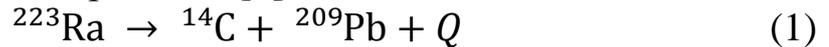


Кластерная радиоактивность

М. А. Борисов

Введение

Кластерная радиоактивность — спонтанная эмиссия из основного состояния ядер кластеров тяжелее α -частицы. Данное явление было предсказано еще в 1980 году [1]. И уже в 1984 году была обнаружена углеродная радиоактивность в реакции [2]:



Эксперимент показал, что вероятность испускания ${}^{14}\text{C}$ почти на 10 порядков меньше, чем вероятность α -распада, делая эксперименты по их обнаружению крайне проблематичными.

На сегодняшний день открыто около двух десятков распадов с выходом легких кластеров от ${}^{14}\text{C}$ до ${}^{34}\text{Si}$, для которых периоды полураспада составляют от $1.7 \cdot 10^{11}$ до $3.8 \cdot 10^{27}$ с. В результате большинства реакций одно из дочерних ядер оказывается дважды магическое ядро ${}^{208}\text{Pb}$ или ядро, близкое к нему, которые обладают большими энергиями связи.

Кластерная радиоактивность представляет собой промежуточный процесс между α -распадом и спонтанным делением. Поэтому его теоретические модели можно разделить на две большие группы:

1. Адиабатическая модель. Процесс формирования продуктов распада происходит медленно. Эмиссия кластера рассматривается как резко асимметричное спонтанное деление.
2. Не адиабатическая модель (α -распадная). Строится по аналогии с теорией α -распада.

Теоретический подход

В процессе деления атомного ядра происходит его сильная перестройка. Об этом свидетельствует тот факт, что средняя кинетическая энергия разлета осколков намного меньше энергии, которую они бы получили вследствие кулоновского взаимодействия, если считать, что они имеют равновесную форму. Для сильно вытянутых состояний осколков процесс их разлета оказывается над- или околобарьерным. Явление α -распада является под барьерным процессом без существенной перестройки родительского ядра.

1. Адиабатический подход

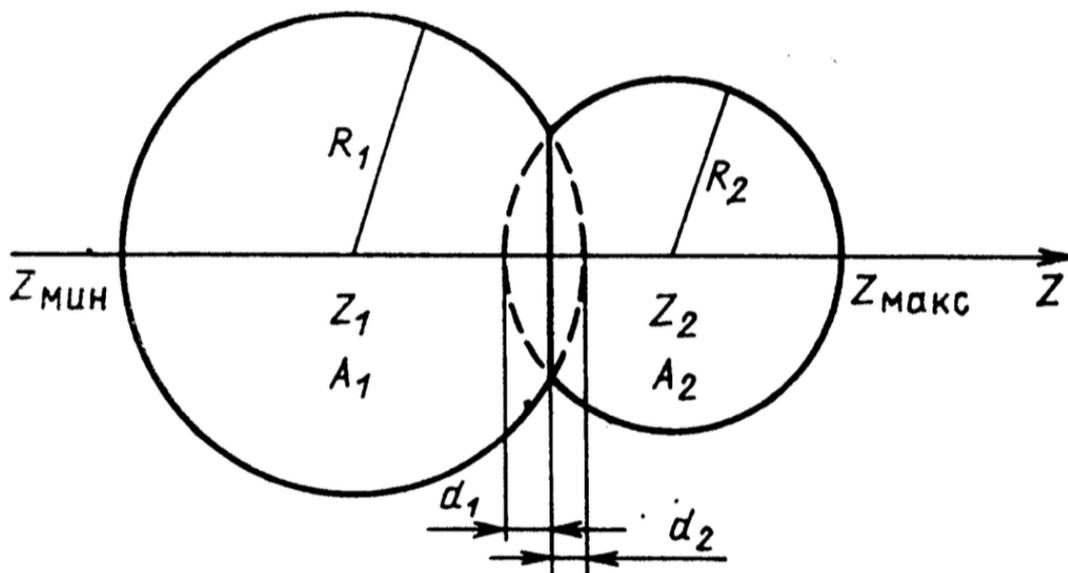


Рис. 1. Схематическое описание процесса деления с обозначением используемых параметров.

Рассмотрим кластерный распад как разновидность деления [4]. Предположим, что процесс деления происходит так, как показано на рисунке 1. Рассмотрим две частично перекрывающиеся сферы с неравными массами. Основным параметром системы является расстояние между центрами масс данной системы. При его расчете учитываются деформации дочернего и родительского ядра. Однако закон изменения формы этого ядра неизвестен. Поэтому приходится полагать, что он имеет эллипсоидную форму. Форма кластера полагается сферической и не изменяется со временем. Взаимодействие частиц за точкой контакта описывается кулоновским потенциалом отталкивания эллипсоида и сферы.

Расчеты периодов полураспада, полученные таким расчетом, хорошо совпадают с экспериментальными данными. Также при кластерном распаде образуются ядра, обогащенные нейтронами. Отношение зарядового числа к массовому в таких ядрах остается почти постоянным, что согласуется с моделью деления. Однако эксперименты показали, что при распаде ядер с испусканием ^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si , процесс является глубокоподбарьерным, как в α -распаде. На рисунке 2 представлена зависимость периода полураспада от параметра делимости. Для спонтанного деления она представляет собой колокол, в то время как для кластерного распада период полураспада стремительно уменьшается при увеличении параметра делимости. Это свидетельствует о том, что если кластерный распад подобен делению, то их параметры сильно

отличаются. Также из экспериментов видно, что дочерние ядра и вылетающие составные частицы оказываются практически невозбужденными. Заметной перестройки родительского ядра нет. Однако некоторые отклонения от этого видны при увеличении массы испускаемого кластера. Возможно, что с ростом параметра делимости механизм кластерного распада будет более приближен к спонтанному делению.

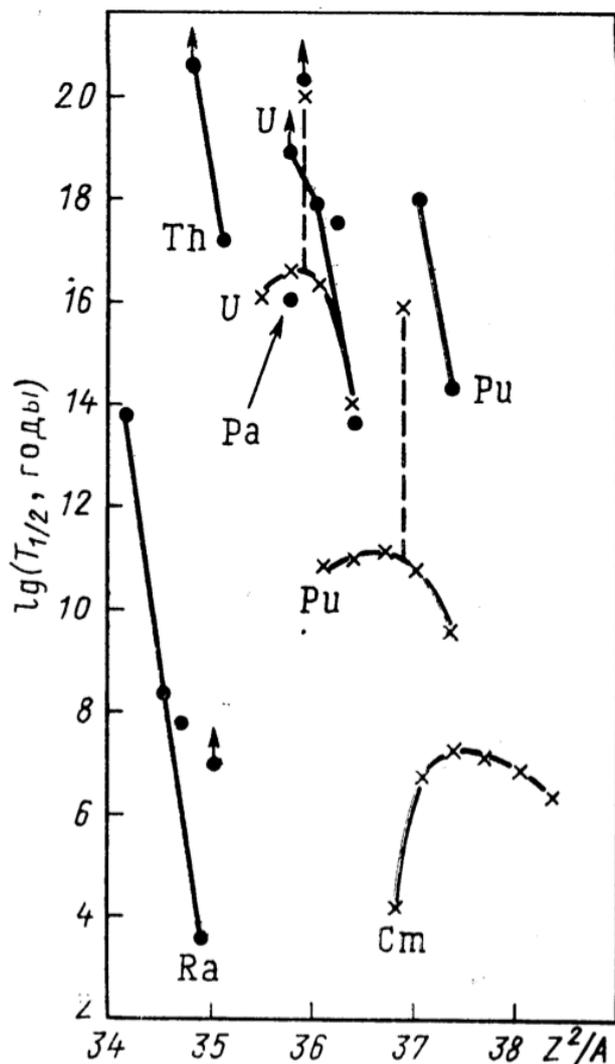


Рис. 2. Зависимость логарифма парциальных периодов полураспада спонтанного деления (×) и кластерного распада (•) от параметра делимости

2. “ α -распадная” модель

Модель строится по аналогии с α -распадом. Вероятность распада складывается из вероятности формирования кластера и прохождения им кулоновского и центробежного барьеров [5]. Наиболее сложной задачей

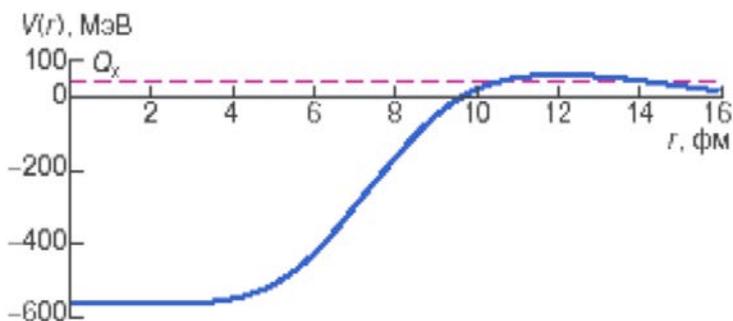


Рис. 3. Потенциальный барьер для случая $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$

теории α -распада является определение вероятности образования α -частицы. При рассмотрении кластерного распада задача становится еще сложнее, так как приходится рассматривать образование системы, состоящей из несколько десятков нуклонов. Также усложняется

расчет проницаемости барьера, так как приходится дополнительно учитывать размеры и формы вылетающей частицы. Все эти дополнительные условия приводят к уменьшению вероятности испускания кластера по сравнению с α -распада.

В случае обобщения теории α -распада на кластерную радиоактивность константа кластерного распада равна [5]:

$$\lambda = vPD; \quad v = \frac{v}{2R_i}; \quad D = \exp\left(-2 \int_{R_i}^{R_0} dR \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} [U(R) - Q]}\right) \quad (2)$$

где v – скорость кластера внутри барьера, M – приведенная масса, Q – энергия распада, $U(R)$ – полуэмпирический тяжелелоионный потенциал.

На данный момент из экспериментов следует, что для обнаруженных кластерных распадов механизм кластерной радиоактивности близок к α -распаду. Экспериментальные точки для четно-четных ядер лежат на одной прямой что показано на рисунке 3. Аналогичные зависимости наблюдаются при α -распаде и называются законом Гейгера – Неттола. Также относительным расположением прямых можно воспользоваться для предсказания парциальный периодов полураспада для еще не открытых более тяжелых кластеров. Данная методика была использована при открытии первого магниевого кластера.

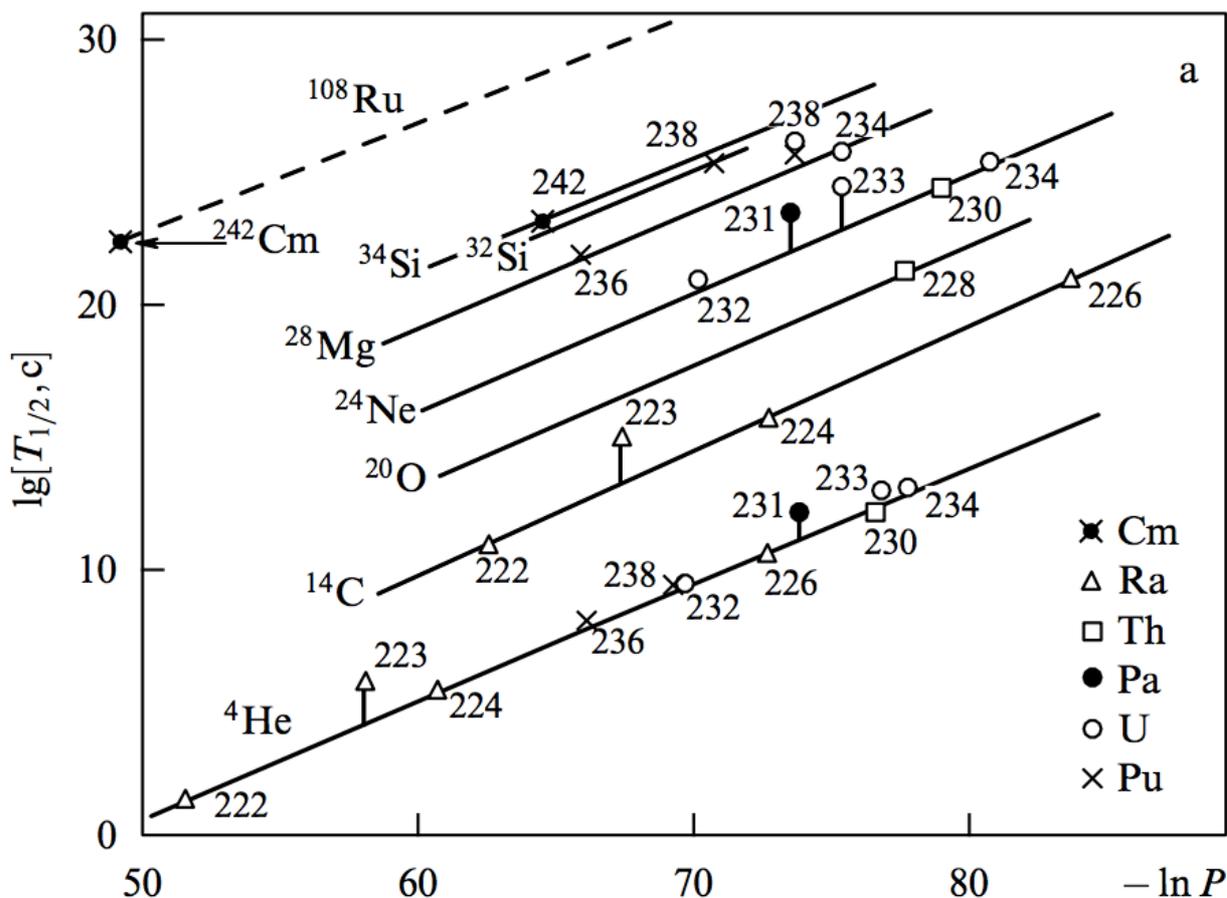


Рис. 4. Зависимость логарифма частичного периода кластерного распада от логарифма проницаемости кулоновского барьера

Экспериментальные данные

На данный момент все дочерние ядра, возникающие в результате кластерного распада, лежат в узкой области зарядов и масс: $80 \leq Z \leq 83$, $206 \leq A \leq 212$. Они отличаются большой энергией связи, так как лежат вблизи дважды магического ядра ^{208}Pb . Эта область носит название области “свинцовой” радиоактивности. Известен лишь один пример кластерного распада, в результате которого образовалось ядро, находящееся в так называемой “оловянной” области, вблизи ^{100}Sn .

Таблица 1. Периоды полураспада и их процентное содержание для различных элементов

Nucleus	$T_{1/2}$	Decay Modes
$^{114}_{56}\text{Ba}$	0.43 s $+0.3-0.15$	$^{12}\text{C} < 0.0034 \%$
$^{221}_{88}\text{Ra}$	28 s 2	$^{14}\text{C} : 1\text{E}-12 \%$
$^{222}_{88}\text{Ra}$	38.0 s 0.5	$^{14}\text{C} : 3.0\text{E}-8 \%$
$^{223}_{88}\text{Ra}$	11.43 d 0.05	$^{14}\text{C} : 8.9\text{E}-8 \%$
$^{224}_{88}\text{Ra}$	3.6319 d 0.0023	$^{14}\text{C} : 4.0\text{E}-9 \%$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1600 y 7	$^{14}\text{C} : 3.2\text{E}-9 \%$
$^{225}_{89}\text{Ac}$	10.0 d 0.1	$^{14}\text{C} : 4\text{E}-12 \%$
$^{228}_{90}\text{Th}$	1.9125 y $9.0\text{E}-4$	$^{20}\text{O} : 1\text{E}-11 \text{ 0} \%$
$^{230}_{90}\text{Th}$	7.54×10^4 y $0.03\text{E}+4$	$^{24}\text{Ne} : 6\text{E}-11 \text{ 0} \%$
$^{230}_{92}\text{U}$	20.8 d	$^{24}\text{Ne} : 5\text{E}-12 \%$
$^{232}_{92}\text{U}$	68.9 y 0.4	$^{24}\text{Ne} : 9\text{E}-10 \%$
$^{233}_{92}\text{U}$	1.592×10^5 y $0.002\text{E}+5$	$^{24}\text{Ne} : 9\text{E}-10 \%$ $^{8}\text{Mg} : <1.\text{E}-13 \%$
$^{234}_{92}\text{U}$	2.455×10^5 y $0.006\text{E}+5$	$^{24}\text{Ne} : 1\text{E}-11 \%$ $^{20}\text{Ne} : 9\text{E}-12 \%$
$^{235}_{92}\text{U}$	7.04×10^8 y $0.01\text{E}+8$	$^{25}\text{Ne} \approx 8.\text{E}-10 \%$ $^{28}\text{Mg} : 8.\text{E}-10 \%$ $^{20}\text{Ne} : 8.\text{E}-10 \%$
$^{242}_{96}\text{Cm}$	162.8 d 0.2	$^{34}\text{Si} : 1.\text{E}-14 \%$

Таблица 2. Сравнение экспериментально измеренных периодов полураспада с теоретическими.

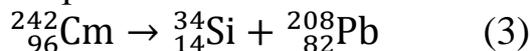
$A \rightarrow A_x + A_f$	$Q, \text{ МэВ}$	$T_{1/2}^{\text{exp}}, \text{ с}$	$T_{1/2}, \text{ с}$
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	33,05	$1,7 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{11}$
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	44,73	$5,4 \cdot 10^{20}$	$5,1 \cdot 10^{20}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	62,32	$2,5 \cdot 10^{20}$	$2,7 \cdot 10^{19}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	59,48	$1,2 \cdot 10^{25}$	$2,1 \cdot 10^{25}$
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	72,51	$3,8 \cdot 10^{27}$	$8,3 \cdot 10^{26}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	79,85	$3,5 \cdot 10^{21}$	$3,4 \cdot 10^{20}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91,20	$1,9 \cdot 10^{25}$	$1,1 \cdot 10^{25}$
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	96,52	$1,4 \cdot 10^{23}$	$4,8 \cdot 10^{23}$

Таблица 3. Предсказание возможных реакций распада в области “свинцовой” радиоактивности.

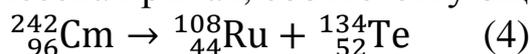
$A \rightarrow A_x + A_f$	$Q, \text{ МэВ}$	$T_{1/2}, \text{ с}$
$^{220}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	32,02	$2,8 \cdot 10^{11}$
$^{224}\text{Th} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	46,49	$6,6 \cdot 10^{13}$
$^{224}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{200}\text{Hg}$	55,46	$4,3 \cdot 10^{24}$
$^{226}\text{Th} \rightarrow ^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	45,73	$4,3 \cdot 10^{16}$
$^{226}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{202}\text{Hg}$	56,50	$7,0 \cdot 10^{22}$
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{22}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	43,34	$4,1 \cdot 10^{24}$
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Pb}$	61,35	$2,1 \cdot 10^{19}$
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{202}\text{Hg}$	73,98	$1,9 \cdot 10^{21}$
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Po}$	62,26	$5,8 \cdot 10^{22}$
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$	79,33	$4,9 \cdot 10^{19}$
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{202}\text{Hg}$	91,78	$4,5 \cdot 10^{24}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{204}\text{Hg}$	91,68	$4,0 \cdot 10^{25}$
$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91,04	$1,6 \cdot 10^{27}$
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{210}\text{Po}$	76,56	$8,1 \cdot 10^{26}$
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	97,56	$2,5 \cdot 10^{21}$
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{36}\text{S} + ^{204}\text{Hg}$	107,09	$2,6 \cdot 10^{27}$
$^{244}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{210}\text{Pb}$	93,15	$4,1 \cdot 10^{28}$
$^{244}\text{Cm} \rightarrow ^{38}\text{S} + ^{206}\text{Hg}$	106,27	$3,3 \cdot 10^{29}$

Кластерный распад кюрия

Для связи адиабатической и α -распадной модели необходимо было наблюдать распад с вылетом тяжелого кластера. В 1999-2000 году А.А. Оглобиным [10] были опубликованы результаты эксперимента по кластерному распаду кюрия:



На рисунке 4 нанесена точка, соответствующая этому распаду. Как видно он не согласуется с законом Гейгера – Неттола, так как расстояние между двумя последними сплошными прямыми аномально короткое. Также на рисунок нанесена прямая, соответствующая распаду:



Из расположения точек видно, что периоды полураспада распадов (3) и (4) близки. Таким образом, можно предполагать, что начиная с некоторого массового числа кластера ($A \approx 35$) α -распадная модель перестает работать и необходимо использовать адиабатическое приближение.

Проведение эксперимента

В самых первых экспериментах дискриминация ядер углерода от α -частиц производилась с помощью одновременного измерения двух параметров продуктов распада $\Delta E - E$ телескопом полупроводниковых детекторов. Эта система позволяла производить отбор частиц по заряду и по энергии. Тем не менее, при такой методике высокая загрузка детектора α -частицами накладывает существенные ограничения. Эта проблема частично была решена наложением магнитных полей. Однако эта техника не позволяла регистрировать кластерные распады с вероятностью 10^{-12} и меньше.

В качестве новой методики измерения были использованы диэлектрические детекторы. Их отличительной особенностью является наличие порога регистрации заряженных частиц, определяемый удельной ионизацией частицы и материала детектора. Например, можно подобрать такой материал, который будет регистрировать частицы с $Z \geq 5$, исключая таким образом регистрацию фоновых α -частиц. Одним из главных преимуществ данных детекторов является возможность применения большого количества исследуемого вещества за счет большой площади мишени. Однако, после каждого облучения необходим осуществлять процесс химического травления, для увеличения треков кластеров до видимого размера.

Заключение

В настоящее время явление кластерной радиоактивности довольно плохо изучено. Из-за недостатка экспериментальных данных, связанных со сложностью эксперимента, тяжело судить о конкретной модели, описываемой данное явление, так как результаты по всем доступным моделям незначительно различаются между собой. Хотя в исследуемой области “ α -распадные” модели выглядят перспективнее. Но при увеличении массы вылетающего кластера отклонения от этой модели увеличиваются. Были построены теории, которые одинаково хорошо описывают α и кластерную радиоактивность [7]. Поэтому можно попытаться построить единую теорию, включающую еще и спонтанное деление.

1. Sandulescu A., Poenaru D. N., Greiner W. New type of decay of heavy nuclei intermediate between fission and α decay //Sov. J. Particles Nucl.(Engl. Transl.);(United States). – 1980. – Т. 11. – №. 6.
2. Rose H. J., Jones G. A. A new kind of natural radioactivity //Nature. – 1984. – Т. 307. – №. 5948. – С. 245-247.
3. Замятнин Ю. С. и др. Кластерная радиоактивность достижения и перспективы: Эксперимент и теория //Физика элементар. частиц и атом. ядра. – 1990. – Т. 21. – №. 2. – С. 537.
4. G.A. Pik-Pichak, Yad. Fiz., 44, 1421 (1986); Sov. J. Nucl. Phys., 44, 923 (1986).
5. Blendowske R., Walliser H. Systematics of cluster-radioactivity-decay constants as suggested by microscopic calculations //Physical review letters. – 1988. – Т. 61. – №. 17. – С. 1930.
6. Мухин К. Н., Патаракин О. О. Экзотические процессы в ядерной физике //Успехи физических наук. – 2000. – Т. 170. – №. 8. – С. 855-897.
7. Куклин С. Н., Адамян Г. Г., Антоненко Н. В. ОПИСАНИЕ АЛЬФА-РАСПАДА И КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ В МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ //ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. – 2016. – Т. 47. – №. 2.
8. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М. Кластерные состояния атомных ядер и процессы кластерного распада //Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2007. – Т. 38. – №. 6.
9. Кургалин С. Д. Кластерный распад-новое явление ядерной физики //СОРОСОВСКИЙ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЖУРНАЛ. – 2000. – Т. 6. – №. 3. – С. 82.
10. Ogloblin A. A. et al. Observation of cluster decay of ^{242}Cm //Physical Review C. – 2000. – Т. 61. – №. 3. – С. 034301.