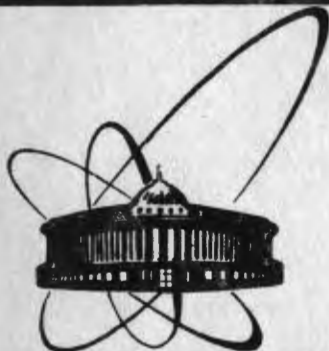


368-85

903435



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-85-368

С.Г.Кадменский,¹ В.И.Фурман, Ю.М.Чувильский²

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
РАСПАДА ЯДЕР
С ИСПУСКАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

¹ Воронежский государственный университет
² НИИЯФ ИГУ

1985

ВВЕДЕНИЕ

Недавние наблюдения^{/1-4/} спонтанного распада $^{222-224}\text{Ra}$ с испусканием ^{14}C , ^{232}U и ^{231}Pa с испусканием ^{24}Ne и продолжающиеся интенсивные поиски новых случаев распада ядер с испусканием тяжелых фрагментов ставят задачу теоретической интерпретации и прогнозирования данного класса явлений.

В цикле работ^{/5-8/} была высказана гипотеза о связи нового вида радиоактивности с асимметричной модой деления. Сделаны определенные предсказания^{/6/}, которые стимулировали интерес экспериментаторов к указанной проблеме.

Заметим, что в последние годы достигнут серьезный успех в описании относительных и абсолютных вероятностей α -распада на основе не R -матричного подхода^{/7-8/} при использовании оболочечной модели со спаривательным взаимодействием. Табл. 1 иллюстрирует отношения теоретических $\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}$ и экспериментальных $\Gamma_{\alpha}^{\text{эксп}}$ ширин для большой группы α -распадных ядер. Теория также успешно описывает α -переходы различной степени облегченности, позволяя детально учесть влияние структурных эффектов на вероятность α -распада. Видно, что за исключением ядер с $N = 128$ теоретические α -ширины отличаются от экспериментальных на фактор ≤ 3 /табл. 1/. В связи с этим можно пытаться исследовать распад ядер с испусканием тяжелых частиц на той же теоретической основе, что и α -распад.

1. КЛАСТЕРНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ И КЛАССИФИКАЦИЯ РАСПАДОВ

Для классификации глубокоподбарьерных распадов ядер с испусканием тяжелых частиц x естественно ввести в рассмотрение поверхностную кластерную область распадающегося ядра ($R_{\text{кп}} \leq R \leq R_1$), где фрагменты распада полностью сформированы. В этой области волновую функцию $\Psi_{\sigma_i}^{J_i \pi_i M_i}$ родительского ядра A , имеющего спин J_i , его проекцию M_i , четность π_i и прочие квантовые числа σ_i , можно представить в виде^{/7/}:

$$\Psi_{\sigma_i}^{J_i \pi_i M_i} = \sum_{\text{сх}} \hat{A} \left\{ \frac{U_{\text{сх}}^{J_i \pi_i M_i} \Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R)}{R} \right\}, \quad /1/$$

где сх - различные каналы распада ($\text{сх} \equiv J_i \pi_i \sigma_i L$), а $U_{\text{сх}}^{J_i \pi_i M_i}$ - функция канала:

ИНСТИТУТ
ЭНЕРГЕТИКИ
И АТОМНОЙ
ЭНЕРГИИ

Таблица 1

Распадное ядро	^{148}Sm	^{150}Gd	^{152}Gd	^{152}Dy	^{154}Er	^{174}Hf	^{164}W	^{180}Hf
$\frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}}{\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}}$	0,58	2,04	1,15	1,32	0,89	3,20	0,52	0,50
Распадное ядро	^{182}Hg	^{184}Hg	^{186}Hg	^{196}Po	^{198}Po	^{200}Po	^{202}Po	^{204}Po
$\frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}}{\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}}$	0,52	0,44	0,43	0,43	0,42	0,36	0,35	0,31
Распадное ядро	^{206}Po	^{208}Po	^{210}Po	^{200}Rn	^{202}Rn	^{204}Rn	^{206}Rn	^{208}Rn
$\frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}}{\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}}$	0,59	0,52	0,43	0,62	0,65	0,55	0,5	0,62
Распадное ядро	^{210}Rn	^{206}Ra	^{208}Ra	^{210}Ra	^{212}Ra	^{214}Ra	^{214}Th	^{216}Th
$\frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}}{\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}}$	0,93	0,33	0,41	0,41	0,69	1,66	0,55	1,48
Распадное ядро	^{212}Po	^{214}Po	^{214}Rn	^{216}Rn	^{216}Ra	^{218}Ra	^{218}Th	^{220}Th
$\frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{теор}}}{\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}}$	9,1	1,74	8,90	3,16	5,4	3,2	6,92	4,07

$$U_{\text{сх}}^{J_1 \pi_1 M_1} = \left\{ \Psi_{\sigma_f}^{J_f \pi_f M_f} X_x Y_{LM} \left(\frac{\Omega}{R} \right) \right\}_{J_1 M_1} \quad /2/$$

причем для простоты рассмотрен случай четно-четной частицы x , имеющей нулевой спин.

В формулах /1/, /2/ A - оператор антисимметризации; X_x - внутренняя волновая функция частицы x , \vec{R} - радиус-вектор, описывающий относительное движение частицы x и дочернего ядра $A_f = A - A_x$.

Кластерный формфактор $\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R)$ при пренебрежении связью различных каналов распада удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu_x} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu_x R^2} + V_x^{\text{кул}}(R) + V_x^{\text{яд}}(R) - Q_{\text{сх}} \right\} \Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R) = 0, \quad /3/$$

где $Q_{\text{сх}}$ - энергия относительного движения ядра A_f и частицы x в канале c , μ_x - ее приведенная масса, $V_x^{\text{кул}}(R)$ и $V_x^{\text{яд}}(R)$ - куло-

новский и ядерный потенциалы взаимодействия частицы x и ядра A_f . В качестве граничного условия можно использовать условие /4/:

$$\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R) \xrightarrow{R \rightarrow R_1} \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{сх}} \hbar k_c}{2Q_c}} G_c(R), \quad /4/$$

где $\Gamma_{\text{сх}}$ - ширина распада системы в канал c , $G_c(R)$ - нерегулярная радиальная кулоновская функция, $k_c = \sqrt{2\mu_c Q_{\text{сх}}}/\hbar$.

В /4/ величина R_1 соответствует точке, лежащей в подбарьерной кулоновской области левее внешней кулоновской точки поворота, где уже выполняется условие: $F_c(R) \ll G_c(R)$ / $F_c(R)$ - регулярная радиальная кулоновская функция/.

Если в формуле /4/ в качестве $\Gamma_{\text{сх}}$ использовать экспериментальную ширину распада $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{экс}}$ ядра A в канал c , то, интегрируя уравнение /3/ от точки R_1 вовнутрь вплоть до $R=R_{\text{кп}}$, можно восстановить кластерный формфактор $\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R)$ и с его помощью можно рассчитать кластерный спектроскопический фактор $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$:

$$W_{\text{сх}}^{\text{кп}} = \int_{R_{\text{кп}}}^1 [\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R)]^2 dR, \quad /5/$$

Величина $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$ является аналогом приведенной ширины $\gamma_{\text{сх}}^2(R)$, но в силу интегрального определения оказывается слабо чувствительной к выбору радиуса $R_{\text{кп}}$. Ниже в качестве $R_{\text{кп}}$ используется значение

$$R_{\text{кп}} = 1,2 \cdot (A_f^{1/3} + A_x^{1/3}) \text{ фм}. \quad /6/$$

близкое к сумме радиусов дочернего ядра A_f и частицы x .

Центральной проблемой при расчете кластерных формфакторов и спектроскопических факторов является определение ядерного потенциала $V_x^{\text{яд}}(R)$ взаимодействия частицы x и дочернего ядра A_f для глубокоподбарьерного случая. К сожалению, феноменологические оптические потенциалы составных частиц x с $A_x > 4$ ориентированы на описание рассеяния частиц x с надбарьерными энергиями и, как правило, имеют глубину действительной части $V_0 \approx -40$ МэВ. Столь малые глубины V_0 приводят для суммы потенциалов $V_x^{\text{яд}}(R) + V_x^{\text{кул}}(R)$ к эффективному отталкиванию частицы x от ядра A_f при всех значениях переменной R и в принципе не дают связанных квазистационарных состояний. Поэтому ниже для расчета потенциала $V_x^{\text{яд}}(R)$ был использован метод /9/ одиарной свертки однонуклонных оптических потенциалов с нуклонной плотностью частицы x , который позволяет получить "глубокие" потенциалы $V_x^{\text{яд}}(R)$, образующие квазистационарные состояния и в то же время для α -частиц близкие к феноменологическим потенциалам, специально протестированным /7/ на описание сечения реакции при глубокоподбарьерных энергиях.

Если теперь уравнение Шредингера /3/ с граничным условием /4/ интегрировать от точки $R=R_1$ до $R=0$ и, зафиксировав значение $Q_{\text{сх}}$, с помощью подбора глубины потенциала V_0 удовлетворить граничному условию $\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(0)=0$, то найденная таким способом функ-

ция $\Psi_{\text{одн}}^{\text{одн}}(R)$, нормированная на единицу, будет соответствовать "квазимолекулярному" квазистационарному состоянию частицы x и дочернего ядра A_f . Ширина распада такого "одночастичного" состояния в канал с $-\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$ называется одночастичной шириной. Тогда, имея в виду, что по определению функции $\Psi_{\text{сх}}^{\text{кп}}(R)$ и $\Psi_{\text{с}}^{\text{одн}}(R)$ отличаются на фактор $\sqrt{\Gamma_{\text{сх}}^{\text{экс}}/\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}}$, экспериментальную ширину $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{экс}}$ можно выразить через ширину $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$ соотношением

$$\Gamma_{\text{сх}}^{\text{экс}} = \Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}} \frac{W_{\text{сх}}^{\text{кп}}}{W_{\text{сх}}^{\text{о}}}, \quad (7)$$

где $W_{\text{сх}}^{\text{о}}$ - одночастичный кластерный спектроскопический фактор. Заметим, что в квазиклассическом приближении величина $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$ связана очень простым соотношением с вероятностью $P_{\text{хс}}$ проникновения частицы x через потенциальный барьер:

$$\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}} \approx \frac{\hbar \omega}{\pi} P_{\text{хс}}, \quad (8)$$

где $\hbar \omega \approx 41 A^{1/3}$ МэВ - расстояние между соседними оболочками. Для ядер с $A_f \approx 208$:

$$\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}} \approx 2 \cdot P_{\text{хс}} / \text{МэВ}$$

В таблице 2 представлены значения $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$ и $W_{\text{сх}}^{\text{о}}$ для ряда ядер и составных частиц x .

Заметим, что факторы проницаемости $P_{\text{хс}}$, рассчитанные по формуле /8/ через ширины $\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$, отличаются от аналогичных факторов проницаемости, полученных в /2/, на фактор $5 \cdot 10^3$ для ^{14}C и $\approx 10^6$ для ^{24}Ne . Причина этого расхождения связана с грубостью метода оценки проницаемости /2/, использующего обрезанный на радиусе /6/ чисто кулоновский потенциал.

В табл.2 представлены рассчитанные по формуле /5/ значения кластерных спектроскопических факторов $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$ для ^{14}C и ^{24}Ne . Обращает на себя внимание резкое уменьшение $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$ /на 7 порядков/ при переходе от более легкой частицы ^{14}C к ^{24}Ne .

В случае ^{14}C значения $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$ для четно-четных ядер ^{222}Ra и ^{224}Ra оказываются близкими и в то же время превышают значение $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$ для нечетного ядра ^{223}Ra на два порядка. По аналогии с α -распадом распад четно-четных ядер ^{222}Ra и ^{224}Ra с испусканием ^{14}C и ^{232}U с испусканием ^{24}Ne можно рассматривать как облегченный. В то же время по аналогии с α -распадом переходы $^{223}\text{Ra}(1/2^+) \rightarrow ^{209}\text{Pb}(9/2^-)$ для четно-нечетных ядер и $^{231}\text{Pa}(3/2^-) \rightarrow ^{207}\text{Tl}(1/2^+)$ для нечетно-четных ядер с различными значениями спинов родительского и дочернего ядер являются полублегченными. Для их классификации удобно ввести факторы запрета $(\text{HF})_{\text{сх}}$:

$$(\text{HF})_{\text{сх}} = \frac{W_{\text{сх}}^{\text{кп}} / \text{ч.ч.}}{W_{\text{сх}}^{\text{кп}} / \text{н.ч. или ч.н.}} \quad (9)$$

где $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}(\text{н.ч.})$ - кластерный спектроскопический фактор для исследуемого перехода в нечетно-четном ядре, $W_{\text{сх}}^{\text{кп}}(\text{ч.ч.})$ - кластерный спектроскопический фактор для облегченного перехода в соседнем четно-четном ядре.

Таблица 2

A	X	$Q_{\text{сх}}$	$\Gamma_{\text{сх}}^{\text{о}}$ МэВ	$W_{\text{сх}}^{\text{о}}$	$\Gamma_{\text{сх}}^{\text{экс}}$ МэВ	$W_{\text{сх}}^{\text{кп}}$
^{222}Ra	α	6,679	$0,9 \cdot 10^{-21}$	0,27	$\approx 1,2 \cdot 10^{-23}$	-
	^{12}C	29,055	$0,21 \cdot 10^{-29}$	0,35	-	-
	^{14}C	33,059	$0,79 \cdot 10^{-23}$	0,37	$4,4 \cdot 10^{-33}$	$2 \cdot 10^{-10}$
^{223}Ra	α	5,977	$0,7 \cdot 10^{-24}$	0,27	$\approx 4,6 \cdot 10^{-28}$	-
	^{12}C	27,720	$0,29 \cdot 10^{-32}$	0,35	-	-
	^{14}C	31,847	$0,49 \cdot 10^{-25}$	0,37	$3 \cdot 10^{-37}$	$2 \cdot 10^{-12}$
^{224}Ra	α	5,788	$0,8 \cdot 10^{-25}$	0,27	$\approx 1,45 \cdot 10^{-27}$	-
	^{12}C	26,372	$0,21 \cdot 10^{-35}$	0,35	-	-
	^{14}C	30,528	$1,3 \cdot 10^{-28}$	0,37	$6,2 \cdot 10^{-38}$	$2 \cdot 10^{-10}$
^{232}U	α	5,413	$0,56 \cdot 10^{-29}$	0,27	$\approx 2,3 \cdot 10^{-31}$	-
	^{20}Ne	49,194	$0,22 \cdot 10^{-44}$	0,33	-	-
	^{22}Ne	57,353	$0,26 \cdot 10^{-31}$	0,33	-	-
	^{24}Ne	62,299	$0,17 \cdot 10^{-24}$	0,33	$2,3 \cdot 10^{-43}$	$4,5 \cdot 10^{-19}$
^{231}Pa	α	5,120	$0,44 \cdot 10^{-31}$	0,27	$\approx 4,4 \cdot 10^{-34}$	-
	^{24}Ne	60,405	$0,75 \cdot 10^{-26}$	0,33	$2,7 \cdot 10^{-45}$	$1,2 \cdot 10^{-19}$

/ * - для α -частиц указана полная α -ширина/.

В случае распада ^{223}Ra с испусканием ^{14}C и распада ^{231}Pa с испусканием ^{24}Ne факторы $(\text{HF})_{\text{сх}}$ оказываются равными 10^2 и 3,5 соответственно. Заметим, что в случае ^{231}Pa существует, по-видимому, возможность изменить экспериментальное значение $(\text{HF})_{\text{сх}}$ от 3,5 до 5. Появление факторов запрета $\approx 10^2$ свидетельствует о заметной роли структурных эффектов в механизме распада ядер с испусканием тяжелых фрагментов. Заметим, что указанные факторы запрета очень трудно воспроизвести в схеме работ /5-6/, по-

сколькo они требуют заметных изменений частот нулевых колебаний в зависимости от типа перехода.

Для α -частиц была продемонстрирована^{7-8/} близость значений кластерных спектроскопических факторов $W_{cx}^{кл}$ для всех типов α -переходов к соответствующим значениям оболочечных спектроскопических факторов $W_{cx}^{об}$, рассчитанных на основе оболочечной модели ядра с учетом эффектов спаривания.

В связи с этим экспериментальные α -ширины удается хорошо воспроизвести /см. табл. 1/ на основе формулы^{8/}

$$\Gamma_{cx} = \Gamma_{cx}^0 \frac{W_{cx}^{об}}{W_{cx}^0}, \quad /10/$$

полученной из /7/ при замене $W_{cx}^{кл}$ на $W_{cx}^{об}$. Поэтому возникает вопрос о соотношении экспериментальных кластерных $W_{cx}^{кл}$ и оболочечных $W_{cx}^{об}$ спектроскопических факторов для различных частиц x , более тяжелых, чем α -частица, и о возможности описания экспериментальных ширин распада ядер с испусканием частиц x на основе формулы /10/.

2. ОБОЛОЧЕЧНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ ЧАСТИЦ x

Для расчета оболочечных спектроскопических факторов $W_{cx}^{об}$ используется многочастичная оболочечная модель ядра с учетом парных корреляций^{10-11,7-8/}. Внутренняя волновая функция χ_x четно-четной частицы x , с $N_x \geq Z_x$ на основе трансляционно-инвариантной оболочечной модели^{12/} представляется как

$$\chi_x = a_0 \hat{A} \{ \chi_a(1,1',\bar{1},\bar{1}') \dots \chi_a(\frac{Z_x}{2}, \frac{Z_x'}{2}; \frac{\bar{Z}_x}{2}, \frac{\bar{Z}_x'}{2}) \times \\ \times \chi_0((\frac{Z_x}{2}+1), (\frac{Z_x'}{2}+1)') \dots \chi_0(\frac{N_x}{2}, \frac{N_x'}{2}) \phi \}, \quad /11/$$

где $\chi_a(1,1',\bar{1},\bar{1}')$ - внутренняя функция четырех нуклонов с симметрией α -частицы, причем $1,1'(\bar{1},\bar{1}')$ - координаты протонов

/нейтронов/; $\chi_0((\frac{Z_x}{2}+1), (\frac{Z_x'}{2}+1)')$ - синглетная 1S-функция нейтронной пары; ϕ - осцилляторная функция относительного движения " α -частиц" и нейтронных пар.

Оболочечный спектроскопический фактор $W_{cx}^{об}$ частицы x в канале c выражается через оболочечный формфактор $\Psi_{cx}(R)$:

$$\Psi_{cx}^{об}(R) = \langle \hat{A} \left[\frac{\delta(R-R')}{R'} \right] \Psi_{\sigma_f}^{J_f \pi_f M_f} Y_{LM_L}(\Omega_{\vec{R}}) \chi_x \rangle_{J_i M_i} \left| \Psi_{\sigma_i}^{J_i \pi_i M_i} \right\rangle \quad /12/$$

соотношением типа /5/:

$$W_{cx}^{об} = \int_0^\infty [\Psi_{cx}^{об}(R)]^2 dR. \quad /13/$$

Для переходов между основными состояниями четно-четных ядер и в случае четно-четных частиц x формула /12/ преобразуется к виду

$$\Psi_{cx}(R) = \sum_{PN} \langle P_f | P | P_i \rangle \langle N_f | N | N_i \rangle \left(\frac{A}{A_f} \right)^2 (-1)^{N_0} \Psi_{PNL}^{N_0}(R), \quad /14/$$

где $\langle P_f | P | P_i \rangle$ - генеалогический коэффициент отделения Z_x -протонов в оболочечном состоянии $|P\rangle$; N_0 - главное квантовое осцилляторное число относительного движения частицы x и ядра A_f , $N_0 \equiv N_{PN} - N_x$, причем N_{PN} и N_x - главные осцилляторные квантовые числа отделяемой оболочечной конфигурации $|P\rangle|N\rangle$ и частицы x . Формфактор $\Psi_{PNL}(R)$ определяется как

$$\Psi_{PNL}(R) = \langle \frac{\delta(R-R')}{R'} Y_{LM} \chi_x | P \rangle | N \rangle. \quad /15/$$

Выражая в /14/ многочастичные генеалогические коэффициенты в рамках сверткеющей модели атомного ядра^{7,10,11/} через парные генеалогические коэффициенты и пренебрегая некогерентными компонентами формфактора $\Psi_{PNL}(R)$ /15/, не испытывающими сверткеющего усиления, для $W_{cx}^{об}$ /13/ получим

$$W_{cx}^{об} \approx \left(\frac{A}{A_f} \right)^{N_0} a_0^2 W_a^{(1)} \dots W_a^{(\frac{Z_x}{2})} W_{2n}^{(\frac{Z_x}{2}+1)} \dots W_{2n}^{(\frac{N_x}{2})} \int_0^\infty J_{xc}^2(R) dR, \quad /16/$$

где $W_a^{(1)} \dots W_a^{(\frac{Z_x}{2})}$ - α -частичные спектроскопические факторы для последовательного отделения из ядра A ($\frac{Z_x}{2}$) α -частиц; $W_{2n}^{(\frac{Z_x}{2}+1)} \dots W_{2n}^{(\frac{N_x}{2})}$ - аналогичным образом определенные бинейтронные спектроскопические факторы; J_{xc} - интеграл перекрытия $\frac{Z_x}{2}$ - α -частичных и $(\frac{N_x}{2} - \frac{Z_x}{2})$ -бинейтронных формфакторов, нормированных на единицу, с функцией ϕ из /11/. Формула /16/ легко обобщается на случай нечетных и нечетно-нечетных частиц x и ядер A .

3. КОГЕРЕНТНОЕ СВЕРТКЕУЩЕЕ УСИЛЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ЧАСТИЦ x

Поскольку спаривание нуклонов в ядрах приводит к выделенности движения двух протонов /нейтронов/ с относительным моментом, равным нулю, то бинейтронные и α -частичные оболочечные спектроскопические факторы для облегченных α -переходов усилены^{10,7/} в $k_{2n} = 30$ и $k_\alpha = (k_{2n})^2 \approx 10^3$ раз в ядрах с $A_f \geq 208$ по сравнению с аналогичными факторами, рассчитанными в рамках простой оболочечной модели. Тогда спектроскопические факторы $W_{cx}^{об}$ частиц x для облегченных по всем параметрам нейтронов и протонов переходов испытывают аналогичное усиление, определяемое фактором k_x , где $k_x \sim (k_{2n})^{A_x/2}$. Фактор k_x быстро растет с ростом A_x и достигает

огромных значений $\approx 10^{18}$ для ^{24}Ne . Этот факт иллюстрируется табл. 3.

Таблица 3

x	^8Be	^{12}C	^{14}C	^{16}O	^{20}Ne	^{24}Ne	^{40}Ca
K_x	$8 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^8$	10^{10}	$7 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{29}$

С точки зрения сверхтекучей модели ядра для распадов ядер с испусканием тяжелых частиц x можно ожидать большого разнообразия переходов различных порядков запрета n . Переходы нулевого порядка запрета $n = 0$, называемые обычно облегченными, соответствуют отдельным конфигурациям протонов $|P\rangle$ и нейтронов $|N\rangle$, в которых все протонные и нейтронные пары являются спаренными. Переходы первого порядка запрета $n = 1$ соответствуют случаю, когда одна нейтронная или протонная пара оказываются неспаренными. В этом случае можно ожидать фактор запрета $HF \approx (K_{2n}) \approx 30$. Переходы второго порядка запрета $n = 2$ связаны с двумя неспаренными парами тождественных нуклонов и характеризуются факторами запрета $HF \approx (K_{2n})^2 \approx 10^3$. Эту иерархию переходов можно продолжить до случая $n = A_x/2$, соответствующего полностью необлегченным переходам.

Заметим, что в случае α -распада экспериментально наблюдаются только облегченные $n = 0$, полублегченные $n = 1$ и необлегченные $n = 2$ α -переходы.

4. ОБОЛОЧЕЧНЫЕ И КЛАСТЕРНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ ЧАСТИЦ x

На основе формулы /16/ можно провести расчеты оболочечных спектроскопических факторов частиц x в тяжелых ядрах с $A_A \geq 208$. Обсудим вначале свойства отдельных членов, входящих в формулу /16/.

Фактор $(A/A_f)^N$ возникает при исключении влияния движения центра масс распадающегося ядра на оболочечные спектроскопические факторы. Математически он определяется обратной величиной квадрата коэффициента Тальми $^{12/}$ и, как видно из табл. 4, его значения могут заметно превышать единицу.

Как показывают конкретные расчеты $^{7-8/}$, оболочечные формфакторы α -частиц и бинейтронов для облегченных переходов имеют близкую форму для всех ядер с $220 \leq A \leq 240$ вследствие вклада большого числа когерентных сверхтекучих парных конфигураций.

Поэтому появляется уникальная возможность использовать в качестве величин W_α и W_{2n} в формуле /16/ значения, получаемые простым пересчетом из экспериментальных кластерных спектроскопических факторов α -частиц при использовании универсальности формы α -частичных, бинейтроновых и бипротонных формфакторов. Заметим, что в этом случае автоматически учитываются факторы, связанные с переходом ядер от сферической равновесной формы к деформированной.

Таблица 4

x	N_x	$N_A - N_{A-A_x}$	N	$(\frac{A}{A_f})^N$
^8Be	4	44	40	4,5
^{14}C	10	78	68	84
^{16}O	12	88	76	$2,8 \cdot 10^2$
^{20}Ne	20	110	90	$4 \cdot 10^3$
^{24}Ne	28	134	106	10^5
^{40}Ca	60	220	160	$2 \cdot 10^{12}$

В табл. 5 представлены значения оболочечных спектроскопических факторов для четно-четных частиц x для облегченных переходов в четно-четных ядрах. В этой же таблице представлены экспериментальные кластерные спектроскопические факторы для ^{14}C и ^{24}Ne .

Таблица 5

x	^8Be	^{12}C	^{14}C	^{16}O	^{20}Ne	^{24}Ne
$W_{cx}^{об}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-10}$	10^{-11}	$2 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-18}$
$W_{cx}^{кп}$			$2 \cdot 10^{-10}$			$4 \cdot 10^{-19}$

Видно, что оболочечные спектроскопические факторы частиц x $W_{cx}^{об}$ воспроизводят зависимость кластерных спектроскопических факторов $W_{cx}^{кп}$ от A_x . Более того, в пределах точности вычисления $W_{cx}^{об}$ и точности извлечения $W_{cx}^{кп}$, составляющей для каждой из величин приблизительно порядок, кластерные и оболочечные спектро-

скопические факторы согласуются и по абсолютной величине.

При сравнении $W_{\alpha x}^{об}$ и $W_{\alpha x}^{кл}$ в случае распада нечетных ядер значения $W_{\alpha x}^{об}$, приведенные в табл. 5, необходимо домножить на структурные факторы запрета $(HF)_{\alpha x}$ /9/. Для указанных в табл. 2 распадов ядер ^{223}Ra и ^{231}Pa с вылетом ^{14}C и ^{24}Ne соответственно реализуется запрет первого порядка $\nu=1$, $J_i \neq J_f$ /8/. В этом случае с теоретической точки зрения можно ожидать факторов запрета $(HF)_{\alpha x}$, близких к аналогичным факторам запрета $(HF)_{\alpha}$ для полублежденного α -распада, где $(HF)_{\alpha} \approx 5 - 200$. Как отмечалось выше, для указанных распадов ядер ^{223}Ra и ^{231}Pa экспериментальные факторы запрета $(HF)_{\alpha x}$ оказываются равными 100 и 3,5 соответственно. С учетом приведенных величин $(HF)_{\alpha x}$ значения $W_{\alpha x}^{об}$ удовлетворительно согласуются с $W_{\alpha x}^{кл}$ из табл. 2.

Таким образом, развитый микроскопический подход позволяет удовлетворительно воспроизвести экспериментальные спектроскопические факторы $W_{\alpha x}^{кл}$ без использования подгоночных параметров.

Тогда по аналогии с теорией α -распада можно использовать формулу /10/ для вычисления ширин распада ядер с испусканием тяжелых частиц x . В табл. 6 даны некоторые теоретические предсказания отношений $\Gamma_{\alpha x} / \Gamma_{\alpha}$, полученные на основе формул /10/ и /16/ и экспериментальных величин Γ_{α} для ядер, которые могут дать наибольшие выходы частиц x .

Таблица 6

Ядро	x	$\Gamma_x / \Gamma_{\alpha}$	Ядро	x'	$\Gamma_x / \Gamma_{\alpha}$
^{230}Th	^{24}Ne	$1,6 \cdot 10^{-13}$	^{234}U	^{28}Mg	$4 \cdot 10^{-12}$
^{232}Th	^{26}Ne	$7 \cdot 10^{-12}$	^{235}U	^{25}Mg	$5 \cdot 10^{-14}$
^{233}U	^{24}Ne	$\leq 10^{-12}$	^{235}U	^{26}Ne	$\leq 3 \cdot 10^{-13}$
^{233}U	^{25}Ne	$5 \cdot 10^{-13}$	^{235}U	^{30}Mg	$\leq 2 \cdot 10^{-12}$
^{233}U	^{28}Mg	$\leq 8 \cdot 10^{-13}$	^{236}U	^{30}Mg	$5 \cdot 10^{-13}$
^{234}U	^{24}Ne	$3 \cdot 10^{-14}$	^{237}Np	^{30}Mg	$\leq 6 \cdot 10^{-13}$
^{234}U	^{26}Ne	$7 \cdot 10^{-14}$			

* Ядро ^{232}Th невыгодно для измерений из-за очень большого значения периода полураспада.

6. ВЫЛЕТ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ x ИЗ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

При изучении распада ядер с испусканием частиц x из высоковозбужденных состояний, имеющих сложную многокомпонентную природу, можно ожидать заметного изменения механизма распада по сравнению с механизмом распада из сравнительно простых основных и низколежащих возбужденных состояний ядер. В этом случае можно ожидать полной аналогии с переходом от механизма α -распада из основных состояний ядер к механизму α -распада нейтронных резонансов /7/.

При распаде сложных состояний справедливы представления статистической теории /11/, соответствующие испарительной модели, когда ширина распада $\Gamma_{\alpha x}$ определяется формулой /7/:

$$\Gamma_{\alpha x} = \frac{D_i}{2\pi} T_{\alpha x}^{\circ} \quad /17/$$

где D_i - расстояние между уровнями распадной системы с данными значениями спина J_i и четности π_i , $T_{\alpha x}^{\circ}$ - коэффициент трансмиссии для частицы x , вычисляемый с помощью оптической модели.

Поскольку для α -частиц и более тяжелых частиц x справедливы представления модели "черного" ядра, то коэффициенты трансмиссии $T_{\alpha x}^{\circ}$ очень просто связаны с одночастичной шириной

$$T_{\alpha x}^{\circ} = \frac{\Gamma_{\alpha x}^{\circ} 2\pi}{D_x} \quad /18/$$

где D_x - расстояние между одночастичными уровнями частицы x с фиксированными значениями L . Учитывая, что величины D_x для всех достаточно тяжелых частиц с $A_x \geq 4$ приблизительно одинаковы ($D_x \approx 2\hbar\omega$), отношение парциальных ширин для вылета частицы x и α -частицы можно определить как

$$\frac{\Gamma_{\alpha x}}{\Gamma_{\alpha}} = \frac{\Gamma_{\alpha x}^{\circ}}{\Gamma_{\alpha}^{\circ}} \quad /19/$$

Из формулы /19/ видно, что для глубокоподбарьерных распадов высоковозбужденных состояний родительских ядер в отличие от распадов сравнительно простых и нестатистических основных и низколежащих возбужденных состояний эффективные факторы формирования α -частиц и составных частиц, аналогичные $W_{\alpha x}^{кл}$, становятся близкими и отношения ширин распада целиком определяются барьерной проницаемостью. В связи с этим можно ожидать существенного изменения отношения выходов α -частиц и составных частиц x ($A_x > 4$) при исследовании распада высоковозбужденных состояний ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rose H.J., Jones G. Nature, 1984, vol.307, p.245.
2. Александров Д.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.152.
3. Gales S. et al., Abstracts AMCO-7, Darmstadt, 1984.
4. Sandulescu A. et al. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 5-84, Дубна, 1984, с.5.
5. Сэндулеску А., Поенару Д.Н., Грайнер В. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.1134.
6. Poenary D.N. et al. JINR, E4-84-446, E4-84-811, Dubna, 1984; J.Phys., 1984, vol.10, p.184.
7. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, т.6, с.649. Материалы XIII Зимней Школы ЛИЯФ, Я., 1979.
8. Kadmsky S.G. Z.Phys.A., 1983, vol.312, p.115.
9. Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1969, т.10, с.730.
10. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Энергоиздат, М, 1981.
11. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1971.
12. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. "Наука", М., 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1985 года

Кадменский С.Г. Фурман В.И., Чувильский Ю.М.
Микроскопическое описание распада ядер
с испусканием тяжелых частиц

P4-85-368

На основе многочастичной модели оболочек с учетом остаточных взаимодействий без использования свободных параметров микроскопически рассчитаны спектроскопические факторы W_x^{ob} для сложных частиц $x/4 < A \leq 40$ в тяжелых ядрах. Экспериментальные спектроскопические факторы W_x^{kp} , полученные из данных по спонтанному распаду ядер с испусканием ^{14}C и ^{24}Ne , свидетельствуют о наличии структурного запрета $HF_x = 10^2$ распада четно-нечетного ядра ^{223}Ra с вылетом ^{14}C по сравнению с аналогичным распадом четно-четных ядер ^{222}Ra и ^{224}Ra . Расчет удовлетворительно воспроизвел абсолютные значения W_x^{kp} и их зависимость от структуры состояний нуклидов и вылетающего кластера x . При расчете спектроскопических факторов W_x^{ob} принципиально важным оказался учет сверхтекучих корреляций, что привело к чрезвычайно большим коэффициентам усиления /до 10^{29} для ^{40}Ca /. На основе полученного согласия величин W_x^{kp} и W_x^{ob} рассчитаны абсолютные ширины Γ_x распада ядер, наиболее благоприятных по условиям наблюдения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградской

Kadmsky S.G. et al.
Microscopic Description of Nuclear Decay
with Emission of Heavy Particles

P4-85-368

Spectroscopic factors W_x^{sh} for complex particles $x(4 < A_x \leq 40)$ in heavy nuclei are calculated in the framework of the many-particle shell model approach taking into account residual interactions without using free parameters. The spectroscopic factors W_x^{ol} extracted from data on spontaneous decay with the emission of ^{14}C and ^{24}Ne indicate that there exists the structural hindrance factor $HF_x = 10^2$ for decay even-odd nucleus ^{223}Ra with emission of ^{14}C in comparison with a similar decay of even-even nuclei ^{222}Ra and ^{224}Ra . Absolute values W_x^{ol} and their dependence on the cluster, parent and daughter nuclei structure are reproduced satisfactorily. The principal importance of superfluid correlations for calculation of spectroscopic factors W_x^{sh} is demonstrated. It leads to extremely large enhancement coefficients (upto 10^{29} for ^{40}Ca). On the basis of obtained agreement between W_x^{ol} and W_x^{sh} the absolute decay widths Γ_x of the nuclei the most favorable for observation are calculated.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985