

## СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Вi И Рb В РЕАКЦИЯХ $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,  
Ю.А.Музычка, Г.С.Попеко, Б.И.Пустыльник, Г.М.Тер-Акопьян,  
В.И.Чепигин

Проведены измерения абсолютных сечений ( $xn$ )- и ( $p, xn$ )-каналов в реакциях  $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$  в области энергий возбуждения 40—70 МэВ. Сравнение экспериментальных сечений с расчетами по модифицированной программе ALICE показало, что удовлетворительное согласие можно получить в предположении о значительном уменьшении барьеров деления для нейтронодефицитных изотопов Рb—Вi. С привлечением данных о сечениях ( $xn$ )- и ( $p, xn$ )-каналов для реакций  $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ ,  $^{24,26}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  проведен анализ степени обоснованности такого заключения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

## Cross Sections of the Production of the Neutron-Deficient Isotopes of Bi and Pb in Reactions $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$

A.N.Andreev et al.

The absolute cross section measurements of the ( $xn$ )- and ( $p, xn$ )-channels in the reactions  $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$  in the excitation energy range of 40—70 MeV were carried out. Experimental cross sections are compared with the model calculations using a modified program ALICE and it is shown that satisfactory agreement can be achieved by the assumption of a significant decrease of the fission barriers for the neutron-deficient isotopes Pb—Bi. The analysis of the validity of this conclusion with the account of the data on the cross sections of the ( $xn$ )- and ( $p, xn$ )-channels for the reactions  $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ ,  $^{24,26}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$  and  $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  is carried out.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

При обсуждении данных о сечениях образования нейтронодефицитных изотопов At и Po в реакциях полного слияния с ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{24,26}\text{Mg}$ <sup>/1/</sup> было отмечено, что степень согласия экспериментальных результатов с расчетом по статистической модели<sup>/2/</sup> постепенно ухудшается по мере увеличения нейтронного дефицита исследуемых нуклидов.

Для наиболее нейтронодефицитных изотопов At и Po, образующихся в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{159}\text{Tb}$ , экспериментальные значения сечений оказались меньше расчетных в 10—15 раз. Для того чтобы выяснить причины такого расхождения, были проведены эксперименты по измерению сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi и Pb в реакциях полного слияния с ионами  $^{40}\text{Ag}$  и  $^{40}\text{Ca}^{3/}$ . Сравнение экспериментальных сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi, образующихся в реакции  $^{40}\text{Ag} + ^{159}\text{Tb}$ , с расчетом показало, что удовлетворительное согласие достигается только при уменьшении значений жидкокапельных барьеров деления для этих изотопов на  $\approx 25\%$  по сравнению со значениями, рассчитанными по модели вращающейся заряженной капли<sup>/4/</sup>. Целью настоящей работы являлось завершение начатых в работе<sup>/3/</sup> экспериментов по измерению сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi и Pb в реакциях  $^{40}\text{Ca} + ^{151,153}\text{Eu}$ , а также анализ всей совокупности полученных результатов.

### Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались выведенные пучки ионов кальция с энергией 215 и 228 МэВ. Изменение энергии ионов с шагом 3—6 МэВ осуществлялось с помощью титановых и алюминиевых поглотителей. Энергия пучка, после прохождения поглотителей, контролировалась по энергии ионов, рассеянных на тонкой ( $200 \text{ мкг/см}^2$ ) золотой фольге на угол  $30^\circ$ , измеряемой поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором. Разброс энергии ионов пучка не превышал 2%. Средняя интенсивность пучка на мишени составляла  $(2-3)10^{11}$  част./с и измерялась цилиндром Фарадея. Мишени были изготовлены из окислов европия толщиной  $(500 \pm 50) \text{ мкг/см}^2$ . Слои окислов наносились на титановые ( $1,35 \text{ мг/см}^2$ ) и алюминиевые ( $0,2 \text{ мг/см}^2$ ) подложки. Толщина мишеней определялась взвешиванием с точностью не хуже 10%. Изотопное обогащение мишени из европия-153 составило 99,1%, из европия-151 — 97,5%.

Отделение продуктов реакций полного слияния от пучка и продуктов реакций передач осуществлялось с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА<sup>/5/</sup>, в котором происходило разделение продуктов реакций по электрической жесткости. Продукты реакций полного слияния фокусировались в детектирующую систему, расположенную в фокальной плоскости сепаратора на расстоянии 12 м от мишени.

Детектирующая система состояла из двух времяпролетных детекторов для измерения времени пролета ядер — продуктов реакций и сборки из семи полупроводниковых детекторов для измерения кинетической энергии ядер отдачи и  $\alpha$ -частиц. Энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов при их охлаждении до температуры 265 К составляло 30—40 кэВ. Электронная аппаратура позволяла получать и накапливать данные об энергии и времени пролета ядер отдачи, времени их прихода в детектор, об энергии и времени  $\alpha$ -распада нуклидов, имплантированных в детектор<sup>16/</sup>.

Измерение эффективности сепарации продуктов реакций полного слияния проводилось непосредственно в каждом эксперименте. Для этой цели использовалась калибровочная реакция  $^{40}\text{Ag} + \text{ест Ду}$ . Толщина мишени из диспрозия составляла  $(600 \pm 50)$  мкг/см<sup>2</sup>. За мишенью устанавливался алюминиевый сборник толщиной 1,8 мг/см<sup>2</sup>, который после 15-минутного облучения переносился за время  $\approx 30$  с к полупроводниковому детектору, расположенному в мишенной камере. В интервале времени 10÷15 мин проводились измерения кривых  $\alpha$ -распада активностей, имплантированных в сборник. Аналогичные измерения проводились для активности, имплантированной в полупроводниковые детекторы, расположенные в фокальной плоскости сепаратора. Сравнение этих данных позволяло определить величину эффективности сепарации с точностью 25%.

Наблюдавшиеся в рабочих экспериментах  $\alpha$ -активности принадлежали, в основном, изотопам висмута и свинца, которые образовывались из компаунд-ядер в  $(xn)$ - и  $(p,xn)$ -каналах реакций. Идентификация нуклидов проводилась по энергии  $\alpha$ -переходов, периоду полураспада и по функциям возбуждения. Характеристики изотопов, используемые для идентификации, брались из работ<sup>7-10/</sup>. Были проведены измерения выходов  $\alpha$ -активностей в диапазоне энергий возбуждения составного ядра 45—70 МэВ. При расчетах энергий возбуждения компаунд-ядра энергия пучка ионов считалась равной энергии в середине мишени. Потери энергии в подложке и слое мишени учитывались по таблицам<sup>12/</sup>. Для расчета величины  $Q$ -реакции использовались таблицы масс<sup>13/</sup>. Статистическая ошибка для большинства экспериментальных результатов не превышала 5%. Контроль, проведенный по воспроизводимости результатов отдельных измерений, показал, что точность измерений составляет 25% для относительных выходов  $\alpha$ -активностей. Для вычисления абсолютных значений сечений использовались значения вероятностей  $\alpha$ -распада нуклидов ( $\alpha$ -вилки) из работ<sup>7,8,11/</sup>. На рис. 1 и 2 показан вид функций возбуждения для  $(xn)$ - и  $(p,xn)$ -каналов реакций  $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$

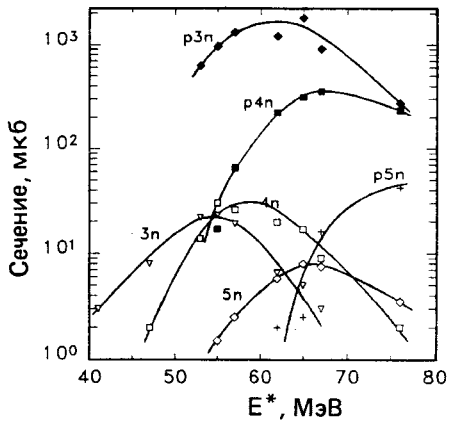


Рис. 1

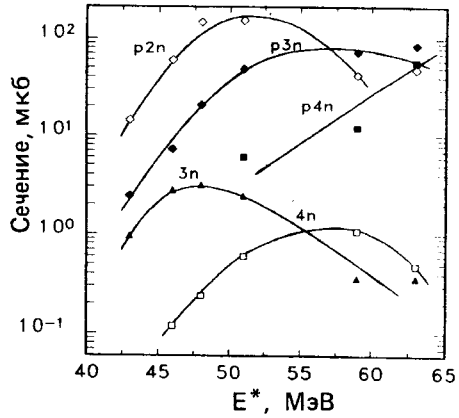


Рис. 2

Таблица 1. Функции возбуждения в реакции  $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$

E*, МэВ	Сечение, мкб					
	3n	4n	5n	p3n	p4n	p5n
41*	3					
47*	8	2				
53*	22	14		620		
55*	23	30	1,5	950	17	
57	19	26	2,5	1300	65	
62	6	20	6,5	1200	220	2,0
65*	5	17	8,0	1800	310	2,5
67	3	8	7,5	900	350	16
76		2	3,5	270	230	42

\* Данные из [3/]

Таблица 2. Функции возбуждения в реакции  $^{151}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$

E*, МэВ	Сечение, мкб				
	3n	4n	p2n	p3n	p4n
43	0,8		12	2	
46	2,3	0,1	50	6	
48	2,6	0,2	125	17	
51	2,0	0,5	130	40	5
59	0,3	0,9	35	60	10
63	0,4	0,4	45	70	47

и  $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$ . В табл. 1 и 2 приведены измеренные значения абсолютных сечений. Погрешность измерений абсолютных сечений составляет, по нашим оценкам,  $\pm 40\%$  для изотопов висмута и  $\pm 60\%$  для изотопов свинца и определяется точностью измерения эффективности сепарации компаунд-ядер, толщины и однородности мишени, тока и энергии пучка бомбардирующих ионов, а также точностью табличных значений для  $\alpha$ -вилок.

## Обсуждение результатов

Для анализа экспериментальных данных нами использовалась модифицированная программа ALICE, основанная на широко распространенном статистическом подходе для расчетов процесса девозбуждения образующихся компаунд-ядер. Подробно эта программа расчетов описывалась нами ранее<sup>/1,2/</sup>, и поэтому мы лишь кратко напомним основные положения модели и значения параметров, используемых при расчетах. Ширины для испарения частиц (нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц) вычислялись по модели Вайскопфа — Эвинга, делительные ширины — по модели переходного состояния Бора — Уиллера<sup>/14–15/</sup>. Энергия связи частиц рассчитывалась по Майерсу и Святецкому. Для исследуемых изотопов  $\text{Bi}$  они близки к значениям, получаемым по массовой формуле Лирана — Зельдеса<sup>/13/</sup>. Барьеры деления вычислялись по модели вращающейся заряженной капли Коэна — Плазила — Святецкого (CPS)<sup>/14/</sup>. Для рассматриваемых нами изотопов висмута и его ближайших соседей отношение величин барьеров, вычисляемых по модели, учитывающей конечный радиус действия ядерных сил<sup>/16/</sup>, и модели CPS, приближенно равно 0,94. Для описания плотности уровней использовались соотношения модели ферми-газа.

Основными параметрами модели являются величина барьера деления  $V_f$  (параметр  $C$ ), отношение асимптотических значений плотности уровней  $a_f/a_v$  и величина критического углового момента  $l_{\text{кр}}$ . Поскольку используемый нами подход является в значительной степени феноменологическим, то важное значение приобретает вопрос обоснованности и однозначности выбора этих величин.

Целью расчета являлось оптимальное описание значений сечений в максимумах функций возбуждения. В этом случае более 90% величины поперечного сечения в максимуме функции возбуждения достигается при значениях  $l < 25 < l_{\text{кр}}$ . Поэтому выбор способа определения  $l_{\text{кр}}$  не имеет принципиального значения.

Для нейтронодефицитных изотопов висмута, получающихся в исследуемых реакциях, можно пренебречь оболочечной поправкой, равной  $\Delta W_f < 1$  МэВ. В этом случае остается только два свободных параметра: множитель  $C$  при жидкокапельном барьере деления и величина отношения  $a_f/a_v$ . Известно, что влияние изменения этих параметров на величину поперечного сечения испарительных реакций качественно подобно, и довольно трудно разделить вклад каждого параметра.

Проблема выбора величины отношения  $a_f/a_v$  при анализе процесса девозбуждения преактинидных составных ядер анализировалась в ряде работ (см., например, обзор<sup>/18/</sup>), ее значения в различных моделях колеблются в пределах от 0,95 до 1,1, однако во всех работах отмечается слабая зависимость  $a_f/a_v$  от массового числа. Следует отметить, что хорошее описание делимости во всех реакциях, для близких к линии  $\beta$ -стабильности изотопов Hg, Pb, Bi, получено при значениях параметра  $a_f/a_v = 1,0$ <sup>/19/</sup>, в том числе для изотопов  $^{194-198}\text{Hg}$ ,  $^{199-204}\text{Pb}$ ,  $^{206,208}\text{Po}$ . С учетом этих соображений, а также отмеченной слабой зависимости этой величины от нуклонного состава ядра, отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительных каналах было зафиксировано и равно  $a_f/a_v = 1,0$ .

Таким образом, единственным варьируемым при анализе экспериментальных данных параметром являлся множитель  $C$  при жидкокапельном барьере деления.

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов показано на рис. 3 и 4. По оси абсцисс отложены числа нейтронов в конечных ядрах-продуктах. Сплошными кружками показаны экспериментальные значения сечений в максимумах выходов для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}^{3/}$ ; квадратами и треугольниками — значения сечений для реакций  $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$  и  $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$  соответственно. Линиями изображены результаты расчетов. Расчеты показали, что для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$  хорошее согласие с экспериментальными данными получается при значении параметра  $C = 0,75$ , для реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu}$  при  $C = 0,68$  и для реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu}$  с при  $C = 0,63$ . Другими словами, для того чтобы согласовать результаты расчетов с экспериментальными данными, нам необходимо существенно увеличивать делительные ширины распада образовавшихся составных ядер висмута по сравнению с результатами, полученными при использовании общепринятых значений параметров капельной модели. При этом приходится заметно уменьшать значение масштабного множителя  $C$  при переходе ко все более нейтронодефицит-

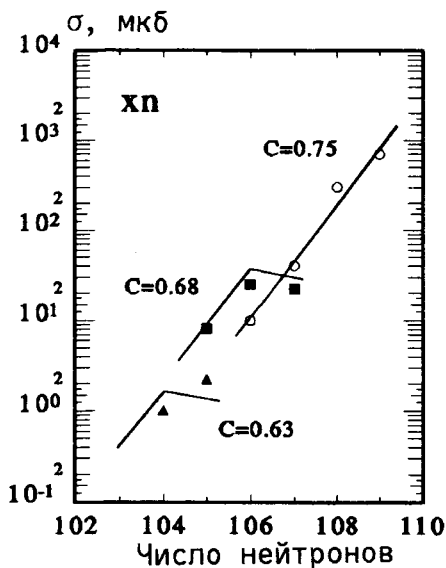


Рис. 3

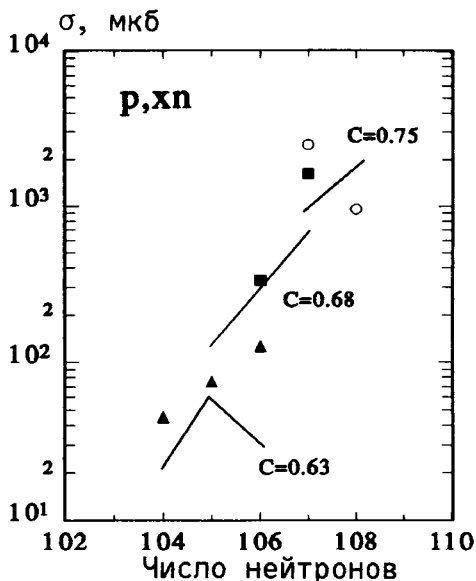


Рис.4

ным составным ядрам. Естественно, что делая такой вывод, мы должны быть уверены, что правильно учитываем другие каналы, конкурирующие с вылетом нейтронов, т.е. каналы с вылетом заряженных частиц. О том, что мы не допускаем здесь больших погрешностей, свидетельствует тот факт, что при тех же значениях параметра  $C$  получено вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для  $(p, xn)$ -каналов реакций, изучавшихся в данной работе (см. рис.4).

## Дискуссия

Полученные результаты можно сопоставить с результатами наших предыдущих работ<sup>1,3/</sup>, в которых изучались сечения образования нейтронодефицитных изотопов At—Bi в реакциях полного слияния с ионами  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{40}\text{Ag}$  и  $^{40}\text{Ca}$ . Такое сопоставление показано на рис.5, где приведены значения коэффициентов  $C$ , дающих наилучшее согласие расчетных и экспериментальных величин сечений для  $(xn)$ - и  $(p, xn)$ -каналов в зависимости от числа нейтронов в конечном ядре-продукте. Рисунок совершенно четко демонстрирует монотонное уменьшение параметра  $C$  при убывании числа нейтронов. Вместе с

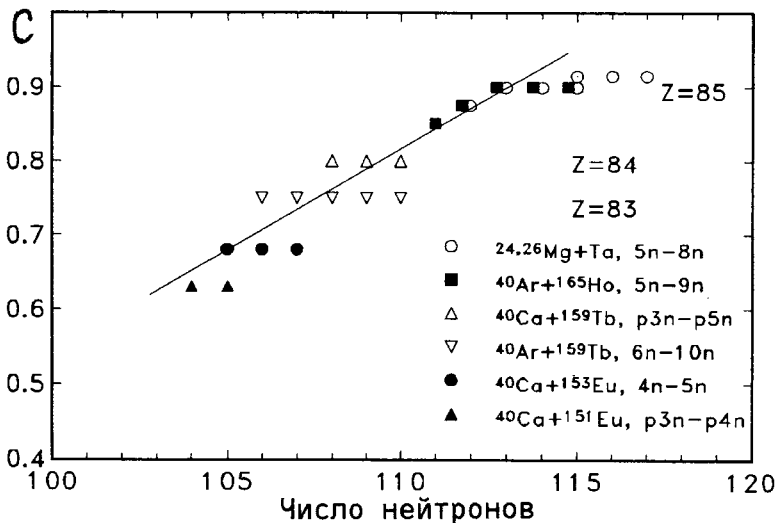


Рис. 5

тем следует подчеркнуть, что проведенная через точки прямая является в определенном смысле условной. Об этом, в частности, свидетельствуют горизонтальные ряды точек для каждой реакции. Приведенный рисунок отражает прежде всего тот факт, что по мере увеличения нейтронного дефицита нарастает расхождение между значениями сечений, рассчитываемыми в предположении постоянства коэффициента  $C$  и измеряемыми в эксперименте. Для наиболее нейтрондефицитных изотопов  $\text{Bi}-\text{Pb}$ , при использовании в расчетах коэффициента  $C = 0,9$ , являющегося оптимальным для реакций  $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$  и  $^{24}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$ , расхождение превышает два порядка величины. Следует также отметить, что результаты получены при использовании в качестве бомбардирующего иона близких частиц  $^{40}\text{Ar} - ^{40}\text{Ca}$ , а также тот факт, что тенденция уменьшения значений коэффициента  $C$  с ростом нейтронного дефицита наблюдается как при низких (40—50 МэВ), так и при высоких (100—120 МэВ) энергиях возбуждения компаунд-ядер.

Наблюдаемое различие между значениями барьеров деления, извлекаемых из анализа функций возбуждения испарительных реакций, и результатами теоретических расчетов<sup>4,16/</sup> далеко выходит за рамки разброса результатов, связанных с различиями в используемых вариантах капельной модели и, по-видимому, указывает на реальное уменьшение жидкокапельного барьера.



Традиционным возражением против такого предположения является вопрос о корректности учета в расчетах вкладов в полное сечение реакции каналов с испарением заряженных частиц. При обсуждении результатов мы уже отмечали, что наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента как для  $(xn)$ -каналов реакций, так и для  $(p, xn)$ -каналов при одном и том же значении коэффициента  $S$  (см. также<sup>/11/</sup>). Малые значения  $\alpha$ -вкладов для соответствующих продуктов реакции не позволяют нам сделать такое же сравнение для  $(\alpha, xn)$ -каналов в данной области ядер. Однако при исследовании сечений образования сильно нейтронодефицитных изотопов  $As-Fr$  в реакции  $^{20}Ne + Au^{177}$  было получено хорошее согласие с расчетом при одинаковом значении параметра  $S$  для всех каналов реакций, включая  $(\alpha, xn)$ -канал. Это дает основания считать, что и в области изотопов  $At-Pb$  учет вклада  $(\alpha, xn)$ -канала сделан достаточно корректно, т.к. различие используемых в расчетах и экспериментальных<sup>/20/</sup> значений энергий связи нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц в данной области ядер не превышает 0,5 МэВ.

Мы сочли необходимым провести данное обсуждение, чтобы обратить внимание на то, что при фиксированном наборе параметров расчет не может описать наблюдающееся в эксперименте быстрое падение сечений в испарительном канале реакций.

Мы не считаем, что приведенных аргументов достаточно для однозначного утверждения о более быстром, чем это предсказывает теория, уменьшении барьеров деления в области нейтронодефицитных изотопов  $At-Pb$ . Однако, по нашему мнению, такой вариант интерпретации результатов не может быть исключен из рассмотрения.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы.

## Литература

1. Андреев А.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, вып.3(9), с.640.
2. Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И. — В сб.: Труды Межд. школы-семинара по физике тяжелых ионов, ОИЯИ ДЗ-83-644, Дубна, 1983, с.420.
3. Зейналов Ш.С. и др. — Сообщение ОИЯИ P15-90-513, Дубна, 1990.
4. Cohen S. et al. — Ann.Phys., 1974, v.82, p.557.
5. Yeregin A.V. et al. — NIM, 1989, A274, p.529.
6. Андреев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-91-34, Дубна, 1991.

7. Westmeier W., Merklin A. — Catalog of Alpha-Particles from Radioactive Decay, No.29—1, Karlsruhe, 1985.
8. Coenen E. et al. — Phys.Rev.Lett., 1985, v.54, p.1783.
9. Schneider J. — Report GSI-84-3, Darmstadt, 1984.
10. Schrewe V.J. — Phys.Lett., 1980, v.91B, No.11, p.46.
11. Quint A.B. — Report GSI-89-22, Darmstadt, 1989, p.28.
12. Northcliff R.L., Shilling R.F. — Nucl.Data Tables, 1970, A7.
13. Liran S., Zeldes N. — Nucl.Data Tables, 1976, v.17, p.431.
14. Weisskopf V.F., Eving D.H. — Phys.Rev., 1940, v.57, p.472.
15. Bohr N., Wheeler J.A. — Phys.Rev., 1939, v.56, p.426.
16. Krappe H.J. et al. — Phys.Rev., 1979, v.C20, p.992.
17. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ 4[50]-90, Дубна, 1990, с.12.
18. Игнатюк А.В. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
19. Бейзин С.Д. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.809.
20. Wapstra A.H. et al. — ADND, 1988, 39, p.281.

Рукопись поступила 5 марта 1992 года.