

## НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ДЕЙТРОНАМИ И НОВАЯ СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ\*

В. И. Серов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Анализ экспериментальных данных по делению ядер в реакции ( $d, pf$ ) позволяет сделать заключение, что имеется другой канал реакции деления через образование синглетного дейтрона и прямое резонансное заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах. При этом происходит неполная передача энергии реакции протону, так как делящееся ядро и протон находятся по разные стороны барьера деления. Впоследствии эта энергия проявляется либо как дополнительные нейтроны, либо как дополнительная кинетическая энергия осколков деления. Увеличенная ширина протонных пиков во втором потенциальном минимуме связана с трехчастичным характером заселения этих состояний. В реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  наблюдаются вращательная полоса с  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3,0$  кэВ, отвечающая состояниям во второй потенциальной яме при  $E_0^{mf1} = 2,60 \pm 0,02$  МэВ, и вращательная полоса в третьей потенциальной яме с  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 2,0$  кэВ и  $E_0^{mf2} = 2,26 \pm 0,02$  МэВ. Выявлена система эквидистантных динейтронных состояний.

**Ключевые слова:** деление дейтронами, расщепление дейтронов, синглетный дейтрон, деформации, динейтронные состояния.

**A NEW MECHANISM OF DEUTERON-INDUCED HEAVY NUCLEAR FISSION REACTION AND A NEW STRUCTURE OF EXCITED STATES / V. I. SEROV** // Analysis of the experimental data on nuclear fission by ( $d, pf$ ) reaction suggests a conclusion that there is another channel of fission reaction through generation of singlet deuteron and direct resonance population of the states in second and third potential wells. The wider proton peaks at second potential minimum are due to three-particle population pattern of these states. The  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  reaction shows a rotational band with  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3.0$  keV that fits the states in second potential well at  $E_0^{mf1} = 2.60 \pm 0.02$  MeV and a rotational band in third potential well with  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 2.0$  keV and  $E_0^{mf2} = 2.26 \pm 0.02$  MeV. This involves incomplete transfer of reaction energy to the proton, which is observed subsequently either as extra neutrons or as complementary kinetic energy of fission fragments. Systems of equidistant dineutron states are identified.

**Key words:** fission by deuterons, splitting of deuterons, singlet deuteron, deformation, dineutron states.

### Введение

Наши представления о делении нечетных ядер дейтронами через два канала реакции основаны на обнаружении резонансов в выходах нейтронов деления в реакциях  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  и  $^{233}\text{U}(d, pf)$  [1, 2] при некоторых энергиях возбуждения  $E^* < \varepsilon_n$  без соответствующих им изменений полной кинетической энергии осколков деления [3] ( $\overline{TKE}$ ). Эти данные свидетельствуют о кажущемся дополни-

тельном выделении энергии при делении. Действительно, увеличенному выходу нейтронов деления, в среднем на 25 % при  $E^* = 5,8$  МэВ, которому соответствует  $\overline{\Delta\nu} = 0,6$  нейтрона, должно отвечать уменьшение  $\overline{TKE}$  на  $\Delta\overline{TKE} \approx 3,5$  МэВ  $\pm 1,0$  МэВ. Возможные изменения  $\overline{TKE}$  в этой области энергий возбуждения  $< 0,3$  МэВ [3]. Это свидетельствует о неправильном определении  $E^*$ . В реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  положение этих резонансов совпадает с положением резонансов при образовании изомер-

\* Статья публикуется в порядке дискуссии.

ра формы со временем жизни 4 нс [4], тем самым это указывает, что резонансы в выходах нейтронов деления обязаны состояниям во втором потенциальном минимуме. При этом резонансы в выходе нейтронов наблюдаются при регистрации всех нейтронов деления, а выход изомера формы составляет  $\sim 10^{-4}$  относительно полного сечения деления.

В работе [3] наблюдалось резонансное возрастание  $\overline{TKE}$  на  $\approx 2,5$  МэВ при  $E^* = 4,60$  МэВ в измерениях под  $0^\circ$  относительно линейной зависимости  $\overline{TKE}$  в области  $E^* 4,0-9,0$  МэВ в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ .

В нашей работе [1] показано, что эти данные можно объяснить предположением о делении через образование синглетного дейтрона с кинетической энергией на 2,3 МэВ меньшей, чем энергия первичного дейтрона. В таком случае за счет больших размеров синглетного дейтрона резонансно может происходить прямое заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах, а за счет последующего деления через меньшие потенциальные барьеры вероятность этого канала реакции может превосходить деление через заселение состояний обычными дейтронами.

Такое заселение происходит в результате процесса распада трехчастичной системы, образованной из синглетного дейтрона и нечетного нейтрона начального ядра. При этом происходит уширение протонного пика, образованного после захвата дейтрона на возбужденные состояния во второй и третьей потенциальных ямах.

В этом случае происходит неполная передача энергии реакции протону, так как делящееся ядро и протон находятся по разные стороны барьера, и выражение (1) не всегда выполняется:

$$E_p = E_d - \varepsilon_d + \varepsilon_n - E^* - \Delta E, \quad (1)$$

где  $E^*$  – энергия возбуждения делящегося ядра;  $E_d$  – кинетическая энергия налетающего дейтрона;  $E_p$  – кинетическая энергия вылетающего протона;  $\varepsilon_d$  – энергия связи дейтрона;  $\varepsilon_n$  – энергия связи нейтрона в делящемся ядре;  $\Delta E$  – небольшая поправка на движение центра масс системы.

Энергия реакции, не переданная протону при меньшей кинетической энергии синглетного дейтрона, передается делящемуся ядру и проявляется увеличением выхода нейтронов деления или возрастанием  $\overline{TKE}$  при соответствующих энергиях возбуждения. Однако при  $E^* > 5,0$  МэВ энергия возбуждения делящегося ядра передается протону полностью и выражение (1) выполняется.

Вклад этого канала реакции может составлять 20 % при энергиях возбуждения выше барьера деления. Этот канал реакции деления проявляется и во взаимодействии тяжелых ядер с нейтронами, но с меньшей амплитудой, так как при взаимодействии с нейтронами преимущественно заселяются одночастичные состояния.

## Взаимодействие дейтронов с тяжелыми ядрами вблизи границы ядра

Синглетным дейтроном мы назвали виртуальное состояние обычного дейтрона, в котором спины протона и нейтрона антипараллельны.

Энергия виртуального состояния составляет  $\varepsilon \approx 70$  кэВ, т. е. система нестабильная, но время жизни этой системы достаточно для ее взаимодействия с начальным ядром.

Так, расщепление дейтрона в кулоновском поле тяжелого ядра и образование синглетного дейтрона происходит резонансно за счет взаимодействия протона и нейтрона с антипараллельными спинами [5]. Это произойдет на расстоянии  $R = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / 2,226 \approx 50$  Ферми от ядра. За счет взаимодействия протона и нейтрона с  $\varepsilon_0 \approx 70$  кэВ на расстоянии 50 Ферми нейтрон может отклониться на расстояние  $r = \sqrt{35 \cdot 10^3 / 5 \cdot 10^6 \cdot 50} \approx 4,5$  Ферми при  $E_d = 12$  МэВ, что меньше размера тяжелого ядра, который составляет  $\approx 8$  Ферми.

Другой критической величиной при взаимодействии дейтрона с тяжелым ядром является энергия кулоновского взаимодействия налетающей системы с начальным ядром, равная примерно 8,0 МэВ = 2,3 МэВ + 5,646 МэВ, где 5,646 МэВ – энергия вырывания нечетного нейтрона из начального ядра  $^{239}\text{Pu}$ . В этом случае за счет кулоновского взаимодействия налетающего синглетного дейтрона с начальным ядром может произойти вырывание нечетного нейтрона из начального ядра и образование трехчастичной системы с малой относительной энергией взаимодействующих частиц. Действительно, в наших исследованиях реакции для  $^{232}\text{Th}(t, f)$  при  $E_t = 9,31$  МэВ наблюдался минимум, обязанный образованию системы  $(t, p2n)$  вблизи ядра [6]. И даже в этом случае расстояние центра тяжести системы от ядра составляет  $R \approx 14$  Ферми, что также превосходит размер ядра.

Дальнейшее поведение этой системы определяется формой потенциальной энергии вблизи ядра. Согласно Струтинскому В. М., в зависимости потенциальной энергии от деформации делящегося ядра имеется второй минимум. Однако расчеты

для потенциала аксиально-симметричного гармонического осциллятора показывают, что может быть несколько потенциальных минимумов с деформациями, при которых отношение осей эллипсоида равно малым целым числам (1, 2, 3...) – см. фиг. 6.48 в [7]. В таком случае, при взаимодействии в образовавшейся трехчастичной системе, может быть заселение состояний во всех образовавшихся потенциальных минимумах, в соответствии с размерами и полной энергией трехчастичной системы. Согласно Базю А. И. [5], спектр третьей частицы (в данном случае, протона относительно дейтрона) в трехчастичном распаде определяется выражением

$$n(\varepsilon) = A_0 2 / \pi (\varepsilon_1 / E_0)^{3/2} 2 E_0 / \Gamma (\Gamma^2 / 4) / \left/ \left( (\varepsilon - E_0)^2 + (\Gamma^2 / 4) \right) \sqrt{\varepsilon (E - \varepsilon)} d\varepsilon / 2\varepsilon_1, \quad (2) \right.$$

где  $A_0$  – некоторая константа, не зависящая от энергии;  $\varepsilon_1$  – константа размерности энергии, численно равная энергии, которую имеет частица с  $\varepsilon_1 \approx \hbar^2 / 2\mu R^2$ , массой  $\mu$ , заключенная в объеме радиуса  $R$ ;  $\Gamma/2$  – полуширина состояния в данной потенциальной яме;  $E_0$  – энергия заселяемого состояния.

Эта зависимость имеет узкий резонанс вблизи  $E_0$ . Ширина резонанса вокруг  $\varepsilon = E_0$  при  $\varepsilon_1 \approx E_0$  будет составлять

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{E_0 / 2\Gamma} \cdot \Gamma,$$

т. е. может существенно превосходить естественную ширину уровня в данной потенциальной яме.

На рис. 1 графически изображена схема процесса. Можно предположить, что энергии основного состояния в первой и второй потенциальных ямах примерно одинаковы.

В таком случае для состояния с  $E_0 = 4,9 - 2,3 = 2,6$  МэВ из реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  по данным [6], которое мы определили в [1] как основное во второй потенциальной яме, будем иметь

$$\Gamma = 2(\Delta\varepsilon)^2 / \varepsilon_0 \approx 8,3 \cdot 2 \cdot 10^6 / 2,6 \cdot 10^6 \approx 6 \text{ эВ}.$$

Экспериментальную ширину пика с  $E_0 = 2,6$  МэВ согласно [6] мы приняли равной  $5,6/2$  кэВ (энергетическое разрешение в работе составляло  $\approx 3$  кэВ).

Таким образом, уширение пиков в спектре протонов из реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  при  $E^* = (4,9 - 5,3)$  МэВ обязано трехчастичному характеру заселения состояний. (При ширине пика 6 эВ мы наблюдаем общую ширину двух пиков  $\sim 6,0$  кэВ.)

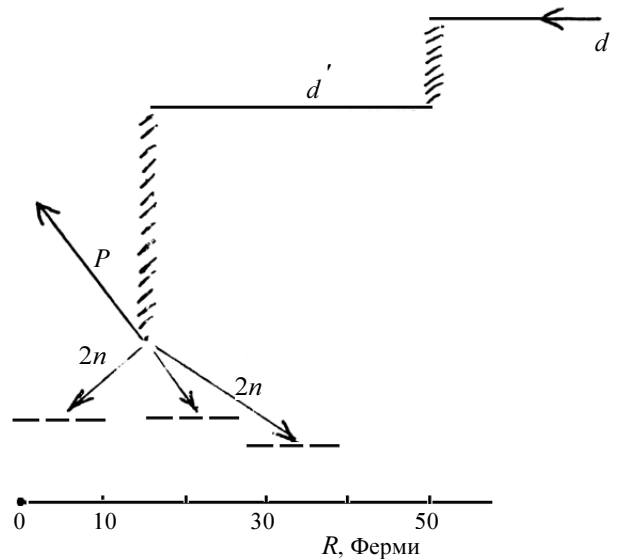


Рис. 1. Схема процесса с участием синглетного дейтрона

### Деление $^{240}\text{Pu}^*$ в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$

По современной модели деление ядер в реакции  $(d, pf)$  происходит после образования составного ядра в реакции  $(d, p)$ , заселения состояний в первой потенциальной яме и последующего деления через два барьера деления [6, 7]. Однако, как показывает сравнение экспериментальных данных реакций  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  и  $^{233}\text{U}(d, pf)$ , полученных с энергетическим разрешением  $< 7$  кэВ, в рамках этих представлений не удастся получить описание узких резонансов в зависимости делимости ядра от энергии возбуждения (рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость делимости  $P_f(E^*)$  для реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  по данным работы [7], измеренная с энергетическим разрешением 60 кэВ, и проведена аппроксимирующая кривая по минимальным значениям  $P_f(E^*)$ . Отклонения от этой кривой определяют области резонансов и потенциальных минимумов у ядра  $^{240}\text{Pu}^*$ .

Действительно, это согласуется с измеренной нами зависимостью анизотропии вылета осколков деления от энергии возбуждения в этой же реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  [2], приведенной на рис. 4.

Анизотропия вылета осколков деления является важной характеристикой процесса деления ядер и имеет характерные особенности при делении ядер с малым спином начального ядра. Видно, что наблюдаются отчетливые максимумы при  $E^* = (5,8 \pm 0,05)$  МэВ,  $(5,0 \pm 0,05)$  МэВ,  $(4,6 \pm 0,1)$  МэВ,  $(4,1 \pm 0,1)$  МэВ. Согласно квазиклассическим пред-

ставлениям, максимумы в зависимости анизотропии от энергии возбуждения находятся вблизи барьеров деления.

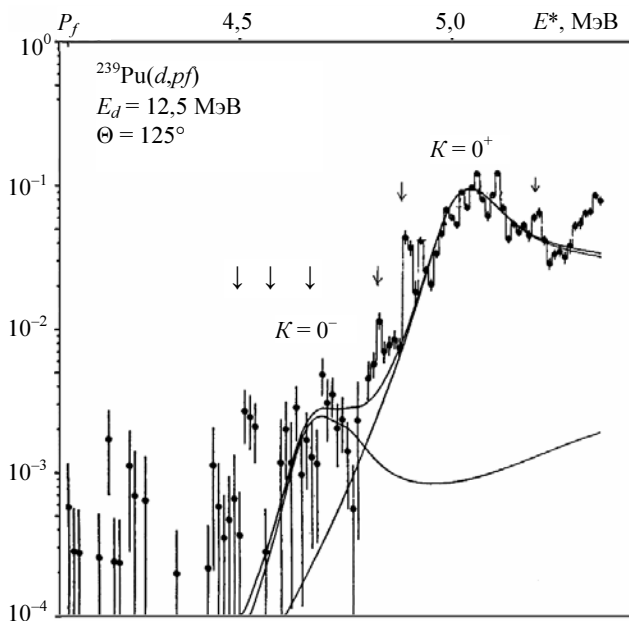


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные данные зависимости делимости ядра  $^{240}\text{Pu}^*$  от энергии возбуждения [6]. Экспериментальные точки соответствуют усреднению по интервалу энергий возбуждения 10 кэВ. Пики, помеченные стрелками, отвечают энергиям возбуждения по (1) – 4,52 МэВ, 4,6 МэВ, 4,82 МэВ, 4,9 МэВ, 5,2 МэВ, соответственно

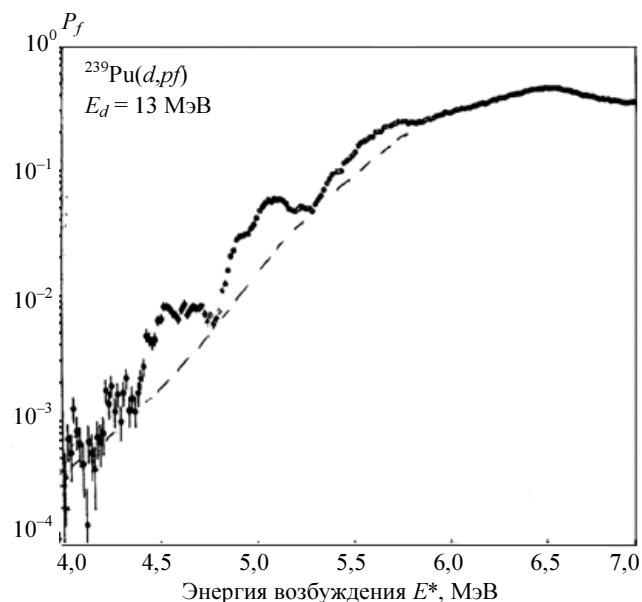


Рис. 3. Зависимость делимости ядра  $^{240}\text{Pu}$  в реакции  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  (эффект углового распределения игнорирован) [7]

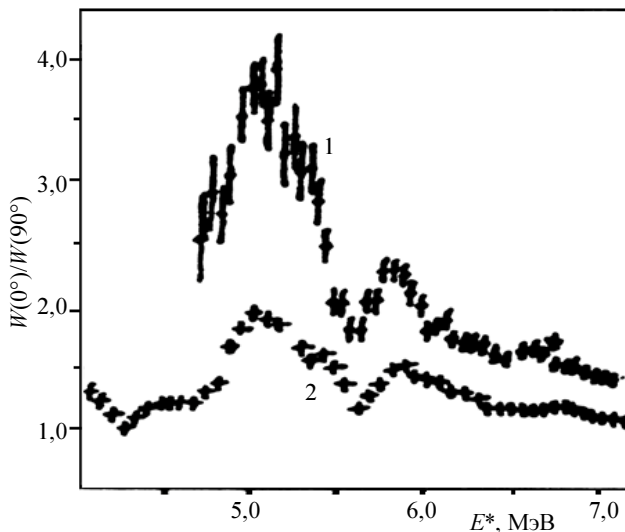


Рис. 4. Анизотропия вылета осколков деления: 1 – в реакции  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  при  $E_d = 15,0$  МэВ [12]; 2 – наши данные при  $E_d = 11,7$  МэВ,  $\Theta_p = 143^\circ$  [2]

Действительно, вблизи барьера деление происходит через состояния с  $K = 0^+$ . Анизотропия вылета осколков деления определяется отношением  $J/K$ , где  $J$  – полный момент делящегося ядра. После барьера деление с заметной вероятностью происходит и через состояния с другими значениями  $K$ , а с ростом энергии возбуждения возрастают значения  $J$ -состояний, через которые происходит деление. В таком случае величина анизотропии в зависимости от энергии возбуждения достигает своего максимума на барьере деления при энергетическом разрешении  $\Delta E$ , существенно большем среднего расстояния между уровнями делящегося ядра.

Поэтому у делящегося ядра  $^{240}\text{Pu}^*$  можно ожидать, по крайней мере, четыре барьера деления при  $E_A = (5,8 \pm 0,05)$  МэВ,  $E_B = (5,0 \pm 0,05)$  МэВ,  $E_C = (4,6 \pm 0,1)$  МэВ и  $E_D = (4,1 \pm 0,1)$  МэВ и три потенциальные ямы между ними при  $E^* = (5,3 - 6,2)$  МэВ,  $(4,8 - 5,3)$  МэВ, и  $(4,3 - 4,8)$  МэВ.

Попробуем определить характеристики возбужденных состояний, находящихся в этих потенциальных минимумах. На рис. 5 приведен спектр протонов из реакции  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  из работы [6], измеренный с энергетическим разрешением 3 кэВ. Мы уже в [1] определили, что пик при  $E^* = 4,9$  МэВ обязан возбужденным состояниям при  $E_0 = 2,60$  МэВ в первой и второй потенциальных ямах, возбуждаемых синглетным дейтроном, с вероятным расстоянием между уровнями  $\approx 3$  кэВ. Согласно зависимости потенциала, в форме осциллятора могут наблюдаться эквидистантные состояния [5]. В таком случае наблюдающийся дублет при  $E^* \approx 5,2$  МэВ

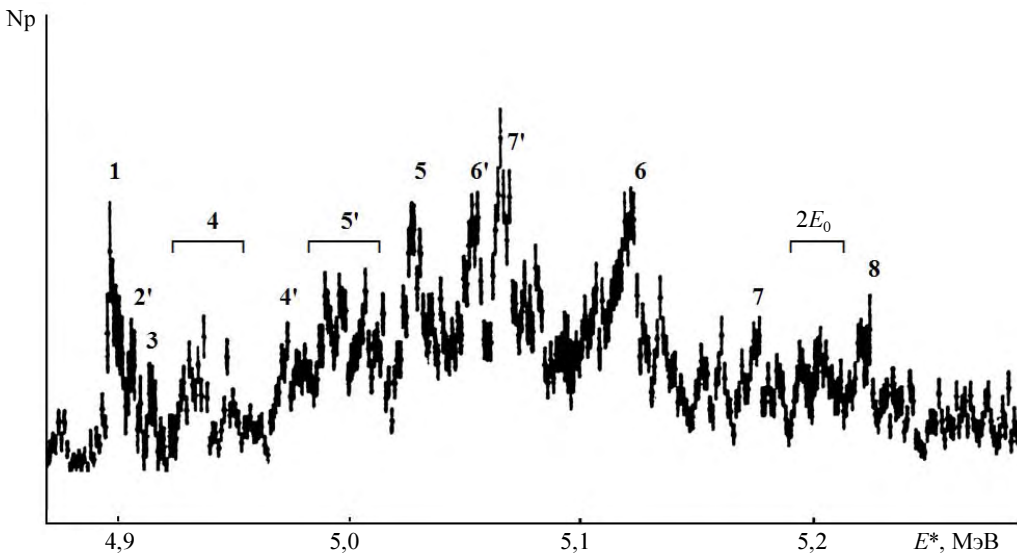


Рис. 5. Спектр протонов реакции  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  из [6], разрешение по энергии – 3 кэВ

с расстоянием между уровнями  $\approx 7$  кэВ скорее всего и является таким состоянием. При  $E^* \approx 2,6$  МэВ эти состояния составляли один общий пик с полушириной 5,6 кэВ, а при  $E^* = 5,2$  МэВ эти состояния разделились. С другой стороны, состояние, обозначенное цифрой 3, можно принять за второе вращательное состояние во второй потенциальной яме с  $\Delta E = \hbar^2/2\mathfrak{I} \cdot (J \cdot (J+1)) = 18$  кэВ и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3,0$  кэВ. Мультиплет состояний, обозначенный цифрой 4, обязан расщеплению (за счет снятия вырождения по  $L$ ) вращательного состояния с  $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 6,6$  кэВ в первой потенциальной яме и  $\Delta E^* = 40$  кэВ. С этими представлениями согласуются и положения состояний 5, 6, и 8, заселяемых при  $\mathfrak{I} = 6^+, 8^+$  и  $10^+$  во второй потенциальной яме при  $\Delta E^* = 128 \pm 3, 223 \pm 3, 326 \pm 3$  и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (3,0 \pm 0,1)$  кэВ в соответствии с формулой  $E = E_0 + \hbar^2/2\mathfrak{I} \cdot \mathfrak{I}(\mathfrak{I}+1)$  и  $E_0 = 2,60$  МэВ. Ширины этих состояний также  $> 5$  кэВ.

Видно также, что вблизи основания пика 5 наблюдается сложная структура состояний, которая может быть обязана вращательному состоянию с примерно вдвое большей величиной  $\hbar^2/2\mathfrak{I}$ , чем у состояния с  $\Delta E^* = 128$  кэВ при  $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 3,0$  кэВ, так как этим состояниям отвечают разные значения  $J = 6^+$  во второй потенциальной яме и  $J = 4^+$  в первой потенциальной яме. В таком случае структура (пик 7) при  $\Delta E^* = 281$  кэВ может быть обязана вращательному состоянию с  $J = 8^+$  и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 6,8$  кэВ в первой потенциальной яме.

Таким образом, мы отчетливо наблюдаем относительно широкие пики с полушириной  $> 5$  кэВ, соответствующие вращательным состояниям во второй потенциальной яме с  $E_0 = 2,60$  МэВ и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} =$

$= (3,0 \pm 0,1)$  кэВ, и мультиплетную группу состояний (за счет снятия вырождения по  $L$ ) с примерно вдвое меньшим моментом инерции и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 6,7$  кэВ и практически с тем же значением  $E_0$ .

В этой же области энергий возбуждения наблюдаются и состояния, которые могут быть обязаны кулоновскому возбуждению синглетным дейтроном уровней начального ядра  $^{239}\text{Pu}$ , также отсчитываемых от  $E_0 = 2,60$  МэВ.

В таком случае находит объяснение основная часть протонных пиков в области 4,9 – 5,25 МэВ.

Проанализируем область энергий возбуждения 4,4 – 4,85 МэВ в зависимости делимости ядра  $^{240}\text{Pu}^*$  от  $E^*$ , приведенную на рис. 2. Наиболее характерными здесь являются узкие интенсивные пики при  $E^* = 4,52$  и 4,82 МэВ и в такой же степени интенсивные возрастания при  $E^* = 4,6$  и 4,69 МэВ.

Все эти данные можно согласованно объяснить тем, что при  $E^* = (4,52 \pm 0,01)$  МэВ находится второе динейтронное состояние в третьей потенциальной яме. Последующие экспериментальные данные не противоречат положению, что основное состояние  $^{240}\text{Pu}^*$  в третьей потенциальной яме находится при  $E^* = (4,60 - 2,30) = (2,30 \pm 0,02)$  МэВ, а пики, ответственные за вращательные состояния с  $J = 6^+$  и  $10^+$  в третьей потенциальной яме, находятся при  $E^* = (4,69 - 2,30) = 2,39$  МэВ и  $E^* = (4,82 - 2,30) = 2,52$  МэВ.

В таком случае величина  $\hbar^2/2\mathfrak{I}$  может быть равной  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,52 - 2,3)/(J \cdot (J+1)) = 2,0$  кэВ и  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,39 - 2,3)/(J \cdot (J+1)) = 2,15$  кэВ. Поэтому наиболее вероятным значением является  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,0 \pm 0,1)$  кэВ, а величина  $E_0$  имеет наиболее вероятное значение  $E_0 = (2,26 \pm 0,02)$  МэВ как ос-

новное состояние в третьей потенциальной яме.

На рис. 6 приведены полученные в отдельном эксперименте данные об изменении распределения осколков деления по массам (кинетическим энергиям) в области резонанса  $E^* = (7,80 \pm 0,10)$  МэВ в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  при ширине резонанса  $\approx 0,3$  МэВ [8]. В эксперименте все осколки деления были разделены на три группы: область наиболее легких и соответствующих им наиболее тяжелых осколков деления (наиболее энергичных и имеющих наименьшую кинетическую энергию) (область I), область наиболее вероятных осколков деления (область II) и область осколков деления равных энергий (область III). Исследовалось относительное изменение выходов разных групп осколков деления в зависимости от  $E^*$ .

Видно, что при  $E^* = (5,32 \pm 0,1)$  МэВ,  $E^* = (6,8 \pm 0,1)$  МэВ и  $E^* = (7,8 \pm 0,1)$  МэВ наблюдаются заметные изменения в распределении осколков деления по массам. Эти изменения наиболее правдоподобно можно связать с испусканием околomagических осколков деления (область масс 128–134). Энергия  $5,32 \pm 0,1$  МэВ близка к энергии второго динейтронного состояния во второй потенциальной яме, а энергии возбуждения  $7,8 \pm 0,1$  МэВ и  $6,8 \pm 0,1$  МэВ отвечают третьим динейтронным состояниям во втором  $3 \cdot 2,6 = 7,8$  МэВ и третьем  $3 \cdot 2,26 = 6,8$  МэВ потенциальных минимумах.

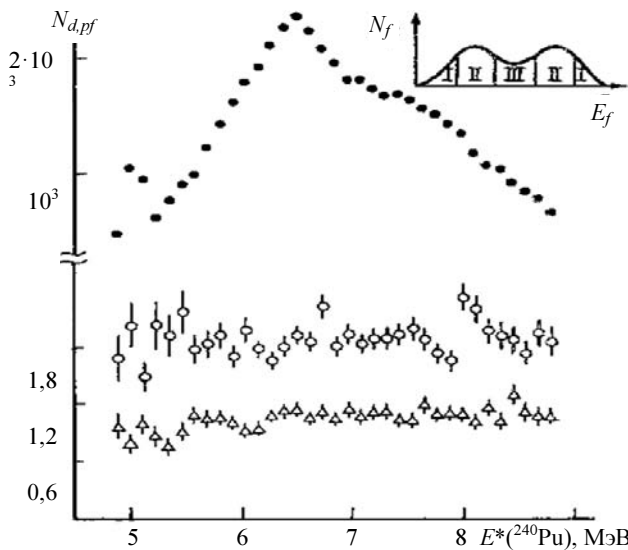


Рис. 6. Результаты исследования реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  при  $E_d = 11,7$  МэВ: ● – сечение реакции; ○ – отношение данных для группы осколков, соответствующих наиболее вероятному делению (область II), и группы осколков равных энергий (область III),  $\theta_f = 90^\circ$ ; Δ – отношение данных для группы осколков, соответствующих асимметричному делению (область I), и группы осколков равных энергий (область III),  $\theta_f = 0$ . В правом верхнем углу приведен спектр осколков деления

## Особенности деления $^{239}\text{Pu}$ нейтронами и в реакции $(d, pf)$

Рассмотрим, как проявляются динейтронные состояния при взаимодействии тяжелых ядер с нейтронами. Уже ранее [11] мы установили, что динейтронные состояния проявляются не только в делимостях, но и в изменении таких характеристик деления, как  $\nu_p(E_n)$  и  $\overline{TKE}(E^*)$ .

На рис. 7 приведены данные о зависимости среднего числа мгновенных нейтронов, приходящихся на акт деления  $\nu_p$  из работы [9] для реакции  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ . Видно, что при  $E_n = 1,26$  МэВ наблюдается небольшое, но статистически значимое уменьшение  $\nu_p$  на 3,5 % при точности 1 % и одновременное уменьшение  $\overline{E}_k$  осколков деления на 0,15 МэВ при возможной ошибке  $\pm 0,05$  МэВ. Эта энергия нейтронов отвечает энергии возбуждения 7,8 МэВ, которая совпадает с энергией возбуждения, при которой происходит перераспределение осколков деления по массам, и соответствует положению третьего динейтронного состояния  $2,6 \cdot 3 = 7,80$  МэВ во второй потенциальной яме.

Нерегулярности в  $\nu_p$  и  $\overline{TKE}$  и изменения распределения осколков деления по массам свидетельствуют о существовании специфических состояний, о чем мы уже писали ранее [10].

Наблюдающиеся отклонения в  $\nu_p$  и  $\overline{E}_k$ , на первый взгляд, невелики. Однако при вкладе этого канала реакции  $\sim 20\%$  отклонение  $\nu_p$  нужно увеличить в  $\sim 5$  раз, и ему будет отвечать меньшее значение  $\nu_p$ .

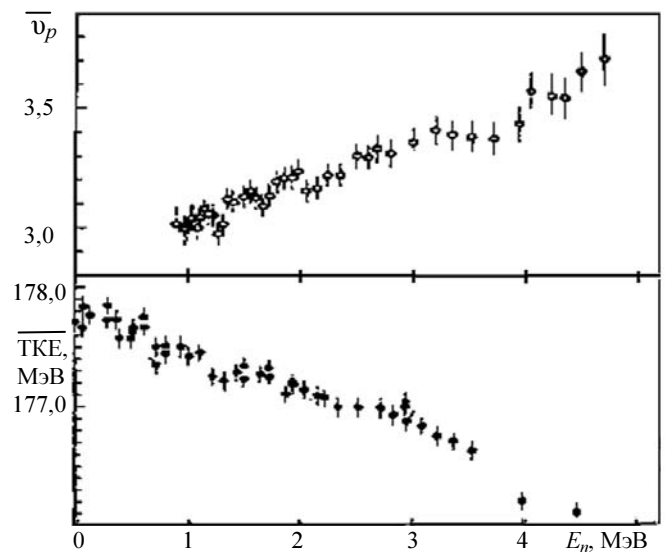


Рис. 7. Зависимость  $\overline{\nu}_p$  и  $\overline{TKE}$  от энергии быстрых нейтронов при делении  $^{239}\text{Pu}$  [9]

И действительно, уменьшение выхода нейтронов деления по направлению движения осколков деления в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ , по нашим данным (рис. 8), при  $E^* = 7,8$  МэВ уже  $\approx 15\%$ , а при  $E^* = 5,75$  МэВ увеличение на  $\approx 30\%$ , что означает существенно больший вклад этого канала реакции в делении дейтронами.

При измеренной с хорошей точностью зависимости  $\nu_p(E_n)$  в реакции с нейтронами и наличием заметного числа точек (15), согласующихся с этой зависимостью в области  $E^* = (5,5 - 9,0)$  МэВ, указанное уменьшение выхода нейтронов в реакции  $(d, pf)$  при  $E^* = 7,8$  МэВ является несомненным.

Появление такого характерного изменения выхода нейтронов для данного канала реакции в резонансах – при  $E^* < \varepsilon_n$  увеличение, а при  $E^* > \varepsilon_n$  умень-

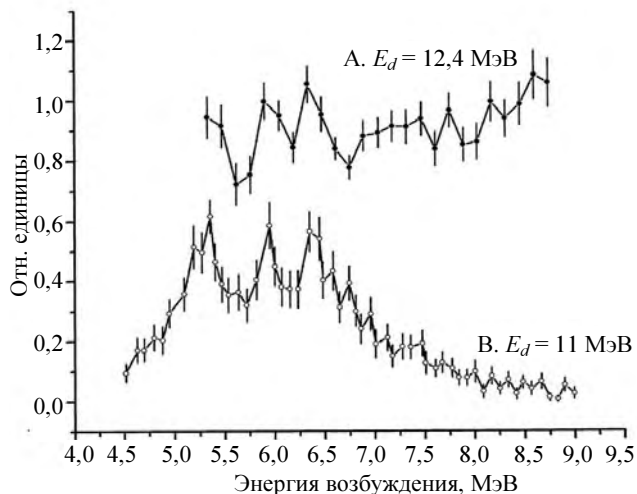


Рис. 8. Выход нейтронов деления по направлению движения осколков деления из реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  при  $E_d = 12,4$  МэВ [1] (A) и дифференциальное поперечное сечение образования изомера формы  $^{240}\text{Pu}^{mf}$  [4] (B)

шение – обязано тому, что при  $E^* - \varepsilon_n = E_n > 0$  эмиссия нейтронов является конкурирующим процессом по отношению к делению. Из-за связи нейтронного и делительного каналов в резонансе при увеличении выхода нейтронов в нейтронном канале происходит обеднение нейтронами делящегося ядра, что и проявляется в уменьшении  $\nu_p$  при делении.

Разная ширина резонансов в нейтронном канале и в реакции  $(d, pf)$  означает, что состояния, которым соответствуют резонансы двухчастичные, – динейтронные, а в одночастичном нейтронном канале их ширина мала.

Увеличение ширины резонансов в реакции  $(d, pf)$  при  $E^* > \varepsilon_n$  связано с тем, что в области  $E^* - \varepsilon_n > 0$  связанного динейтрона не существует. Видно также, что энергии возбуждения резонансов при  $E^* > 5,0$  МэВ соответствуют их определению по формуле (1). По-видимому, это связано с тем, что энергия 2,30 МэВ, затраченная на развал дейтрона на первом этапе реакции при энергиях возбуждения меньших высот барьеров деления, передается делящемуся ядру впоследствии, а при  $E^*$  больших высот барьеров деления – участвует в общем энергетическом балансе с начала процесса деления.

Попробуем обнаружить в экспериментах резонансы в делимостях ядер, за счет заселения состояний в первой потенциальной яме в реакции  $(d, pf)$  с обычными дейтронами и обязанными состояниям изомеров формы во второй и третьей потенциальных ямах. На рис. 9 приведена область низких энергий возбуждения из работы [7]. Видно, что в области  $E^* = (2,0 - 2,5)$  МэВ имеется один участок при  $E^* = 2,22 \pm 0,03$  МэВ, в котором на-

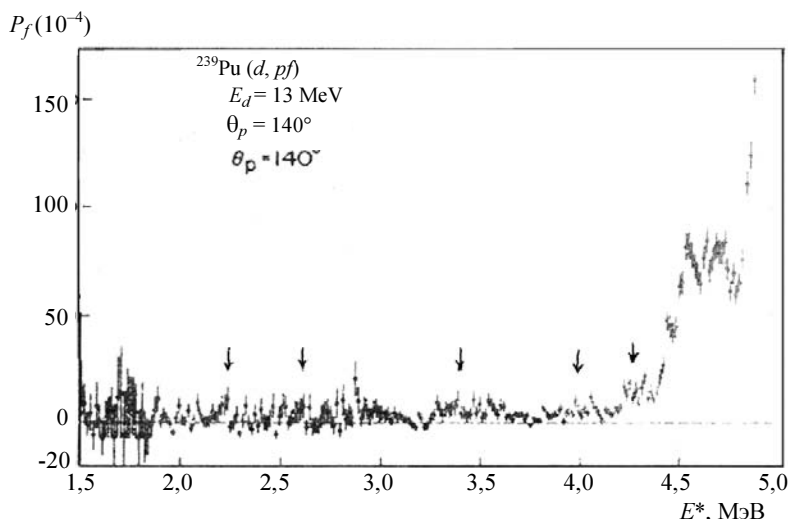


Рис. 9. Зависимость делимости ядра  $^{240}\text{Pu}^*$  в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  в области  $E^* < 4,5$  МэВ по данным [8]



наблюдается превышение над фоном в трех соседних точках. Эта энергия возбуждения близка к положению основного состояния изомера в третьей потенциальной яме. Следующий участок энергий возбуждения, которому отвечает реальное превышение над «фоновым» значением, в нескольких точках отвечает энергии возбуждения  $E^* = 2,60 \pm 0,03$  МэВ. А эта энергия возбуждения близка к энергии основного состояния изомера во второй потенциальной яме. Дальнейший анализ менее однозначен с учетом ожидаемого расщепления уровней при делении из состояний с  $J \neq 0$ , заселяемых в первой потенциальной яме. Тем не менее положения некоторых вибрационных состояний из работы [11] близки к возрастаниям делимости в областях  $E^* = (0,785 - 0,838) + 2,6$  МэВ и  $E^* = (1,00 - 1,56) + 2,6$  МэВ с учетом энергии нижнего состояния изомера формы во второй потенциальной яме.

И наблюдающиеся в [4] резонансы в выходе изомера  $^{240}\text{Pu}^{mf1}$  со временем жизни 4 нс при  $E^* = 4,0$  МэВ и  $E^* = 4,3$  МэВ можно объяснить возбуждением вибрационных состояний во второй потенциальной яме с  $E^* \sim 2,6 + 1,397$  МэВ и  $E^* \sim 2,6 + 1,680$  МэВ [11].

Видно также, что и при более низких энергиях возбуждения ( $E^* \approx 1,9$  МэВ) имеются заметные превышения над фоном. Следовательно, имеется минимум и при меньшем значении  $\hbar^2/2\mathfrak{I} < 2$ .

Таким образом, в области низких энергий возбуждения  $^{240}\text{Pu}$   $E^* < 4,5$  МэВ наблюдаются фактически те же возбужденные состояния, как и при больших энергиях возбуждения, различающиеся только заселением состояний в разных потенциальных ямах при взаимодействии  $^{239}\text{Pu}$  с обычными и синглетными дейтронами.

## Заключение

Проведенный анализ экспериментальных данных по делению ядер в реакции  $^{239}\text{Pu} (d, pf)$  показывает, что только измерения разных характеристик деления (делимостей ядер, угловых распределений осколков деления и их кинетической энергии, выходов нейтронов деления и  $\gamma$ -квантов) позволяют сделать правильное заключение о происходящих процессах. Необходим полный опыт.

Исследования различных характеристик деления в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  приводят к заключению о существовании двух каналов деления в реакции  $(d, pf)$ . Второй канал реакции связан с предварительным резонансным образованием синглетного

дейтрона вдали от ядра с кинетической энергией на 2,3 МэВ меньше, чем энергия налетающего дейтрона, вследствие чего протону передается не вся энергия реакции. При этом происходит прямое резонансное заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах через образование трехчастичной системы. Так деление ядра при этом процессе через основное состояние изомера формы во второй потенциальной яме в  $\sim 10^2$  раз превосходит делимость ядра через заселение этого состояния в первой потенциальной яме в реакции  $(d, pf)$  с обычными дейтронами. Не переданная энергия реакции протону впоследствии передается делящемуся ядру и выделяется либо в виде дополнительных нейтронов (во второй потенциальной яме), либо в виде дополнительной кинетической энергии осколков деления (в третьей потенциальной яме). Заселение возбужденных состояний во всех потенциальных минимумах в трехчастичной реакции приводит к уширению протонных пиков.

В реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  наблюдаются вращательные состояния с  $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = 3,0$  кэВ,  $E_0^{mf1} = 2,60$  МэВ, отвечающие состояниям во второй потенциальной яме и  $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = 2,0$  кэВ,  $E_0^{mf2} = 2,26$  МэВ, отвечающие состояниям в третьей потенциальной яме.

Синглетным дейтроном с заметной вероятностью возбуждаются нижние состояния  $^{239}\text{Pu}$ , которые суммируются с основным состоянием изомера формы во второй потенциальной яме.

В реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  наблюдаются системы эквидистантных двухчастичных динейтронных состояний, которые помогают определять положения основных состояний изомеров формы.

Выявление процесса деления через заселение состояний обычными дейтронами во второй и третьей потенциальных ямах при тех же энергиях возбуждения подтверждает сделанное заключение о наличии двух каналов деления.

Автор благодарен научному руководству РФЯЦ-ВНИИЭФ за поддержку этой работы на всех этапах и профессору Оганесяну Ю. Ц. за полезные обсуждения.

## Список литературы

1. Серов В. И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008, т. 72, № 3. С. 432.
2. Андреев М. Ф., Гладков В. В., Завгородний В. А., Серов В. И. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1345.



3. Patin Y., Jackar J., Sigand J. // Нейтронная физика, часть 5. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9–13 июня 1975 г. С. 300.
4. Goerlach U., Habs D., Just M. et al. // *Z. für Phys.*, 1978, A287. P. 171
5. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. А. // Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. – М.: Наука, 1971, изд. 2, с. 334.
6. Glassel P., Rosler U. et al. // *Nucl. Phys.* 1976. A256. P. 220.
7. Goldstone P. D., Hophins F., Malmin R. E. et al. // *Phys. Rev.* 1978. Vol. 18. P. 1706.
8. Андреев М. Ф., Большаков Ю. М., Гладков В. В., Завгородний В. А., Серов В. И. // *ЯФ.* 1990, т. 51, с. 942–951.
9. Savin M. V., Chochlov Yu. A., Zamjatin Yu. S. et al. // *Nucl. Data for reactors*, Vienna, JAF A, 1970, vol. 11, p. 157.
10. Серов В. И., Абрамович С. Н., Карпешин Ф. Ф. // *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2001, т. 65, № 11, с. 1544.
11. Reiter P., Pansegrau D., Ender C. et al. // *Proc. XV. Nucl. Phys. Divis. Conf. Low Energy Nucl. Dynamics*, April, 18–22. 1995, St. Petersburg. Russia.
12. Britt H. C., Rickey F. A. and Hall W. S. // *Phys. Rev.*, 1968, vol. 175, p. 1525.

Контактная информация –  
Серов Виктор Иванович  
тел.: (83130) 7-74-47

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 34–42.