

6111-72

Г-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 6145

693/2-72

6145



Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, И.Ф. Харисов,
Ю.М. Ципенюк

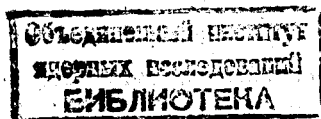
ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{239}Pu

P15 - 6145

Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, И.Ф. Харисов,
Ю.М. Ципенюк*

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{239}Pu

Направлено в ЯФ



* Институт физических проблем АН СССР

Ряд экспериментальных данных, полученных в последние годы (спонтанно делящиеся изомеры ^{/1/}, модуляция подбарьерных делительных резонансов ^{/2/}, угловое распределение осколков при фотоделении ^{/3/}), указывает на сложную форму барьера деления. Действительно, из проведенных в последнее время расчетов ^{/4,5/} следует, что реальный барьер деления имеет форму кривой с двумя максимумами и минимумом в районе седловой точки. В некоторых ядрах этот минимум достаточно глубок, так что в нем может образоваться система квазистационарных уровней, нижний из которых (или иногда два нижних) является изомерным и распадается преимущественно путем спонтанного деления. Таким образом в этих ядрах имеют место две потенциальные ямы, разделенные барьером, и энергия возбуждения спонтанно делящегося изомера представляет собой разность энергий нижних уровней этих ям. Прямые измерения этой энергии возбуждения в настоящее время невозможны, т.к. обычно используемые в спектроскопии для определения энергии уровней $\alpha - \beta$ - или γ - переходы с изомерного состояния еще не обнаружены. Поэтому используются косвенные методы: измерение порога реакции, приводящей к образованию спонтанно делящегося изомера, или определение плотности уровней во второй яме из результатов измерения подбарьерных резонансов при энергии связи нейтрона. Однако оба метода приводят к сущест-

венно различным результатам. Так, в случае спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu энергия возбуждения, полученная из измерения порога реакции $^{238}\text{U}(\alpha, 3n)$, оказалась равной $3,0 \pm 0,2 \text{ Мэв}^{/6/}$, а найденная из анализа подбарьерных резонансов в реакции $^{238}\text{Pu}(n, f)$ составляет всего $2,1 \text{ Мэв}^{/7/}$. Такое же различие наблюдается и для других изомеров плутония.

Если считать, что оба явления (спонтанно делящиеся изомеры и модуляция делительных резонансов) отражают двугорбый характер барьера деления, то указанная разница связана либо с неправильным пониманием механизма процесса деления и образования изомера, либо с неправильным выбором модели или ее параметров при анализе этих процессов.

Целью данной работы являлось измерение функции возбуждения реакции $^{240}\text{Pu}(\gamma, n)$, приводящей к образованию спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu , и анализ функции возбуждения на основе различных модельных представлений о механизме реакции при различных параметрах. Можно ожидать, что в случае такой простой реакции, когда в результате возбуждения ядра γ -квантами испаряется лишь один нейтрон, расчеты будут наиболее просты, а форма функции возбуждения не столь чувствительна к выбранной модели и используемым параметрам.

Измерения проводились на микротроне с 17 орбитами $^{/8/}$ Института физических проблем АН СССР. Экспериментальная методика была аналогична используемой в наших прежних работах $^{/9,10/}$. Детектором осколков служил многонитевой искровой счётчик, наполненный смесью гелия (98,5%) и азота (1,5%). Во избежание пробоев напряжение на счётчике снималось во время импульса γ -квантов. Облучаемая мишень находилась внутри счётчика (все мишени 8 мг, площадь 12 см^2 , обогащение изотопом ^{240}Pu - 80%). С помощью временного анализатора измерялось временное распределение сигналов с искрового счётчика относительно импульса γ -квантов. Это распределение соответствовало периоду, полураспада 8,5 мксек и указывало на образование спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu в реакции $^{240}\text{Pu}(\gamma, n)$.

Измеренная таким способом зависимость выхода спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu от граничной энергии γ -квантов представлена на рис. 1. Для сравнения приводится аналогичная зависимость для выхода осколков мгновенного деления ^{240}Pu , полученная во избежание пробоев и просчетов при пониженной интенсивности γ -квантов. Минимальный выход изомера ^{239}Pu в реакции (γ, n) , который можно было измерить в данных условиях, ограничивался фоном от спонтанного деления ^{240}Pu и от реакции $^{239}\text{Pu}(\gamma, \gamma')^{239m, f}\text{Pu}$ на примесях изотопа ^{239}Pu в мишени и составлял $\sim 1,5$ имп/мин. Для учёта вклада от этой реакции использовались данные о зависимости от энергии выхода реакции $^{239}\text{Pu}(\gamma, \gamma')^{239m, f}\text{Pu}$, которые были получены при использовании мишени из ^{239}Pu и той же экспериментальной методики /11/.

Как видно из рис. 1, нам удалось спуститься по энергии лишь до 10,5 Мэв, что по крайней мере, на 1 Мэв выше предполагаемого порога реакции. Поэтому для определения порога с точностью 0,1-0,2 Мэв приходится экстраполировать экспериментальную функцию возбуждения в область более низких энергий. Поскольку ход функции возбуждения вблизи порога неизвестен, то при экстраполяции используется рассчитанная функция возбуждения, проходящая через экспериментальные точки. При этом значение порога, естественно, зависит от выбора модели, определяющей зависимость сечения реакции от энергии. Как известно, в случае основных состояний ядер зависимость сечения реакции от энергии вблизи порога хорошо описывается выражением, основанным на статистической модели ядра /12/:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - e^{-\frac{\Delta E}{T}} \right), \quad (1)$$

где σ_0 - сечение образования составного ядра, ΔE - энергия возбуждения, отсчитываемая от порога реакции, T - температура ядра.

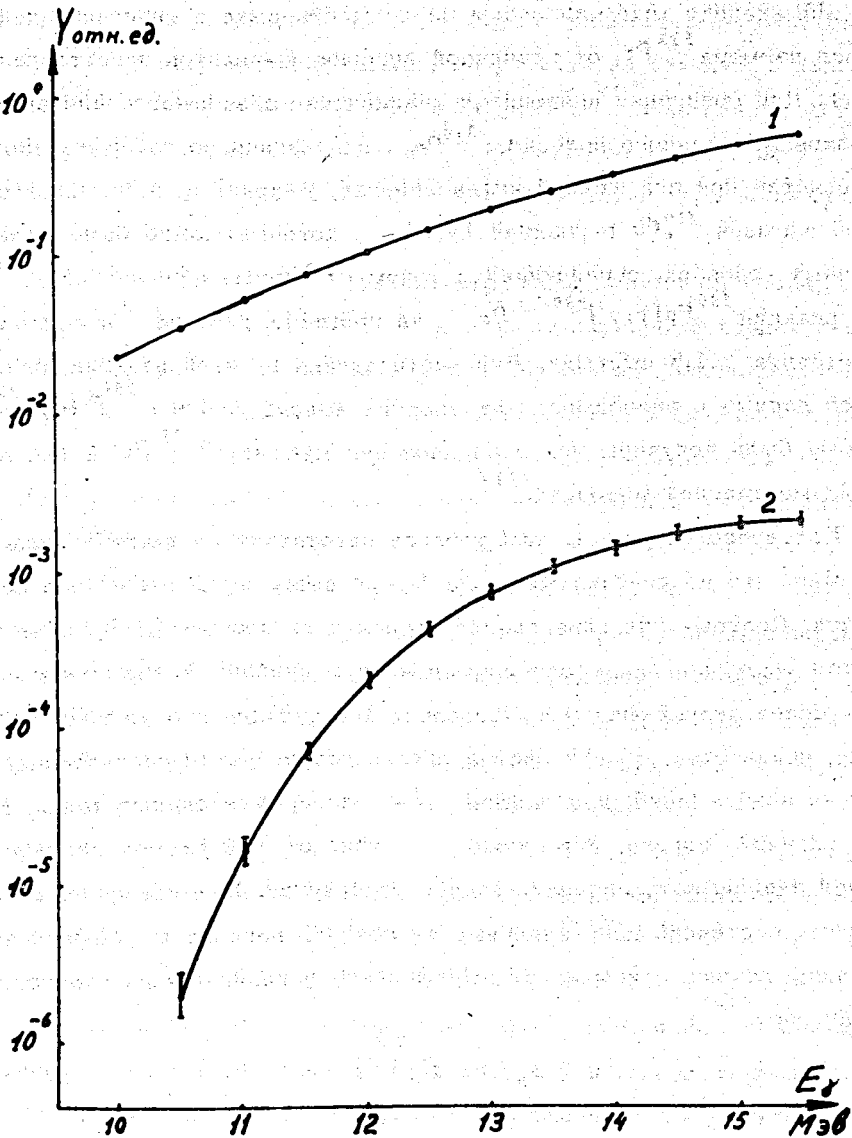


Рис. 1. Зависимость выхода осколков мгновенного деления ^{240}Pu (1) и запаздывающего деления ^{239}Pu (2) от граничной энергии γ -квантов (E_γ).

Рассчитанная по этой формуле при температуре ядра $T=1,0$ Мэв функция возбуждения представлена на рис. 2. Так как мишень облучается непрерывным спектром γ -квантов, то наблюдаемый выход спонтанно делящегося изомера связан с сечением реакции следующим интегральным соотношением:

$$Y(E_0) = k \int_{E_n}^{E_0} \sigma(E) \phi(E, E_0) dE, \quad (2)$$

где E_0 - граничная энергия γ -квантов, E_n - порог реакции, $\phi(E, E_0)$ - функция, описывающая тормозной спектр γ -излучения (значения $\phi(E, E_0)$ взяты из работы ^{/3/}), k - коэффициент, связанный с геометрией опыта и количеством вещества мишени.

Совмещая рассчитанные с помощью соотношений (1) и (2) кривые с экспериментальными данными (рис. 1), можно получить значение порога реакции $^{240}\text{Pu}(\gamma, n)$, приводящей к спонтанно делящемуся изомеру ^{239}Pu . Порог этой реакции, приводящей к основному состоянию, известен и составляет 6,45 Мэв ^{/13/}. Разности этих порогов, представляющие энергии возбуждения спонтанно делящегося изомера, полученные при различных значениях температуры ядра, представлены в таблице. Из таблицы видно, что определенные таким образом энергии возбуждения слабо зависят от температуры и в пределах ошибок ($\sim 0,2$ Мэв) совпадают с результатами, полученными из измерения реакции $^{238}\text{U}(\alpha, 3n)$ ^{/6/}.

Однако, как было указано в работе ^{/14/}, зависимость от энергии сечения образования спонтанно делящихся изомеров не должна описываться выражением (1). Действительно, если спонтанно делящиеся изомеры характеризуются повышенной деформацией, то для образования изомера в реакции (γ, n) необходимо кроме испускания нейтрона изменение деформации ядра. На рис. 3 схематически показан механизм образования спонтанно делящегося изомера в реакции с испарением одного нейтрона.

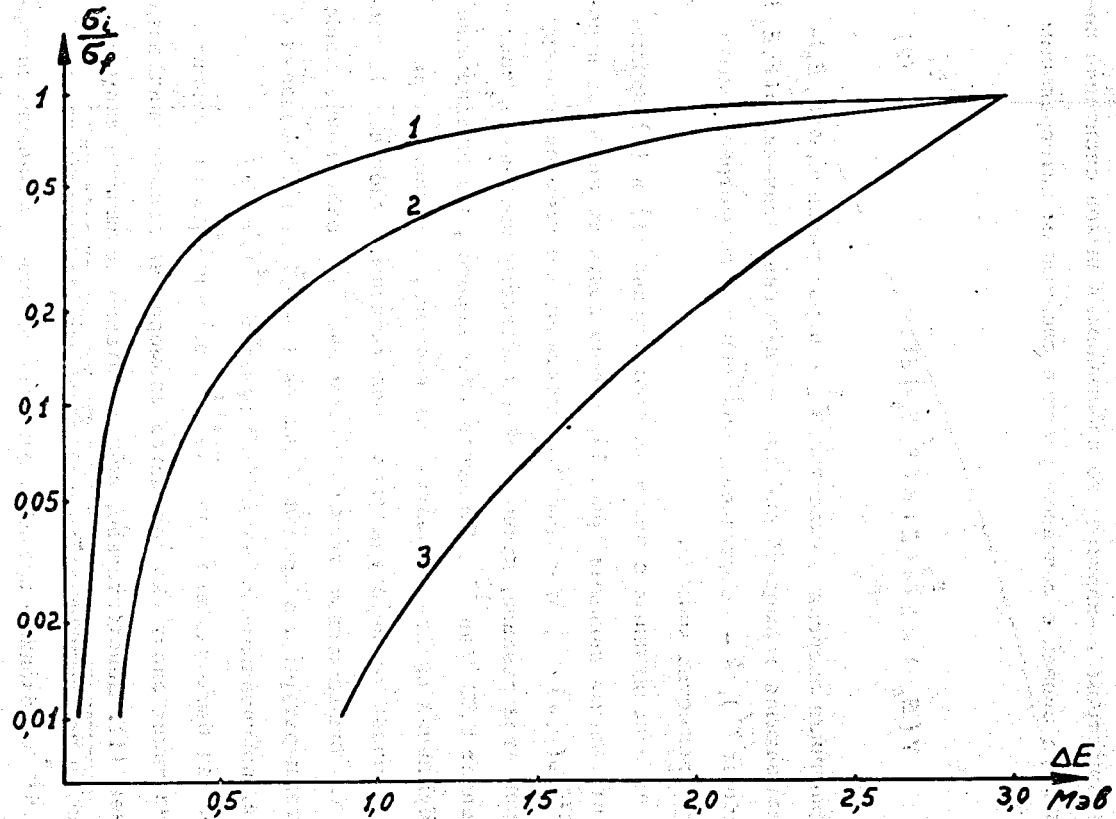


Рис. 2. Зависимость отношения сечений образования изомера и деления $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ от энергии возбуждения (ΔE), рассчитанная по формулам 1 (кривая 1), 5 (кривая 2) и 6 (кривая 3).

Таблица

Энергия возбуждения спонтанно делящегося изомера ²³⁹Pu

Формулы для расчётов	Значения параметров	Энергии возбуждения
(1), (2)	$T = 1,5$ МэВ	$3,2_{\pm 0,1}$ МэВ
(1), (2)	$T = 1,0$ МэВ	$3,3_{\pm 0,1}$ МэВ
(1), (2)	$T = 0,5$ МэВ	$3,4_{\pm 0,1}$ МэВ
(5), (2)	$T = 1,5$ МэВ	$3,0_{\pm 0,1}$ МэВ
(5), (2)	$T = 1,0$ МэВ	$3,1_{\pm 0,1}$ МэВ
(5), (2)	$T = 0,5$ МэВ	$3,2_{\pm 0,1}$ МэВ
(6), (2)	$\alpha = 25$ 1/МэВ	$2,6_{\pm 0,2}$ МэВ
(6), (2)	$\alpha = 40$ 1/МэВ	$2,4_{\pm 0,2}$ МэВ

Предполагается, что коллективное движение (квадрупольные колебания) является значительно более медленным по сравнению с одночастичным (испускание нейтронов из ядра). Поэтому при испускании нейтрона деформация ядра не меняется, и для образования изомерного состояния начальное ядро уже должно приобрести большую деформацию, т.е. перейти по деформации в область, соответствующую второй потенциальной яме. Чтобы такой переход был возможен, необходимо, чтобы часть энергии возбуждения (не меньшая, чем высота внутреннего барьера E_1) перешла в коллективную форму. Из-за сильного взаимодействия между коллективным и одночастичным движением, что имеет место при достаточно большой энергии возбуждения, энергия деформации переходит в тепловую, и во второй яме образуется обычное составное ядро, имеющее повышенную деформацию и меньшую тепловую энергию. Если при этом испускается нейтрон, то конечное ядро также оказывается во второй яме, и каскад γ -квантов приводит к изомерному состоянию. При таком механизме реакции сечение образования спонтанно делящегося изомера определяется выражением /15/:

$$\sigma_1 = \sigma_0 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + \Gamma_{1n}} \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_2 + \Gamma_2 + \Gamma_{2n}}, \quad (3)$$

где Γ_{1n} и Γ_{2n} - парциальные нейтронные ширины для состояний в первой и второй ямах, Γ_1 , Γ_2 , Γ_2 - парциальные ширины безрадиационных переходов через внутренний и внешний барьеры (рис. 3).

При делении ядро также проходит через вторую потенциальную яму, поэтому сечение деления (σ_f) можно выразить через указанные выше парциальные ширины, а сечение образования изомера - через сечение деления:

$$\sigma_1 = \sigma_f \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_2}. \quad (4)$$

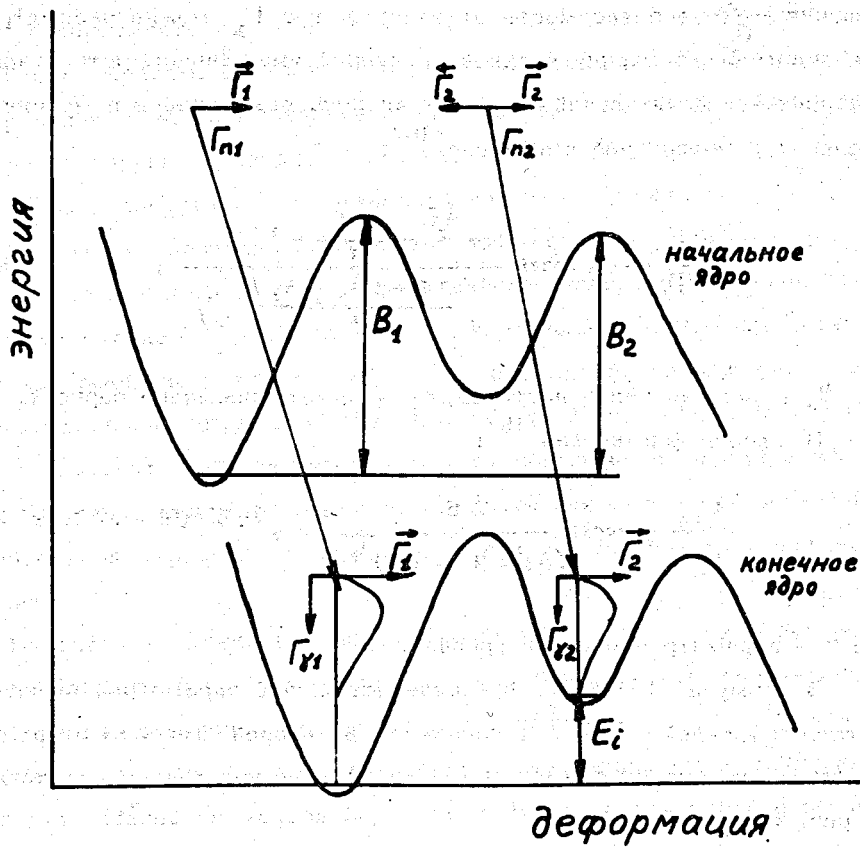


Рис. 3. Схематическое изображение процесса образования спонтанно делящегося изомера в реакции с испарением одного нейтрона.

Из этого выражения видно, что ход функции возбуждения реакции образования спонтанно делящихся изомеров определяется поведением отношения $\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_2}$ в зависимости от энергии, где Γ_2 можно рассматривать как делительную ширину уровней во второй яме. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширины от энергии возбуждения в модели с постоянной температурой имеет вид /16/:

$$\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_2} = \text{const} \frac{e^{\frac{\Delta E}{T}} - \frac{\Delta E}{T} - 1}{e^{\frac{\Delta E - (B_n - E_2)}{T}} - 1}, \quad (5)$$

где B_n - энергия связи нейтрона, E_2 - высота внешнего барьера.

В модели ферми-газа /16/:

$$\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_2} = \text{const} \frac{\Delta E}{(\Delta E + B_n - E_2)^{1/2}} e^{2\sqrt{\sigma}(\sqrt{E} - \sqrt{\Delta E + B_n - E_2})}$$

где σ - параметр плотности уровней.

В формулах (5) и (6) предполагается, что параметры, определяющие плотность уровней (T и σ), одинаковы во второй яме и на втором барьере. Рассчитанные по формулам (5) и (6) отношения $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ изображены на рис. 2.

В принципе возможен другой путь заселения изомерного состояния: испускание нейтрона из возбужденного ядра с переходом в первую яму, а затем туннельный переход во вторую яму. Однако, как показали эксперименты по исследованию образования спонтанно делящихся изомеров в реакции неупругого рассеяния γ -квантов /11/, такой путь менее вероятен.

Энергии возбуждения спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu , полученные при совмещении рассчитанных по формулам (5), (6) и (2) выходов реакции с экспериментальными данными, представлены в таблице. Видно,

что при этом энергии возбуждения меньше, чем при использовании в расчётах формулы (1) и существенно зависят от выбора выражения для $\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma^2}$ (зависимость от параметров T и a значительно меньше).

Таким образом, обработка экспериментальных данных с использованием различных зависимостей сечения образования спонтанно делящегося изомера от энергии приводит к заметно отличающимся значениям энергии возбуждения. Известно, что полученная из опыта энергетическая зависимость отношения нейтронной и делительной ширины при низких энергиях возбуждения для ядер тяжелее тория наиболее удовлетворительно описывается выражением (5). Поэтому можно предполагать, что наиболее достоверное значение энергии возбуждения изомерного уровня получается при использовании выражения (5), т.е. $3,1 \pm 0,2$ Мэв. Однако не исключено, что для состояний, характеризующихся повышенной деформацией, имеет место другая энергетическая зависимость для отношения нейтронной и делительной ширины, и это приведет к другому значению энергии возбуждения.

Из таблицы видно, что энергия возбуждения, полученная при использовании формулы (6), согласуется с энергией (2,1 Мэв), определенной из анализа подбарьерных делительных резонансов в реакции $^{238}\text{Pu}(n, f)$. При анализе подбарьерных резонансов использовались выражения для плотности уровней по модели ферми-газа. Если же при расчёте плотностей уровней в первой и второй потенциальной ямах воспользоваться моделью с постоянной температурой, то получаются другие значения энергии возбуждения спонтанно делящегося изомера. Так, при $T = 0,7$ Мэв энергия возбуждения составляет 3,1 Мэв, что совпадает со значением, полученным из анализа функции возбуждения, когда используется выражение (5) для $\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma^2}$ в модели с постоянной температурой.

$\left(\frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma^2}\right)$

Проведенный анализ показывает, что из результатов измерения зависимости сечения образования спонтанно делящихся изомеров от энергии возбуждения нельзя получить однозначный ответ об энергии изомерного состояния.

По-видимому, только прямое измерение позволит однозначно определить энергию возбуждения изомерного уровня.

Точное значение энергии возбуждения дает возможность более определенно судить о зависимости отношения нейтронной и делительной ширины от энергии при больших деформациях.

Авторы глубоко признательны П.Л. Капице и Г.Н. Флерову за поддержку и постоянный интерес к работе, С.П. Капице за стимулирование исследований, А.В. Игнатьюку за полезное обсуждение и А.А. Колосову за техническую помощь, а Г.В. Букланову за изготовление мишени.

Литература

1. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плева, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.А. Фомичёв. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
2. E. Migneco, G. Theobald. Nucl.Phys., A112, 603 (1968).
3. С.П. Капица, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачёв, Ю.М. Ципенюк. ЯФ, 11, 508 (1970).
4. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1968).
5. C. Gustafson, I.L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. Arkiv for Fysik, 36, 613 (1967).
6. S.G. Burnett, H.C. Britt, B.H. Erkkila, W.E. Stein. Phys. Phys.Lett., 31B, 523 (1970).
7. M.G. Silbert. LASL Rep. LA-4108-MS (1969).
8. С.П. Капица, В.Н. Мелехин, Б.С. Закиров, Л.М. Зыкин, Э.А. Лукьяненко, Ю.М. Ципенюк. ПТЭ, 1, 13 (1969).
9. Ю.П. Гагрский, Б.Н. Марков, Ю.М. Ципенюк. ЯФ, 11, 54 (1970).
10. Yu.P. Gangrsky, B.N. Markov and Yu.M. Tsipenyuk. Phys. Lett., 32B, 182 (1970).

11. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, И.Ф. Харисов, Ю.М. Ципенюк. Письма в ЖЭТФ, 14, 370 (1971).
12. J.D. Jackson. *Canad. J. Phys.*, 34, 767 (1956).
13. Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг. Методы синтеза тяжелых ядер. Атомиздат, 118, (1968).
14. S. Jäger. *Phys.Lett.*, 32B, 571 (1970).
15. S. Jäger. *Nucl.Phys.*, A137, 241 (1969).
16. Дж.Р. Юизенга и Р. Ванденбош. Ядерные реакции. Атомиздат, 51 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1972 года.