

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-84-326

Д.Н.Познару,¹ М.Ивашку,¹ А.Сэндулеску,
В.Грейнер²

РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
С ИСПУСКАНИЕМ КЛАСТЕРОВ

¹ Центральный институт физики, Бухарест

² Университет им.И.В.Гете, Франкфурт-на-Майне, ФРГ

1984

В двух работах под названием "Новый тип распада тяжелых ядер, промежуточный между делением и α -распадом"^{1/1/} и "Испускание α -частиц и других легких ядер как процесс деления"^{1/2/} мы показали, что для многих тяжелых ядер основное состояние является метастабильным /высвобождаемая энергия $Q > 0$ / по отношению к сверхасимметричному расщеплению. Это явление, подобное α -распаду^{3/}, может рассматриваться как процесс деления, описываемый в рамках макроскопическо-микроскопического метода Струтинского^{4/}, приспособленного для этого сверхасимметричного случая.

Возможность трактовки статистики испускания легких частиц и деления единым образом показана Моретто^{5/}. Его модель* была экспериментально подтверждена^{6/} наблюдением ${}^4\text{He}$, Li , ${}^7\text{Be}$, B , C , N , O и F в реакции ${}^3\text{He} + \text{е}^+\text{ст}^+\text{А}$ при энергии бомбардирующих частиц 90 МэВ. В отличие от этой модели, которая относится к состояниям ядра с возбуждением выше барьера, мы рассматриваем основные или низковозбужденные состояния ниже барьера, когда очень важную роль играют квантово-механическое туннелирование и оболочечные эффекты.

Первоначально^{1/} было предсказано испускание различных тяжелых кластеров, таких, как ${}^{14}\text{C}$, ${}^{24}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{32,34}\text{Si}$, ${}^{46}\text{Ar}$, ${}^{48}\text{Ca}$ и др., из некоторых определенных материнских нуклидов ${}^{222,224}\text{Ra}$, ${}^{230,232}\text{Th}$ и более тяжелых, вплоть до ${}^{254}\text{No}$. Основой были очень простые расчеты проницаемости. Затем формализм^{3/}, в котором использовались численные расчеты потенциального барьера, был развит в двух направлениях. С одной стороны, мы получили новую полуэмпирическую формулу для времени жизни по отношению к α -распаду^{7/}. С другой стороны, было получено аналитическое выражение для времени жизни^{2,8/}, которое было далее использовано для систематического изучения возможности испускания различных кластеров из основного или низковозбужденных состояний, заселяемых при β -распаде материнского ядра /запаздывающая радиоактивность с испусканием тяжелых кластеров/. Если рассматривать все ядра в таблицах Вапстра и Боса^{9/} /~ 2000/ и 100 испускаемых изотопов элементов с $Z = 1-10$, то число возможных сочетаний материнское ядро- испускаемый кластер - порядка $2 \cdot 10^5$. Разумеется, что для цели общего анализа проблемы можно использовать только аналитическую формулу, но в будущем наиболее интересные случаи, обнаруженные этим путем, можно будет изучать более детально.

* и модель, разработанная Святетцким, цитируемая в^{6/}.

Изотопы He с $A = 3-10$ рассматривались нами в первую очередь, что позволило предсказать радиоактивный распад с испусканием ^3He и запаздывающую ^5He радиоактивность^{/8,10/}. Были также указаны области карты нуклидов, в которых имеются наибольшие шансы на испускание ^{10}He из возбужденных состояний^{/11/}. Было подчеркнуто, что наиболее вероятными являются процессы, приводящие к дважды магическому конечному ядру.

Такое заключение было также выдвинуто Роузом и Джонсом^{/12/}, которые обнаружили* радиоактивность с испусканием ^{14}C и впервые - такой тип распада.

В настоящей работе мы излагаем вкратце наш метод и его приложение для решения двух типов проблем: во-первых, нахождение излучателя с минимальным временем жизни по отношению к данному кластеру и выбор самого оптимального варианта и, во-вторых, поиск оптимального кластера, испускаемого данным родительским ядром.

1. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

Расстояние между центрами фрагментов R во время деформации родительского ядра с радиусом $R_0 = r_0 A^{1/3}$ изменяется от $R_i = R_0 - R_2$ до $R_f = R_1 + R_2$, где $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ / $i = 1, 2$ / и $r_0 = 1,225 \text{ фм}^{/13/}$.

Первоначально^{/3/} мы использовали жидкокапельную модель^{/13/} и модель "Юкава плюс экспоненциальная"^{/14/}, обобщенные для ядер с различными отношениями заряда к массе^{/15/}, для того, чтобы рассчитать макроскопическую энергию деформации в области перекрытия $R_1 < R < R_f$ двух фрагментов^{/16/}. Впоследствии феноменологическая коррекция оболочки позволила нам точно воспроизвести значения Q . В рамках жидкокапельной модели /ЖКМ/ для отдельных сферических фрагментов $R \geq R_f$ рассмотрена только энергия кулоновского взаимодействия для α -распада четно-четных ядер. Максимум потенциальной энергии при $R = R_f$ составил

$$E_c = Z_1 Z_2 e^2 / R_f. \quad /1/$$

где e - заряд электрона.

Для испускаемого ^5He , имеющего спин $I_2 = 3/2$, вследствие закона сохранения спина и четности следует

$$I = I_1 + I_2 + \ell, \quad \pi = \pi_1 \cdot \pi_2 (-1)^\ell, \quad /2/$$

где I_1, π_1 относятся к дочернему ядру, а I, π - к родительскому /величина испускаемой частицы имеет индекс 2/.

* Подтверждено также в докладе А.А.Оглоблина и др. на 34 совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра /Алма-Ата, 1984/.

К кулоновскому взаимодействию E_c необходимо добавить также вклад, связанный с угловым моментом - центробежный член

$$E_\ell = \hbar^2 \ell(\ell + 1) / (2\mu R_f^2), \quad /3/$$

где $\mu = m A_1 A_2 / A$ - приведенная масса, а m - масса нуклона. Подставляя цифровые значения, получаем для $R = R_f$ в единицах МэВ:

$$E_i = E_c + E_\ell = 1,43998 Z_1 Z_2 / R_f + 20,735 \ell(\ell + 1) A / (A_1 A_2 R_f^2). \quad /4/$$

Для того чтобы получить аналитическое выражение для полураспада $T_{1/2}$, необходимо выражение для $E(R)$ в области перекрытия между значениями $E(R_i) = Q$ и $E(R_f) = E_i$ аппроксимировать полиномом второго порядка по R :

$$E(R) = \begin{cases} Q + \ell(E_i - Q) [(R - R_f) / (R_f - R_i)]^2, & R < R_f, \\ Z_1 Z_2 e^2 / R + \hbar^2 \ell(\ell + 1) / (2\mu R^2), & R \geq R_f, \end{cases} \quad /5/$$

где E_i получено из уравнения /4/.

Для возбужденных состояний /ядерная температура τ / кулоновская энергия остается практически неизменной^{/17/} /уменьшается на фактор $1 - 10^{-3} \tau^2$, где τ выражается в МэВ/.

1.1. ВРЕМЯ ЖИЗНИ

Как и в процессе деления^{/18/}, период полураспада метастабильной системы выражается формулой

$$T_{1/2} = \frac{\hbar}{\Gamma} = \ln 2 / (\nu P), \quad /6/$$

где Γ - ширина состояния, $\nu = \omega / (2\pi) = 2E_{\text{vib}} / \hbar$ - число подходов частицы к барьеру в секунду /характерная частота коллективного движения/, а $E_{\text{vib}} = \hbar \omega / 2$ - энергия нулевых колебаний.

Согласно теории ВКБ, вероятность проникновения через барьер в единицу времени имеет вид

$$P = 1 / [1 + \exp(K)], \quad /7/$$

интеграл действия дается формулой:

$$K = \frac{2}{\hbar} \int_{R_a}^{R_b} |2\mu [E(R) - Q']|^{1/2} dR, \quad /8/$$

где $Q' = Q + E_{\text{vib}} + E^*$, E^* - часть энергии возбуждения, концентрированной на коллективном движении, ведущем к испусканию частицы.

Благодаря тому, что $E(R_a) = E(R_b) = Q'$, из уравнений /3/, /5/, /7/ следует, что

$$R_a = R_i + (R_i - R_1) \left[(E_{\text{vib}} + E^+) / E_b^0 \right]^{1/2}, \quad /9/$$

$$E_b^0 = E_i - Q, \quad /10/$$

$$R_b = (R_i E_c / Q') \left[0,5 + (0,25 + Q' E_\ell / E_c^2)^{1/2} \right]. \quad /11/$$

Согласно уравнению /7/, интеграл действия можно разбить на 2 члена: $K = K_{\text{ov}} + K_s$, интегрируя от R_a до R_i в область перекрытия и от R_i до R_b в область отдельных фрагментов.

Выражая время в секундах, энергию в МэВ и длины в фм, можно получить, подставив цифровые величины, следующие соотношения:

$$T_{1/2} = 1,4333 \times 10^{-21} (1 + \exp(K)) / E_{\text{vib}}, \quad K = K_{\text{ov}} + K_s, \quad /12/$$

$$K_{\text{ov}} = 0,2196 (E_b^0 A_1 A_2 / A)^{1/2} \left[\sqrt{b^2 - a^2} - \frac{a^2}{b^2} \ln \frac{b + \sqrt{b^2 - a^2}}{a} \right], \quad /13/$$

$$K_s = 0,4392 (Q' A_1 A_2 / A)^{1/2} R_b J_{\text{cm}}, \quad /14/$$

$$J_{\text{cm}} = (c + m - 1)^{1/2} - [r(c - r) + m]^{1/2} + \frac{c}{2} \left(\arcsin \frac{c - 2r}{\sqrt{c^2 + 4m}} - \right. \quad /15/$$

$$\left. - \arcsin \frac{c - 2}{\sqrt{c^2 + 4m}} \right) + \sqrt{m} \ln \left| \frac{2\sqrt{m}[r(c-r) + m]^{1/2} + cr + 2m}{r[2\sqrt{m}(c+m-1)^{1/2} + c + 2m]} \right|,$$

где

$$a = R_a - R_i = b \left[(Q' - Q) / E_b^0 \right]^{1/2}, \quad b = R_i - R_1, \quad /16/$$

$$c = r E_c / Q', \quad m = r^2 E_\ell / Q', \quad r = R_i / R_b. \quad /17/$$

Если $\ell = 0$, то $c = 1$, $m = 0$, и получаем хорошо известную формулу:

$$J_{10} = \arccos \sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)}. \quad /18/$$

III. СПОНТАННАЯ ЭМИССИЯ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Первоначально энергия нулевых колебаний была определена по экспериментальным $T_{\text{ср}}$ для 376 альфа-излучателей /19/. она оказалась равной $E_{\text{vib}} = 0,51$ МэВ. При этом значении E_{vib} получается минимальная величина среднеквадратичного отклонения (σ) расчи-

Таблица 1
Некоторые наиболее вероятные случаи эмиссии кластеров
/N₁ = 126/

K ₂	Z ₂	Z ₁	Q (МэВ)	logT(c)	K ₂	Z ₂	Z ₁	Q (МэВ)	logT(c)
2	2 (He)	82	8,95	-6,52*	2	3	86	5,69	34,61
3		82	3,71	20,86	3	(Li)	86	5,42	42,08
3	4 (Be)	86	7,37	57,55	4		82	5,59	41,09
4	(Be)	85	16,27	11,96	5	(B)	86	18,57	32,82
5		82	14,06	23,90	6		82	21,71	21,99
5	6 (C)	85	22,96	37,70	7		82	19,86	28,97
6	(C)	85	33,96	14,96	7	7 (N)	84	36,90	24,49
7		82	31,59	17,86	8		82	39,48	19,15
8		82	33,05	16,37	9		82	36,30	26,11
8	8 (O)	82	33,62 ⁺	18,57 ⁺	10	9 (F)	82	50,08	30,58
7		83	39,21	33,64	11	(F)	82	50,65	30,68
8	(O)	83	47,32	20,79	12		82	51,69	29,89
9		82	44,87	24,76	13		82	51,10	31,86
10		82	45,73	24,37	11	10 (Ne)	82	58,69	30,79
10	10 (Ne)	82	50,02	30,83	13		82	60,69	29,51
12		82	61,39	27,63	15		82	60,82	30,90
14		82	62,30	27,87					

* экспериментальная величина
+ для N₁ = 127

танных значений $\lg T_{1/2}$ от экспериментальных:

$$\sigma = \left\{ \frac{1}{375} \sum_{i=1}^{376} [\lg(T_i/T_i^{exp})]^2 \right\}^{1/2} \quad /19/$$

Используя это значение E_{vib} , получаем результаты^{/20/}, которые представлены в табл.1 для самых оптимальных случаев. Из таблицы видно, что процессы распада, которые приводят к дочернему ядру (A_1, Z_1) с магическим числом нейтронов $N_1 = 126$, происходят с большой вероятностью. Оптимальное число протонов Z_1 не всегда магическое, оно может быть равным 82, 83, 84, 85 или 86. Это показывает, что для ядер в области свинца эффекты нейтронной оболочки сильнее эффектов протонных оболочек.

Наблюдается также парный эффект: четные по Z_2 кластеры имеют большую вероятность испускания из тяжелых ядер, чем их нечетные по Z_2 соседи.

Абсолютные значения $\lg T_{1/2}$, представленные в табл.1, являются только оценками, поскольку потенциальный барьер завышен, а параметр E_{vib} , который может быть выбран с помощью подгонки, чтобы компенсировать этот эффект взят таким же, как при альфа-распаде, т.е. 0,51 МэВ. В этом случае чем тяжелее ядро, тем выше ошибка в $\lg T_{1/2}$, например, для α -распада ^{223}Ra , $\lg T_{1/2} = 6,3$. В измерениях, проведенных Роузом и Джонсом, отношение интенсивности ^{14}C -распада к α -распаду составляет $8,5 \pm 2,5 \cdot 10^{-9}$, следовательно, $\lg T_{1/2}^{exp} = 15,1$. Соответствующее рассчитанное нами значение составляет $\lg T_{1/2} = 18,6$. Это означает, что мы можем ожидать в эксперименте значение $T_{1/2}$, меньшее, чем приведенные в табл.1.

При рассмотрении результатов, представленных в табл.1, можно заключить, что помимо альфа-распада, одно- и двупротонной эмиссии, можно наблюдать много других видов радиоактивности с испусканием, например, ^8Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C , ^{15}N , ^{16}O , ^5He , ^{11}B , ^9Be , ^{22}Ne , ^{18}O , ^{14}N , ^{17}O , ^{16}N , ^{24}Ne , ^{12}B , ^{23}Ne , $^{20,21}\text{F}$ и т.д., если мы учитываем только ядра с $Z = 2-10$.

В настоящее время мы можем улучшить наши оценки, так как имеются первые экспериментальные результаты по такому распаду. Ниже мы представим некоторые результаты, полученные нами со значением $E_{vib} = 0,51A_2/4$ МэВ, компенсирующим, по-видимому, неправильные оценки высоты потенциального барьера. В случае ^{14}C -распада ^{223}Ra наши расчеты дают $\lg T_{1/2} = 14,9$. Оцененные таким образом абсолютные значения $T_{1/2}$ для эмиссии ^{14}C различными изотопами Rn, Fr, Ra, Ac, Th, Pa и U представлены в нижней части рис.1, при этом $\lg T_{1/2}$ пропорционален относительным интенсивностям. Видно, что минимальное время жизни относительно ^{14}C -распада достижимо при $N = 134 / N_1 = 126/$ для изотопов Ra / $Z_1 = 82/$, за которым следуют Ac, Th, Fr, Ra, U и Rn.

Обычно самым значительным конкурентом эмиссии тяжелых кластеров является альфа-распад, и с экспериментальной точки зрения

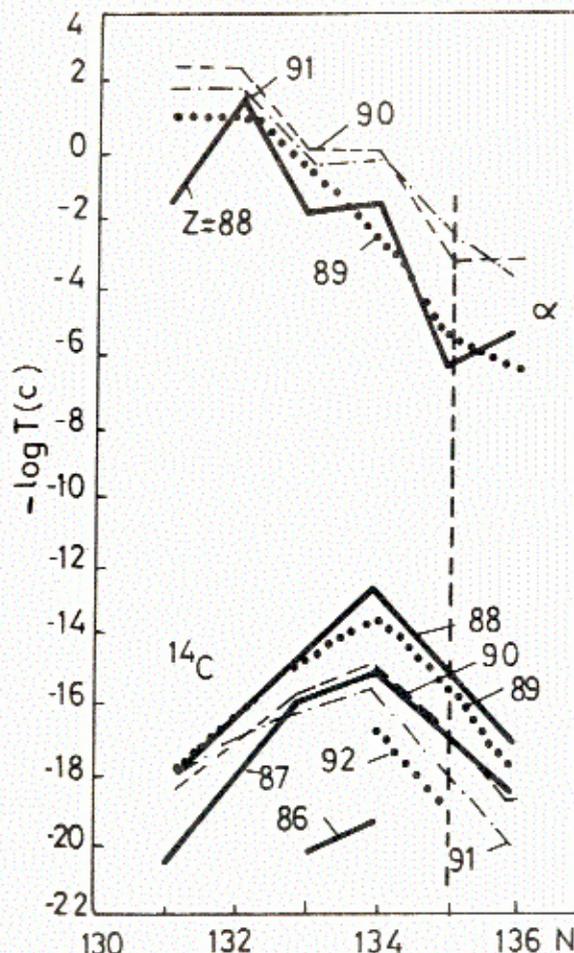


Рис.1. Вариация времен жизни с числом нейтронов материнского ядра для ^{14}C -и ^4He -радиоактивности некоторых изотопов Rn, Fr, Ra, Ac, Th, Pa и U.

важно знать отношение T/T_α , как это представлено на рис.2, откуда видно, что для некоторых элементов, таких, как Ra, Ac и Th, минимальное значение T/T_α достигается не при $N_1 = 126 / N = 134/$, а при $N_1 = 127 / N = 135/$, поскольку T_α , нанесенная на графике в верхней части рис.1, имеет большую крутизну по сравнению с T .

Другой вывод состоит в том, что действительно ^{223}Ra является лучшим эмиттером ^{14}C , однако некоторые другие изотопы Ra и Ac, как например, $^{224,223}\text{Ac}$, $^{222,224}\text{Ra}$, ^{225}Ac и ^{221}Ra имеют также хорошее отношение T/T_α .

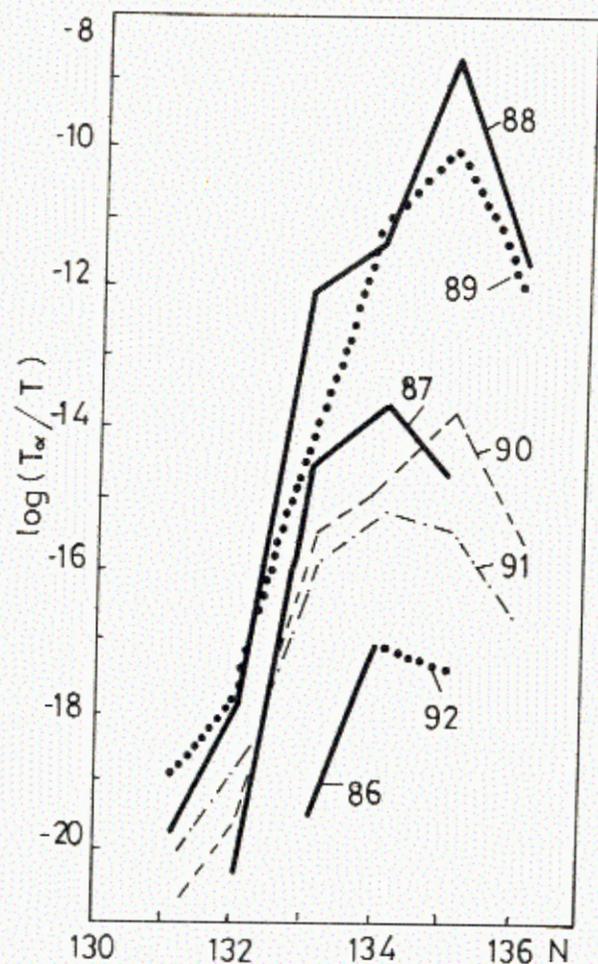


Рис. 2. Отношение T_α/T для тех же изотопов, что на рис. 1.

Чтобы ответить на другой важный для планирования экспериментов вопрос, мы представили в табл. 2 наиболее вероятные случаи эмиссии различных кластеров несколькими долгоживущими нуклидами.

Из таблицы видно, что во всех случаях дочернее ядро имеет магическое число нейтронов или протонов, или близкое к нему. Помимо уже измеренного ^{225}Ra , для которого $\lg(T/T^{\text{exp}})$ имеет наименьшее значение, имеются также и другие случаи, заслуживающие внимания, как например: ^{14}C -радиоактивность ^{226}Ra , ^{26}Ne - радиоактивность ^{232}Th , эмиссия ^{26}Ne из ^{235}U , эмиссия ^{30}Mg из ^{237}Np и т.д. Возможно найти другие, более благоприятные случаи с помощью лучшего систематического поиска. Необходимо подчеркнуть еще раз, что все абсолютные значения, приведенные в этой

Таблица 2

Наиболее вероятная эмиссия кластеров из нескольких материнских ядер

Материн.	Дочернее		Испускаемый		$\log T(\text{с})$	$\log T_\alpha^{\text{exp}}$	$\log(T/T_\alpha^{\text{exp}})$
	N_2	Z_2	кластер	$E(\text{МэВ})$			
^{223}Ra	127	82	^{14}C	31,84	14,9	6,3	8,6
^{226}Ra	128	82	^{14}C	28,21	21,9	10,7	11,2
^{227}Ac	130	83	^{14}C	28,07	23,2	11,0	12,2
	126	81	^{20}O	43,09	24,0		13,0
^{230}Th	126	80	^{24}Ne	57,76	25,3	12,5	12,8
	126	82	^{22}O	43,13	26,2		13,7
^{232}Th	126	80	^{26}Ne	56,59	27,9	17,8	10,1
^{231}Pa	126	82	^{23}P	51,83	24,7	12,0	12,7
^{232}U	126	82	^{24}Ne	62,30	21,3	9,5	11,8
^{233}U	127	82	^{24}Ne	60,49	23,9	112,8	11,1
	126	82	^{25}Ne	60,82	23,8		11,0
^{234}U	126	82	^{26}Ne	60,09	25,2	13,0	12,2
	128	82	^{24}Ne	58,83	26,3		13,3
	126	80	^{28}Mg	74,11	25,8		12,8
^{235}U	127	82	^{26}Ne	58,73	27,3	16,3	11,0
	128	82	^{25}Ne	57,80	28,3		12,0
	125	80	^{30}Mg	73,00	28,0		11,7
^{238}U	126	80	^{32}Mg	71,15	31,0	17,3	13,7
^{237}Np	126	81	^{30}Mg	75,70	25,7	14,2	11,5
^{252}Cf	126	80	^{46}Ar	126,72	24,1	8,0	16,1

работе, являются только предварительными оценками, поскольку параметр E_{vib} был подобран только для распада с испусканием альфа-частиц и ^{14}C .

В заключение можно сказать, что спонтанная эмиссия тяжелых кластеров является весьма асимметричным процессом деления, часто встречающимся при распадах тяжелых ядер, в которых проявляется структура ядерных оболочек. Интенсивность эмиссии кластеров на несколько порядков слабее, чем интенсивность альфа распада, но этот эффект может быть измерен с помощью существующих методов,

что уже доказано Роузом и Джонсом, а также А.А.Оглоблиным и со-
трудниками /см.стр.2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сэндулеску А., Поэнару Д.Н., Грейнер В. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.1334.
2. Poenaru D.N., Ivascu M. Preprint NP-17, August, Bucharest, 1980.
3. Poenaru D.N., Ivascu M., Sandulescu A. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, vol.5, p.L-169; J.Phys.Letters, 1979, vol.40, p.L-465.
4. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, vol.A95, p.420.
5. Moretto L.G. Nucl.Phys., 1975, vol.A247, p.211.
6. Sobotka L.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.2187.
7. Poenaru D.N., Ivascu M. J.Physique (Paris), 1983, vol.44, p.791.
8. Poenaru D.N., Ivascu M. Preprint NP-27, June, Bucharest, 1983.
9. Wapstra A.H., Bos K. At.Data Nucl.Data Tab., 1977, vol.19, p.215.
10. Poenaru D.N., Ivascu M. J.Physique (Paris), 1984, vol.45.
11. Poenaru D.N., Ivascu M., Sandulescu A. Proc.Intern.Conf. on Nucl.Phys., Florence, 1983, vol.1, p.662.
12. Rose H.J., Jones G.A. Nature, 1984, vol.307, p.245.
13. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ark.Fys., 1967, vol.36, p.343.
14. Krappe H.J. Nix J.R., Sierk A.J. Phys.Rev., 1979, vol.C20, p.221.
15. Poenaru D.N., Mazilu D., Ivascu M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, vol.5, p.1093.
16. Poenaru D.N., Ivascu M., Mazilu D. Comp.Phys.Comm., 1980, vol.19, p.25.
17. Sauer G., Chandra H., Mosel U. Nucl.Phys., 1967, vol.A264, p.221.
18. Ledergerber T., Pauli H.C. Nucl.Phys., 1973, vol.A207, p.1.
19. Poenaru D.N., Ivascu M., Mazilu D. Comput.Phys.Communications, 1982, vol.25, p.297.
20. Poenaru D.N., Ivascu M. Rev.Roum.Phys., 1984, vol.29 (to be published).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июня 1984 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Поэнару Д.Н. и др.

P4-84-326

Распад тяжелых ядер с испусканием кластеров

Проведены оценки времени жизни некоторых тяжелых ядер относительно спонтанной эмиссии различных кластеров, более тяжелых, чем альфа-частицы, согласно модели, выведенной из теории альфа-распада как деления. Анализ показал, что этот распад является новым подтверждением существования ядерных оболочек. Получена большая вероятность для комбинаций родительские ядра - тяжелые кластеры, приводящих к магическому дочернему ядру или близко к нему. Получена аналитическая формула, позволяющая обработать большое количество экспериментальных случаев в поисках новых видов радиоактивности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Poenaru D.N. et al.

P4-84-326

Decay of Heavy Nuclei with Cluster Emission

The life-times of some heavy nuclei relative to the spontaneous emission of various clusters heavier than alpha particle are estimated with a model extended from the fission theory of alpha decay, showing that this phenomenon is a new manifestation of the nuclear shell structure. A large probability is obtained for the combinations "parent-heavy cluster" leading to a magic daughter or not too far from it. The analytical formula obtained allows one to handle large number of cases to search for new kinds of radioactivities.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984