Cosmos // World Journal of Mechanics. 2015. Vol. 5. No. 1. Pp. 1-6.

18. Atlas of the Universe. Weldon Owen Ltd. 2007 Weldon Owen Inc., p. 58.