

# СПОНТАННО ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ

С. М. Поликанов  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

## А Н Н О Т А Ц И Я

В обзоре анализируются экспериментальные данные о спонтанно делящихся изомерах в области тяжелых элементов. Делается вывод о качественном согласии модели двугорбого барьера деления с результатами опытов, приводится систематика периодов спонтанного деления изомеров, а также указываются возможные направления дальнейших экспериментальных исследований.

## A B S T R A C T

The available experimental data on the fissioning isomers of heavy nuclei have been analysed. The conclusion is drawn that the two-humped fission barrier model is consistent with the experimental results. The systematics of the half-lives for the fissioning isomers is given and the further experiments are mentioned.

В настоящее время можно считать, что появление изомерных состояний с аномально большой вероятностью спонтанного деления [1, 2] не связано с какими-то флуктуациями свойств отдельных изотопов, а является общей закономерностью.

На рис. 1 представлены все имеющиеся данные о периодах спонтанного деления ядер в области  $U - Cm$  как для основных, так и для изомерных состояний [3—8].

Основное заключение, которое можно сделать, глядя на этот рисунок, сводится к тому, что существует класс изомерных состояний ядер, для которых характерно увеличение вероятности спонтанного деления примерно в  $10^{20}$  раз. При этом надо отметить, что в отличие от основных состояний спонтанное деление изомеров заметно проявляется и для изотопов с нечетным числом нуклонов.

Может возникнуть вопрос: происходит ли обычно увеличение вероятности спонтанного деления ядер в возбужденном состоянии и если происходит, то в какой степени? На рис. 1 можно видеть, что для двухквaziчастичного изомерного состояния  $^{244}Cm$  [9] с энергией возбуждения  $1 \text{ Мэв}$  не происходит заметного увеличения вероятности спонтанного деления (по крайней мере не больше чем в  $10^5$  раз). Следовательно, при возбуждении ядра до энергии  $\sim 1 \text{ Мэв}$  совершенно не обязательно увеличение проницаемости барьера.

Таким образом, можно думать, что для объяснения природы делящихся изомеров требуется использование каких-то новых представлений о свойствах делящихся ядер.

Модель двугорбого барьера деления (рис. 2) возникла на основе расчетов В. М. Струтинского [10, 11], в которых были приняты во внимание оболочечные эффекты при больших деформациях. Модель дала ключ к возможному объяснению наблюдаемого эффекта.

Действительно, согласно этой модели, которая неоднократно обсуждалась в связи с делящимися изомерами [12], изомерные состояния принято интерпретировать как нижние состояния во второй потенциальной яме при больших деформациях ядра. При этом совершенно естественным образом можно объяснить как резкое увеличение вероятности спонтанного деления изомеров, так и заторможенность  $\gamma$ -распада изомеров. Внешний барьер  $B$  для изомеров оказывается значительно пониженным по сравнению с барьером для основного состояния, и это должно привести к резкому увели-

чению вероятности спонтанного деления. В то же время внутренний барьер  $A$ , разделяющий две потенциальные ямы, естественно приведет к существенной задержке  $\gamma$ -переходов в первую потенциальную яму.

Вопрос о смешивании состояний двух потенциальных ям (классы I и II), крайне важный не только для оценки радиационной ширины

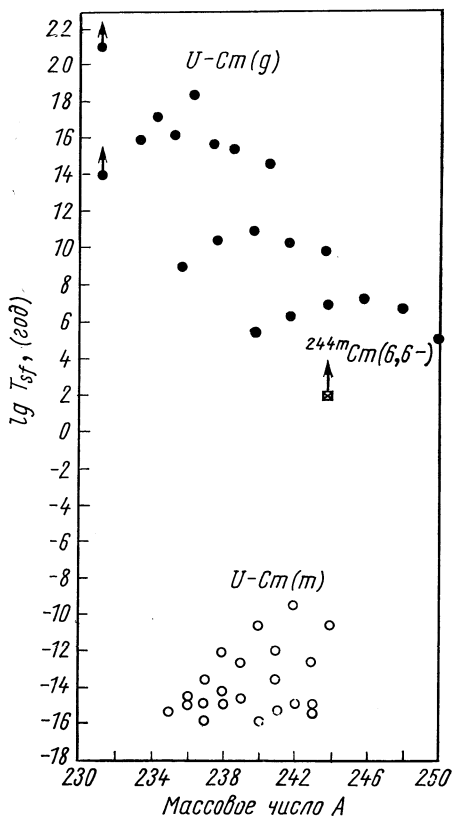


Рис. 1. Периоды спонтанного деления ядер в основном  $g$ - и изомерном  $m$ -состояниях в области  $U - Cm$ .

ны изомеров, но и для понимания процесса деления в целом, был подробно проанализирован в работах Струтинского и Бьернхольма [12] и Линна [13]. В указанных работах отмечалось, что смешивание состояний двух классов играет существенную роль лишь при энергиях возбуждения, близких к высоте внутреннего барьера или же к вибрационным уровням во второй яме. Это приводит к появлению узких подбарьерных резонансов при делении нейтронами [14, 15] (рис. 3)

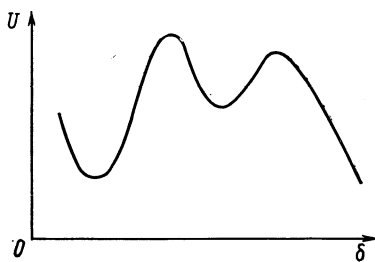


Рис. 2. Барьер деления.

и широких резонансов вибрационного типа (рис. 4) в реакциях  $(n, f)$  и  $(d, p, f)$  [16, 17].

Для нижних состояний потенциальной ямы на барьере деления примесь состояний основной ямы должна быть мала, и соответственно это приведет к сильному уменьшению радиационной ширины изомеров.

Попытки обнаружить ветвь  $\gamma$ -распада для изомеров  $^{242}Am$  и  $^{236}U$  не привели к положительным результатам. В равной степени

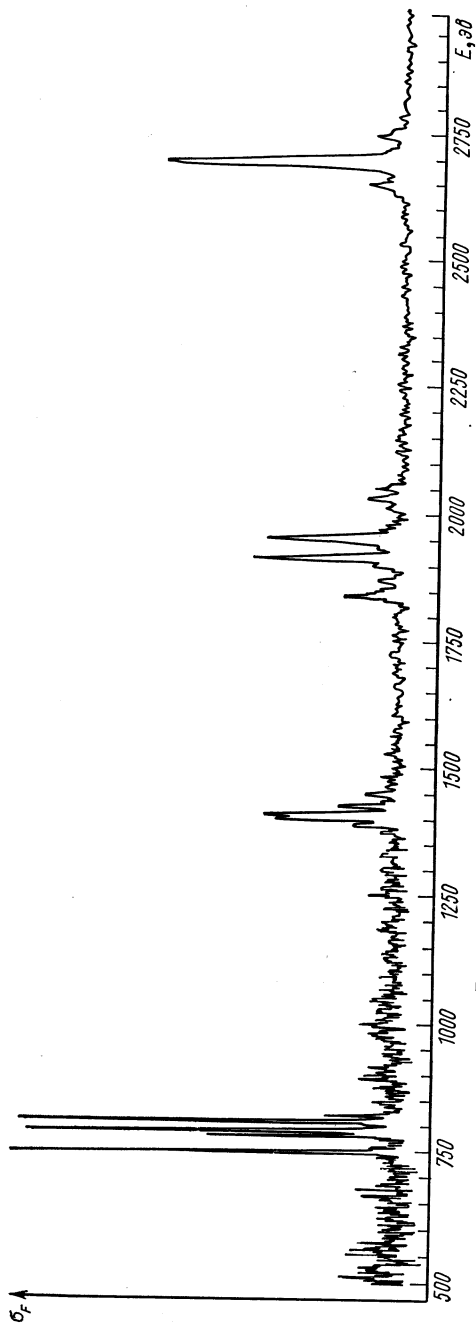


Рис. 3. Подбарьерные резонансы в реакции  $^{240}\text{Po}$  ( $n, f$ ).

это относится и к поиску  $\alpha$ -распада изомера  $^{242}\text{Am}$  [18]. Так как сечения образования изомеров  $^{236}\text{U}$  и  $^{242}\text{Am}$  мало отличаются от сечений образования других делящихся изомеров в аналогичных реакциях, можно предполагать, что и в случае других обнаруженных к настоящему времени изомеров доминирующим типом распада является спонтанное деление.

Спрашивается, в какой мере экспериментальные данные о делящихся изомерах находятся в согласии с гипотезой о том, что в слу-

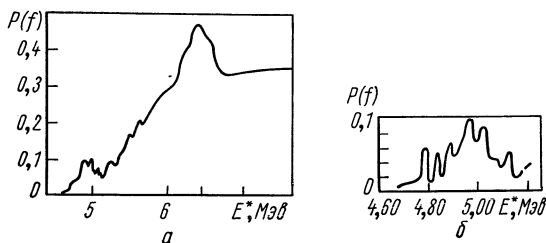


Рис. 4. Вероятность деления возбужденного ядра  $^{240}\text{Pu}$  в реакции  $^{239}\text{Pu}$  (а, р) по данным работ [16] — а и [17] — б.

чае этих изомеров имеем дело с нижними состояниями в потенциальной яме на барьере деления.

К сожалению, до сих пор отсутствует какая-либо информация о таких характеристиках ядра в изомерном состоянии, как момент инерции или квадрупольный момент. Вывод о том, что делящиеся изомеры являются изомерами формы, был сделан лишь на основании качественного рассмотрения основных закономерностей образования делящихся изомеров в различных ядерных реакциях.

Измерение порогов реакций  $(p, 2n)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(\alpha, 2n)$  [19—22] показало, что в случае изомеров пороги обычно лежат примерно на 3,0 Мэв выше, чем для основного состояния. Эту разницу в порогах принято интерпретировать как энергию изомерного состояния.

Что же касается спина изомеров, то до сих пор единственным критерием оценки этой величины являются изомерные отношения (отношение сечения образования изомера к сечению для основного состояния).

Если предположить, что мы имеем дело с изомерами формы, то величина изомерного отношения сама по себе не может быть использована для оценки, так как во внимание надо брать также различие в плотности уровней составного ядра при разных равновесных деформациях [12]. В то же время обращает на себя внимание тот факт, что величина изомерного отношения практически не зависит от начального распределения спинов компаунд-ядра.

Например, вероятность образования изомера  $^{242}\text{Am}$  при радиационном захвате нейтронов с энергией  $\sim 1$  Мэв, когда спин образующихся компаунд-ядер мал, оказывается такой же, как и в реакциях с тяжелыми ионами [23]. В случае делящегося изомера  $^{240}\text{Pu}$

вероятность его образования в реакции  $(n, \gamma)$  [6] даже несколько больше, чем в реакции  $(d, pf)$ , хотя в последней реакции состояния с большим спином более вероятны. На основании упомянутых фактов можно прийти к выводу, что спин делящихся изомеров не превышает нескольких единиц  $\hbar$ .

Таким образом, экспериментальные данные позволяют предположить, что энергия изомерных состояний близка к  $3 \text{ Мэв}$ , а спин сравнительно мал. В этом случае остается единственной возмож-

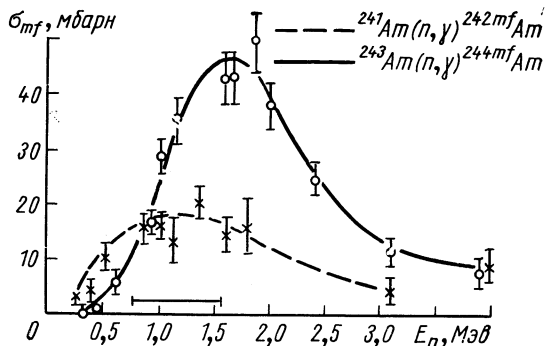


Рис. 5. Сечения образования изомеров Am в реакциях радиационного захвата нейтронов.

ность объяснить сильный запрет на электромагнитные переходы, предположив, что мы имеем дело с «изомерией формы». В пользу этого предположения говорят результаты опытов по изучению образования изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$  в реакциях радиационного захвата нейтронов [24, 25].

Как видно из рис. 5, делящиеся изомеры образуются с заметной вероятностью лишь в том случае, когда происходит захват нейтронов с энергией более  $0,5 \text{ Мэв}$ , т. е. энергия возбуждения составного ядра превышает  $6,0 \text{ Мэв}$ . Этот результат можно легко понять, если предположить, что основное и изомерное состояния разделены барьером высотой около  $6,0 \text{ Мэв}$ .

Более детальные исследования процесса образования делящихся изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$  при радиационном захвате нейтронов [26] (табл. 1) указывают на сильную связь двух процессов: мгновенного деления и образования изомера.

Как видно из табл. 1, сечение образования делящихся изомеров имеет заметную величину лишь тогда, когда достаточно велико сечение вынужденного деления. Иными словами, образованию делящихся изомеров должно предшествовать возбуждение колебаний, приводящих к делению. Этот факт достаточно хорошо согласуется с ранее упомянутой гипотезой о делящихся изомерах, как нижних состояниях во второй потенциальной яме на барьере деления. Действительно, если внутренний барьер  $A$  (см. рис. 2) выше,

Сечения мгновенного деления и образования делящихся изомеров Am при радиационном захвате нейтронов

$E_n, \text{ эв}$	$^{241}\text{Am} + n$			$^{243}\text{Am} + n$		
	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_i, 10^{-30} \text{ см}^2$	$\sigma_i/\sigma_f$	$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_i, 10^{-30} \text{ см}^2$
0,2	(1,0±0,8)	3,13	300±100			
0,2—20	(0,8±0,3)	0,5	40±15		< 0,05	10
> 20	(0,2±0,06)	1,2	24±6	(0,3±0,1) 10 <sup>-4</sup>	1,4	42+15

чем внешний  $B$ , то при энергии возбуждения, близкой к  $B_A$ , вероятность как мгновенного деления, так и образования изомера будет определяться проникаемостью  $P_A$  барьера  $A$ .

Если сейчас можно говорить о качественном согласии экспериментальных данных о делящихся изомерах с моделью двугорбого барьера деления, то дело обстоит сложнее при переходе к количественному рассмотрению. К сожалению, пока еще нет количественных данных, по которым можно было бы сделать такое сравнение.

Имевшие место попытки анализа [27] были связаны с конструированием неких моделей двугорбых барьеров деления, параметры которых должны удовлетворять экспериментальным данным: 1) о порогах деления; 2) о периодах спонтанного деления в основном и изомерном состояниях; 3) о подбарьерных делительных резонансах, наблюдаемых в реакциях  $(n, f)$  и  $(d, pf)$ ; 4) об угловой анизотропии осколков деления.

Трудно сказать, удастся ли получить согласованные данные для большого числа изотопов. Однако уже сейчас можно указать на некоторые наблюдаемые противоречия. Значения порогов образования изомеров  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  [21, 22] соответствуют энергии изомерных состояний, близкой к 3 Мэв. В то же время анализ данных о делительных резонансах, проводившийся в предположении, что расстояние между делительными резонансами определяется температурой ядра при большой деформации (соответствующей положению второго минимума), дает значения энергии, близкие к 2 Мэв [13].

Причина этого расхождения неясна. Может быть, это можно объяснить тем, что по какой-то причине заселению изомерных состояний всегда предшествует заселение уровней, расположенных более высоко, и поэтому измерение порогов реакций не дает точного значения изомерного уровня. В настоящее время все имеющиеся экспериментальные данные о спонтанно делящихся изомерах относятся лишь к изотопам в области тяжелых делящихся элементов.

Ранее сообщалось об обнаружении спонтанно делящихся изомеров в области Po и редкоземельных элементов [28], однако после-



дующие опыты в Дубне [29] и в Беркли (по сообщению Е. Боргина) показали ошибочность этих работ.

В табл. 2 приведены все имеющиеся сейчас данные о периодах спонтанного деления изомеров, а на рис. 6 показана зависимость

Таблица 2

Периоды полураспада спонтанно делящихся изомеров

Делящийся изотоп	$\tau_{1/2}$ , сек	Делящийся изотоп	$\tau_{1/2}$ , сек
$^{236}\text{U}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$^{242}\text{Pu}$	$5 \cdot 10^{-8}$
$^{238}\text{U}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$^{243}\text{Pu}$	$5 \cdot 10^{-8}$
$^{235}\text{Pu}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$^{237}\text{Am}$	$5 \cdot 10^{-9}$
$^{236}\text{Pu}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$^{238}\text{Am}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$
$^{237}\text{Pu}$	$\begin{cases} 5 \cdot 10^{-8} \\ 1 \cdot 10^{-6} \end{cases}$	$^{239}\text{Am}$	$1 \cdot 10^{-7}$
$^{238}\text{Pu}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$^{240}\text{Am}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$^{239}\text{Pu}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$^{241}\text{Am}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
$^{240}\text{Pu}$	$\begin{cases} 4 \cdot 10^{-9} \\ 2,8 \cdot 10^{-8} \end{cases}$	$^{242}\text{Am}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$^{241}\text{Pu}$	$\begin{cases} 2,6 \cdot 10^{-5} \\ 1 \cdot 10^{-8} \end{cases}$	$^{243}\text{Am}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$
		$^{244}\text{Am}$	$1 \cdot 10^{-3}$
		$^{241}\text{Cm}$	$1,9 \cdot 10^{-8}$
		$^{243}\text{Cm}$	$3,8 \cdot 10^{-8}$

периодов спонтанного деления от числа нейтронов. Видно, что, как правило, стабильность изомеров уменьшается для более легких изотопов. Экспериментальные данные четко указывают на заметное увеличение периодов полураспада изомеров при добавлении нечетного нуклона. Это можно объяснить увеличением барьера деления за счет добавления энергии специализации. В среднем добавление нечетного нейтрона увеличивает период полураспада в  $10^4$  раз.

Обращают на себя внимание два обстоятельства: 1) в то время как периоды ядер с нечетным числом нейтронов (для Pu и Am) ложатся на гладкие кривые, для четно-четных изомеров Pu они практически не зависят от  $N$ ; 2) имеются случаи, когда один изотоп имеет два делящихся изомера. Эти факты можно сравнительно просто понять в рамках модели двугорбого барьера.

Среди большого числа состояний класса II (вторая потенциальная яма) могут найтись уровни, являющиеся изомерными по отношению к нижнему состоянию второй ямы.

В случае четно-нечетных ядер энергии обоих изомерных состояний, так же как периоды спонтанного деления, должны мало отличаться. Для четно-четных ядер вторыми изомерными состояниями могут оказаться двухквaziчастичные состояния, расположенные выше нижнего примерно на  $1 \text{ Мэв}$ . Не исключено, что появление двух неспаренных нуклонов приведет к увеличению периода спонтанного деления (вследствие добавления энергии специализации), и основным типом распада таких изомеров окажется  $\gamma$ -распад в нижнее состояние второй ямы с последующим делением.

Анализ данных о сечениях образования четно-четных изомеров в различных реакциях приводит к выводу [7, 8], что вероятность образования изомера  $^{240}\text{Pu}$  ( $\tau_{1/2} = 4 \cdot 10^{-9}$  сек) всегда оказывается значительно больше, чем для соседних четно-четных изомеров Pu.

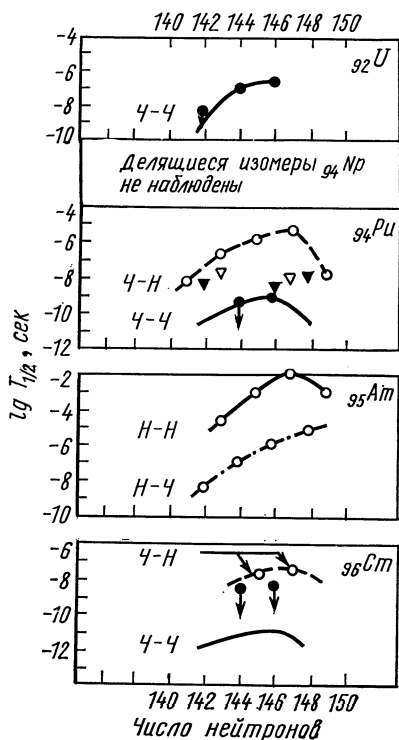


Рис. 6. Периоды полураспада спонтанно делящихся изомеров.

В заключение укажем направления экспериментальных исследований, которые могут привести к более детальному знанию свойств отдельных изомеров и лучшему пониманию явления в целом: 1) изучение заселения изомерных состояний при возбуждении подбарьерных делительных резонансов; 2) изучение спектра  $\gamma$ -квантов (или конверсионных электронов), испускаемых при образовании делящихся изомеров; 3) дальнейший поиск других типов распада делящихся изомеров ( $\alpha$ -,  $\gamma$ -распад); 4) изучение изотопов с двумя изомерными состояниями и, в частности, поиск  $\gamma$ -квантов, испускаемых при переходе из одного изомерного состояния в другое.

Несмотря на то что предлагаемые эксперименты кажутся очень сложными, все-таки имеет смысл думать о их проведении, так как можно надеяться, что они дадут спектроскопическую информацию о спонтанно делящихся изомерах.

Это дало основание предположить, что лишь в этом случае мы имеем дело с нижним состоянием  $O^+$  во второй потенциальной яме.

Сплошная кривая на рис. 6, проведенная через точку для  $^{240}\text{Pu}$  (так же как и сплошная кривая для Cm), показывает ожидаемые периоды полураспада для нижних  $O^+$ -состояний четно-четных изомеров. Кривые были вычислены [8] в предположении, что энергия специализации при добавлении нечетного нейтрона примерно одинакова для изомеров Pu и Am. Экспериментальным фактом, требующим объяснения, является отсутствие делящихся изомеров у Nr и четно-нечетных изотопов U.

Единственное объяснение, которое может быть предложено сейчас, состоит в том, что периоды спонтанного деления в случае изомеров формы этих ядер, а они должны существовать, достаточно велики, и  $\gamma$ -распад является основным видом распада в этом случае.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Поликанов С. М. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **42**, 1464 (1962).
2. Flerov G. N., Polikanov S. M. *Compt. rend. Congr. Int. Phys. Nucl.*, **1**, 407 (1964).
3. Лобанов Ю. В. и др. «Ядерная физика», **1**, 67 (1965).
4. Lark N. L. et al. *Nucl. Phys.*, **A139**, 481 (1969).
5. Metag V. et al. *Physics and Chemistry of Fission Symposium. Vienna, 1969*, p. 449.
6. Elwyn A. J., Ferguson A. T. G. *Ibid.*, p. 457.
7. Vandenbosch R., Wolf K. L. *Ibid.*, p. 439.
8. Polikanov S. M., Sletten G. (Препринт ин-та Нильса Бора); (направлено в *Nucl. Phys.*).
9. Vandenbosch R. et al. *J. Inorg. and Nucl. Chem.*, **26**, 219 (1964).
10. Strutinsky V. M. *Nucl. Phys.*, **A95**, 40 (1967).
11. Strutinsky V. M. *Nucl. Phys.*, **A 122**, 1 (1968).
12. Bjørnholm S., Strutinsky V. M. *Nucl. Phys.*, **A 136**, 1 (1969).
13. Lynn E. *Physics and Chemistry of Fission Symposium. Vienna, 1969*, p. 249.
14. Fubini A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1373 (1968).
15. Migneco E., Theobald J. P. *Nucl. Phys.*, **A 112**, 603 (1968).
16. Vack B. B. et al. *Physics and Chemistry of Fission Symposium. Vienna, 1969*, p. 351.
17. Specht H. J. et al. *Physics and Chemistry of Fission Symposium. Vienna, 1969* p. 363.
18. Leachman R. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 2*, **10**, 1204 (1965).
19. Bjørnholm S. et al. *Nucl. Phys.*, **A 95**, 513 (1967).
20. Flerov G. N. et al. *Nucl. Phys.*, **A 97**, 444 (1967).
21. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ E15-5071, 1970.
22. Barnett S. G. et al. *Phys. Lett.*, **31B**, 523 (1970).
23. Flerov G. N. et al. *Yadernaya Fiz.*, **6**, 17 (1967).
24. Flerov G. N. et al. *Nucl. Phys.*, **A102**, 443 (1967).
25. Vosa I. et al. *Nucl. Phys.*, **A134**, 541 (1969).
26. Dalhsuren B. et al. *Nguen Cong Khanh. Preprint JINR E 15-4744, 1969*.
27. Bjørnholm S. Доклад на симпозиуме по трансурановым элементам в Хьюстоне. США, 1969.
28. Ruddy F. H., Alexander J. H. *Phys. Rev.*, **187**, 1672 (1969).
29. Флеров Г. Н. и др. Препринт ОИЯИ P7-5018, 1969.