

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

938 / 2-81

23/11-81

P13-80-737

А.П.Кабаченко, Н.И.Тарантин

МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ  
ВОЗМОЖНЫХ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ НУКЛИДОВ  
С ПОМОЩЬЮ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА

1980

## ВВЕДЕНИЕ

Для идентификации возможных сверхтяжелых нуклидов при поиске их в природе целесообразно использовать электромагнитный масс-сепаратор. С помощью масс-сепаратора можно произвести разделение по массам достаточно больших по весу природных образцов или специально подготовленных препаратов, обеспечивая при этом высокую чувствительность поиска тяжелых нуклидов. Наблюдение в спектре масс атомарных компонент с массовыми числами в области  $A \sim 300$  нельзя будет не рассматривать как доказательство обнаружения СТЭ - вопреки общему критерию открытия новых элементов <sup>/1/</sup>, требующему обязательно определения  $Z$ .

Известны несколько экспериментов <sup>/2-4/</sup> с применением масс-сепаратора для поиска СТЭ в различных минералогических и других образцах или в специально приготовленных препаратах-конcentратах возможных природных СТЭ. В настоящей работе дается описание нового варианта такой методики, разработанного в связи с широкой программой поиска СТЭ, проводимой в Лаборатории ядерных реакций /см., например, <sup>/5/</sup>.

## ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ

Одна из особенностей рассматриваемой методики заключается в применении тормозного излучения с максимальной энергией 16 МэВ для детектирования сепарированных по массам тяжелых нуклидов по вынужденному делению. Ранее <sup>/2,4/</sup> для этих целей использовались реакторные нейтроны, и их применение могло быть оправдано только для ядер, имеющих энергию связи присоединяемого нейтрона, большую барьера деления, равную барьеру деления или несущественно меньшую барьера деления образующегося компаунд-ядра. Однако, как показано, например, в <sup>/8/</sup>, для всех четно-четных сверхтяжелых ядер с  $Z \geq 108$  не ожидается выполнения указанных соотношений, причем дефицит энергии связи нейтрона по отношению к барьеру деления может достигать 5 МэВ.

Из расчетов<sup>/7/</sup> следует, что ожидаемые сечения деления тепловыми нейтронами для большинства возможных сверхтяжелых нуклидов малы /вплоть до  $\sigma_f = 3 \cdot 10^{-6}$  б/, а для одного из вероятных нуклидов, а именно  $114^{298}$ ,  $\sigma_f = 4,4 \cdot 10^{-3}$  б, что составляет  $\sim 10^{-5}$  от сечения деления  $U^{235}$ , который обычно присутствует в исследуемых образцах /препаратах/ и молекулярные соединения которого маскируют сверхтяжелые нуклиды. Заметим, что расчеты<sup>/7/</sup> основаны на значениях барьеров деления сверхтяжелых нуклидов, взятых из работы<sup>/8/</sup>, которые не являются максимально возможными среди аналогичных значений, полученных другими авторами /см., например,<sup>/9-13/</sup> /.

При облучении тормозными лучами с максимальной энергией 16 МэВ следует ожидать деления сверхтяжелых нуклидов при всех предсказываемых<sup>/8-13/</sup> барьерах деления с относительно большим сечением деления.

Действительно, интегральное сечение фотоделения того же  $114^{298}$  по отношению к  $U^{238}$  определяется соотношением:

$$\int_{8,6}^{16} N(E) \sigma_{f114}(E) dE / \int_{5,7}^{16} N(E) \sigma_{fU}(E) dE, \quad /1/$$

где  $N(E)$  - нормированный спектр тормозного излучения;  $\sigma_f(E)$  - сечение деления,  $\sigma_f(E) = \sigma_\gamma(E) \Gamma_f / \Gamma$ ,  $\sigma_\gamma(E)$  - сечение фотопоглощения;  $\Gamma_f$  и  $\Gamma$  - делительная и полная ширины возбужденного ядра; нижний предел интегрирования взят равным энергии активации деления<sup>/14/</sup>. Интегральное сечение фотопоглощения, выражаемое общей для всех известных ядер формулой<sup>/15/</sup>

$$\int_0^\infty \sigma_\gamma(E) dE = [60 NZ/A] \text{ МэВ мб}, \quad /2/$$

ожидается для  $114^{298}$  в 1,2 раза большим, чем для  $U^{238}$ . При этом максимум сечения фотопоглощения для  $114^{298}$ , положение которого определяется формулой<sup>/15/</sup>

$$E_{\max} \approx [77,9 A^{-1/3} (1 - e^{-A/238}) + 34,5 A^{-1/6} A^{-A/238}] \text{ МэВ}, \quad /3/$$

по отношению к положению максимума для  $U^{238}$  должен быть смещен на 2 МэВ в более интенсивную часть спектра тормозных лучей / $E_{\max} = 14$  МэВ для  $U^{238}$  и  $E_{\max} = 12$  МэВ для  $114^{298}$ /. Среднее значение  $\Gamma_f / \Gamma$  для  $114^{298}$  должно быть не ниже, чем для  $U^{238}$ . Основанием для такого утверждения может служить, во-первых, примерно одинаковая устойчивость обоих ядер по отношению к делению в основном состоянии, вытекающая из равенства периодов спонтанного деления для  $114^{298}$  /  $T_{1/2} = 10^{16}$  лет<sup>/8/</sup> / и для  $U^{238}$  /  $T_{1/2} = 10^{16}$  лет/, и, во-вторых,

снижение барьера деления, обусловленного оболочечными эффектами, при возбуждении  $114^{298}$ .

Был произведен расчет по формуле /1/ с учетом формул /2/ и /3/, конкретной формы спектра тормозного излучения  $^{18}/$  и типичной формы  $\sigma_{\gamma}(E)$ . Было найдено, что интегральное сечение деления  $114^{298}$  фотонами, возникающими при торможении электронов с энергией 16 МэВ в вольфрамовой мишени, должно превышать не менее чем в 1,5 раза аналогичное сечение для  $U^{238}$ , для которого  $\sigma(E_{\max}) = 150$  мб.

Заметим, что интенсивность потока тормозных фотонов, генерируемых на микротронах, не уступает доступной интенсивности потока нейтронов в ядерных реакторах.

Приведенное выше рассмотрение показывает, что применение вместо реакторных нейтронов тормозного излучения с максимальной энергией 16 МэВ в большей мере гарантирует детектирование по делению любого из возможных сверхтяжелых нуклидов и снижает фон от деления соединений урана, имеющий высокое значение при детектировании реакторными нейтронами из-за большого сечения деления  $U^{235}$  в тепловой области.

Другая особенность методики заключается в дополнительной дискриминации в спектре масс компонент, обусловленных молекулярными соединениями тория и урана с  $A \geq 260$ , мешающих наблюдению сверхтяжелых нуклидов. В работе /3/ для дискриминации тяжелых молекулярных ионов масс-спектральный анализ производился специальным образом: сначала осуществлялась масс-сепарация образца, а затем собранные на приемник фракции сепарированного по массам вещества анализировались с помощью масс-спектрометра. Молекулярные ионы тория и урана с энергией 80 кэВ при внедрении в приемник масс-сепаратора диссоциировали на составляющие атомы и таким образом исключались из области массовых чисел  $A > 238$  при последующем масс-спектральном анализе. Однако такая процедура масс-спектрального анализа очень трудоемка.

Нами для дискриминации фона ионов соединений тория и урана использована пониженная стабильность молекул при отрыве двух валентных или ковалентных электронов, приводящая к сильному падению выхода из источника двухзарядных молекулярных ионов. Поэтому масс-сепарация препаратов в виде двухзарядных ионов обеспечивает преимущественное подавление фона молекулярных соединений тория и урана без значительного снижения выхода двухзарядных атомарных ионов при форсировании разряда в источнике.

Это дает возможность обеспечить однозначную интерпретацию компонент масс-спектра в области массовых чисел, ожидаемых для СТЭ.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ

Отработка и проверка методики производились на ЭМСНАПТИ /17/ - электромагнитном масс-сепараторе, ранее применявшемся в экспериментах на пучке тяжелых ионов. Для настоящих экспериментов был изготовлен специальный источник ионов с газовым разрядом в магнитном поле и тиглем для испарения сепарируемого вещества. Разрядная /анодная/ камера источника выполнена из тантала в виде цилиндра высотой 45 мм и диаметром 15,5 мм. Катодом служит вольфрамовая нить накаливания, расположенная у основания разрядной камеры. Тигель сделан из графита с полостью для вещества объемом ~ 1 см<sup>3</sup>. Разрядная камера и тигель могут нагреваться до температуры ~ 2000° С. Эмиссионная щель, направленная по образующей цилиндрической разрядной камеры, имеет размер 24x1,4 мм<sup>2</sup> и позволяет отбирать ионные токи до 10 мА при вытягивающей разности потенциалов 50 кВ.

Магнитный анализатор масс-сепаратора имеет следующие характеристики: фокусировка - двойная пространственная, второго порядка в радиальном сечении; дисперсия на 1%  $\Delta A/A$  - 12 мм по нормали к ионно-оптической оси, или 18 мм вдоль плоскости приемника; диапазон массовых чисел одновременно принимаемых ионов  $-\Delta A/A_0 = 32\%$ , т.е. для  $A_0 = 275$   $\Delta A = 90$ ; разрешающая способность  $R \sim 500-700$  на полувысоте пика распределения тока ионов при используемом эмиттансе ионного источника  $\Delta u \cdot \Delta \alpha = 1,4$  мм·150 мрад и отбираемом токе ионов 5 мА.

Отработка методики была начата с моделирующих опытов, в которых использовались радиоактивные нуклиды - химические гомологи СТЗ:  $Tl^{199}$ ,  $Tl^{200}$ ,  $Pb^{201}$ ,  $Bi^{204}$ ,  $Po^{204}$  /полученные в результате реакций  $Au^{197}(C^{12}; \alpha, n)$  при  $x = 1-4$ ,  $y = 3-6$ ,  $E_{C^{12}} = 108$  МэВ/ и  $Pb^{212}$  /образующийся при распаде тория/. Радиоактивные нуклиды в химической форме, ожидаемой для СТЗ в конкретных химических операциях их выделения из природных объектов, вводились в количествах  $10^7-10^9$  атомов в препараты, моделирующие концентраты вещества. Препарат подвергался масс-сепарации при постепенном повышении температуры тигля и разрядной камеры источника, обеспечивающей последовательную эффузию элементов и соединений в зависимости от их летучести. По мере разогрева тигля и усиления парообразования поток рабочего газа ксенона, на котором зажигался разряд, перекрывался. Путем регистрации  $\alpha$ -лучей или  $\alpha$ -частиц /для  $Pb^{212}$ /, испускаемых нуклидами, поступившими на приемник масс-сепаратора, определялась эффективность масс-сепарации при различных температурных режимах и параметрах разряда источника. Было, например, найдено,



Рис.1. Фотография приемника масс-сепаратора (медной фольги) со следами эрозии от пучков ионов изотопов ксенона. Пояснения см. в тексте.

что из препарата, содержащего ~1 г сульфидов меди и цинка по прошествии 60 мин сепарации при постепенном повышении температуры испарительного тигля до  $700^{\circ}\text{C}$  эффундируют практически все введенные радиоактивные нуклиды-гомологи СТЭ. При этом на приемник масс-сепаратора поступает в виде однозарядных ионов 20% нуклидов Tl , 25% - Pb и Bi , 10% - Po .

Выход нуклидов в виде двухзарядных атомарных ионов, например ионов  $\text{Pb}^{212}$  ,  $\text{Th}^{232}$  ,  $\text{U}^{238}$  , составляет в среднем при настройке режима разряда источника на максимум тока двухзарядных ионов ксенона одну треть от выхода однозарядных.

Для определения чувствительности детектирования и возможности идентификации сверхтяжелых нуклидов производились пробные опыты по масс-сепарации препаратов, полученных при отработке методов концентрирования СТЭ из геотермальных рассолов и из железо-марганцевых конкреций.

Прием сепарированных ионов с массовыми числами  $A = 230-275$ , среди которых имелись достаточно интенсивные пучки ионов ксенона, производился на медную фольгу. Для ионов с массовыми числами  $A = 275-320$ , не имеющих интенсивных пучков, приемником служила лавсановая пленка /материал с очень низким содержанием тория и урана/.

Маркировка шкалы масс приемника производилась по визуальным отметкам от пучков сепарированных ионов. На рис.1 приведена, например, фотография медной фольги со следами эрозии от пучков однозарядных ионов изотопов ксенона после трехчасовой экспозиции при токе пучков всех изотопов ~ 0,3 мА. На фотографии видны следы от изотопов /справа налево/  $\text{Xe}^{136}$  /природное содержание 8,9%/ ,  $\text{Xe}^{134}$  /10,5%/ ,  $\text{Xe}^{132}$  /27,0%/ ,  $\text{Xe}^{131}$  /21,2%/ ,  $\text{Xe}^{130}$  /3,3%/ ,  $\text{Xe}^{129}$  /26,4%/ ,  $\text{Xe}^{128}$  /1,9%/ . Видимые на фольге отметки от  $\text{Xe}^{126}$  /0,09%/ и  $\text{Xe}^{124}$  /0,10%/ на фотографии не получились, несмотря на контрастную фотопечать.

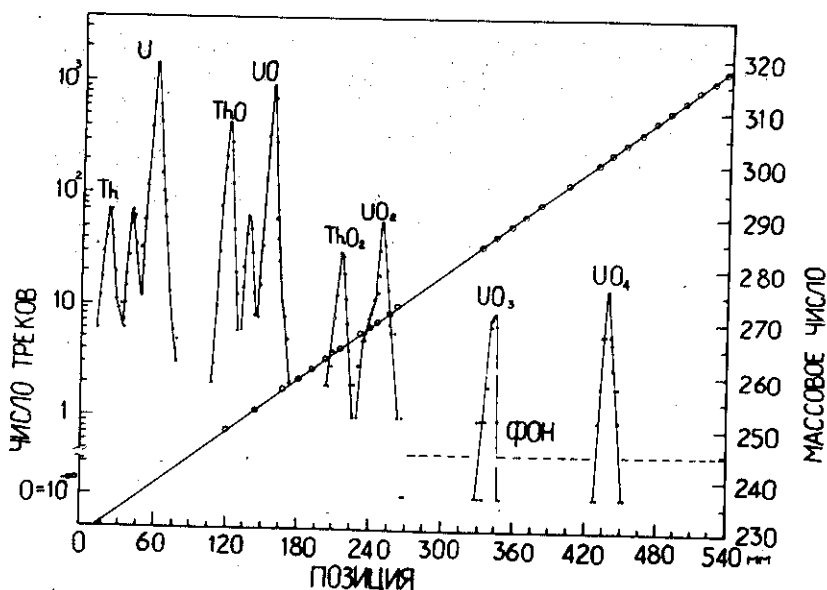


Рис. 2. Результаты масс-сепарации препарата, содержащего ультрамалые количества  $10^{-8}$  г/г примесей тория, урана и их соединений, с использованием однозарядных ионов.

На пятне от пучка ионов  $\text{Xe}^{136}$  видна тень от токового зонда /медной проволоки диаметром 1,3 мм/, который использовался для контроля и обеспечения стабильности положения пучков ионов во время продолжительных сеансов масс-сепарации. Размеры пучков иллюстрируют качество двойной пространственной фокусировки и стабильность их положения.

После окончания масс-сепарации препарата приемники ионов - медная фольга и лавсановая пленка - очищались от случайных поверхностных загрязнений промывкой этиловым спиртом и накладывались на лавсановую пленку, предназначенную для детектирования осколков вынужденного деления тяжелых сепарированных ядер. Сложенные вместе приемник и детектор свертывались в рулон диаметром  $\sim 15$  мм и облучались пучком тормозных фотонов в вакуумном контейнере для уменьшения разрушения лавсановой пленки, инициируемого радиацией.

Использовалось излучение, возникающее при торможении в двухмиллиметровой вольфрамовой мишени электронов, ускоренных до энергии 16 МэВ на микротроне МТ-17 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Толщина алюминиевого фильтра для поглощения про-

шедших через мишень электронов, которые могли вызывать радиационное разрушение лавсана, равнялась 35 мм. Экспозиция облучения составляла от 5 до 20 часов при среднем токе электронов на мишень 25 мкА. После облучения лавсановый трековый детектор обрабатывался соответствующим образом и просматривался под микроскопом.

На рис.2 представлены результаты просмотра трекового детектора для одного из пробных препаратов, состоящего из смеси гидроокисей и сульфидов титана, марганца, железа, меди, цинка, мышьяка и некоторых других элементов, содержащего также ультрамалые количества  $10^{-8}$  г/г примесей тория, урана и их соединений. Этот препарат по своему составу аналогичен препаратам, получаемым при химическом концентрировании СТЭ из геотермальных натриево-кальциевых хлоридных рассолов полуострова Челекен. Начальный вес препарата - 1,65 г, время масс-сепарации - 17 часов, конечная температура испарительного тигля -  $1450^{\circ}\text{C}$ , конечный вес препарата - 0,94 г. Магнитное поле анализатора было установлено так, чтобы на приемник масс-сепаратора поступали однозарядные ионы с массовыми числами  $A = 230 - 320$ . Для маркировки шкалы масс использовались отметки от пучков однозарядных ионов молекулярных соединений  $\text{As}_4 / A = 300/$ ,  $\text{TaOCl}_2 / A = 267, 269, 271/$ ,  $\text{TaOCl}_3 / A = 302, 304, 306, 308/$ , а также отметки от пучков ионов ксенона, неодима, европия и гадолиния, вышедших из источника как двухзарядные ионы, а затем захвативших по одному электрону на своем пути до магнитного анализатора. Редкие земли в виде хлоридов специально вводились в испарительный тигель в маркировочном сеансе масс-сепарации, оксихлориды тантала получались попутно при взаимодействии хлора с нагретыми танталовыми стенками разрядной камеры. Из рисунка видно, что калибровочная функция /прямая линия/ не имеет видимых отклонений от линейности на всем протяжении приемника /540 мм по шкале абсцисс/, охватывающего диапазон массовых чисел  $A = 230 - 320$  /правая шкала ординат/.

Кривыми с максимумами представлены числа треков осколков деления в детекторе на полоске просмотра шириной 1,5 мм и высотой до 20 мм, различной в разных частях приемника, в зависимости от степени аксиальной фокусировки. Пики в распределении чисел треков вдоль приемника при  $A = 232, 235, 238, 248, 251, 254, 264, 270, 286$  и  $302$  принадлежат ионам  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{U}^{238}$  и их оксидов или сульфидов. Соотношение между количеством атомарных и молекулярных ионов при масс-сепарации зависит от начального химического состава препарата и режима ионного источника.



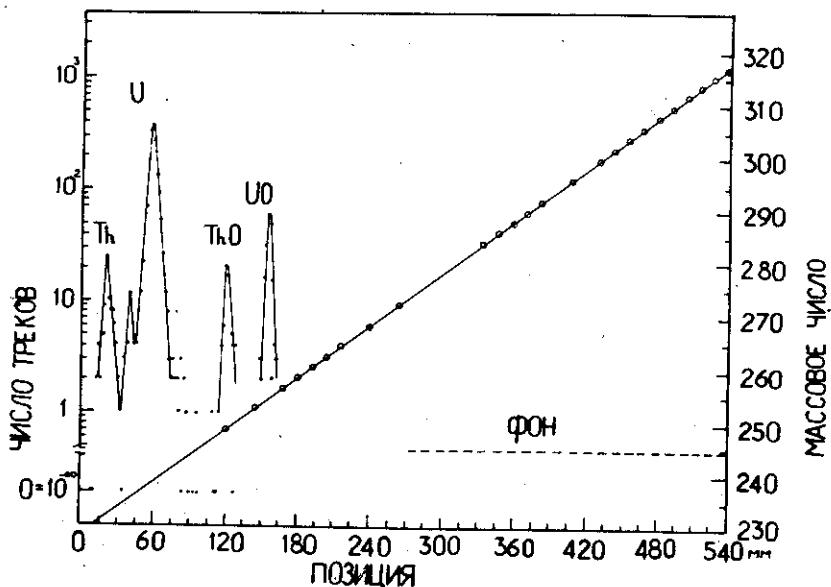


Рис. 3. Результаты масс-сепарации препарата, содержащего ультрамалые количества  $10^{-8}$  г/г/ примесей тория, урана и их соединений, с использованием двухзарядных ионов.

На рис. 3 приведены результаты для второй порции препарата, сепарированного в течение того же времени и при том же температурном режиме, но при оптимизации разряда источника с целью обеспечения максимального выхода двухзарядных /  $q = 2$  / ионов ксенона и при настройке магнитного анализатора на прием двухзарядных ионов / магнитное поле в  $\sqrt{2} = 1,41$  раза ниже/. В этом случае для маркировки шкалы масс использовались однозарядные ионы ксенона, неодима,  $As_2$ , европия и гадолиния, имеющие соответствующие отношения  $A/q$ . Как видно из рис. 3, в спектре масс двухзарядных ионов наблюдаются компоненты, обусловленные атомарными ионами  $Th^{232}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$  и ионами молекул  $ThO$  и  $UO$ . Более сложные молекулярные соединения тория и урана с  $A > 254$  не наблюдаются над фоном, составляющем в среднем 0,5 трека на 1,5 мм длины детектора. Выходы атомарных и молекулярных одно- и двухзарядных ионов тория и урана и их соединений представлены в таблице. Из таблицы следует, что режим масс-сепарации препаратов в виде двухзарядных ионов приводит к снижению в 15-30 раз выхода простейших молекулярных соединений тория и урана по сравнению

с режимом сепарации в виде однозарядных ионов и к снижению более чем в 100 раз выхода более сложных молекул. Выход двухзарядных атомарных ионов тех же элементов падает при этом всего в 2-4 раза.

Таблица

Выходы атомарных и молекулярных одно- и двухзарядных ионов тория и урана и их соединений

Массовое число	Химический символ	Число треков		N(q=2)/ N(q=1)
		N(q=1)	N(q=2)	
232	Th	332	90	0,27
235, 238	U	4532	1953	0,43
248	ThO	1754	61	0,035
251, 254	UO	2865	188	0,066
264	ThO <sub>2</sub> , ThS	158	<2	<0,013
267, 270	UO <sub>2</sub> , US	257	<2	<0,008
286	UO <sub>3</sub> , UOS	38	<2	<0,053
302	UO <sub>4</sub> , UO <sub>2</sub> S, US <sub>2</sub>	46	<2	<0,004

Это дает возможность, во-первых, сильно снизить помехи от молекулярных ионов тория и урана с  $A > 260$  при поиске сверхтяжелых нуклидов, и, во-вторых, однозначно интерпретировать обнаруженные тяжелые компоненты как обусловленные молекулярными соединениями тория и урана или как обусловленные СТЭ путем дополнительной масс-сепарации препарата в виде однозарядных ионов.

Чувствительность методики поиска СТЭ определяется степенью химической концентрации СТЭ из природных объектов, эффективностью выделения СТЭ в виде двухзарядных ионов при масс-сепарации концентратов и фоном приемника и трекового детектора.

Средний фон беспорядочных треков на лавсановом детекторе, облученном в контакте с лавсановым приемником продуктов масс-сепарации полутораграммового препарата дозой тормозных лучей  $\sim 10^8$  рад, обусловленной интегральным током электронов на мишень 500 мкА·ч, составляет 90 на 180 полосок просмотра.

Этот фон обусловлен приблизительно в равной мере собственной загрязненностью лавсановой пленки ультрамалыми количествами тория и урана и загрязнением приемника в процессе масс-сепарации препарата, содержащего эти элементы. Заметим, что собственный фон лавсана оказался меньшим при сравнении с фоном других материалов - полиимида и фторфлогопита /синтетической слюды/, используемых также для детектирования осколков деления.

Экспериментальное распределение чисел фоновых треков, приходящихся на одну просмотрную полосу, достаточно хорошо описывается формулой Пуассона:  $P(n) = \bar{n}^n e^{-\bar{n}} / n!$ , где  $P(n)$  - вероятность появления  $n$  случайных треков на просмотрной полоске при среднем числе фоновых следов, равном  $\bar{n}$ . Из 180 просмотрных полосок в интервале  $A = 275 - 320$  при масс-сепарации препаратов в виде двухзарядных ионов в среднем 109 полосок не имеют фоновых треков, 54 полоски содержат по одному треку, 15 полосок - по два трека и 2 полоски - по три трека. При таком распределении фоновых треков в качестве предельного критерия обнаружения сверхтяжелого нуклида можно принять факт наблюдения одновременно на двух рядом расположенных просмотрных полосках по три трека. Вероятность такого случайного сочетания фоновых треков составляет  $P(3)P(3) = 1,7 \cdot 10^{-4}$ , т.е. такое сочетание должно встречаться один раз в интервале массовых чисел  $A = 275 - 320$  на три опыта по масс-сепарации препаратов. Поэтому повторная масс-сепарация новой порции того же препарата или, при ее невозможности, повторное облучение тормозными лучами уже имеющегося приемника в контакте с новым трековым детектором должно отсеять такие случайные сочетания. Заметим, что лавсановый приемник выдерживает без критических разрушений двукратное облучение дозами тормозных лучей  $\sim 10^8$  рад. При дозе тормозного излучения  $\sim 10^8$  рад, отвечающей 500 мкА·ч тока электронов, контрольная мишень со слоем урана толщиной 0,13 мкг/см<sup>2</sup> дает в среднем  $1 \cdot 10^6$  треков на см<sup>2</sup> лавсанового детектора в контакте с мишенью, т.е. один трек на  $3 \cdot 10^8$  атомов урана. Это означает, что для наблюдения шести треков сверхтяжелых нуклидов на двух рядом расположенных полосках просмотра, т.е. на полуширине распределения ионного пучка /3 мм вдоль фокальной плоскости/, охватывающей 75% полного распределения, необходимо иметь в препарате при сепарации с использованием двухзарядных ионов не менее  $2 \cdot 10^{10}$  атомов СТЭ, или, если учесть возможный вес пробы препарата, - не менее  $6 \cdot 10^{-12}$  г СТЭ в 1 г препарата.

Если принять во внимание, что доступное химическое концентрирование СТЭ для природных объектов - геотермальных рассолов, железо-марганцевых конкреций метеоритов и т.п. - имеет

кратность обогащения  $\sim 10^8$ , то предельная чувствительность детектирования и идентификации сверхтяжелых нуклидов составит  $\sim 10^{-14}$  г СТЭ в 1 г природного материала.

Заметим, что фон осколков спонтанного деления для двух трековых детекторов, бывших в течение одного года в контакте с двумя приемниками продуктов масс-сепарации препаратов, оказался равным нулю для всех  $2 \times 360$  полосок просмотра в области  $A = 230 - 320$ . Это обстоятельство определяет величину чувствительности дополнительного детектирования сверхтяжелых нуклидов по спонтанному делению:  $\sim 50 T_{1/2}$  атомов СТЭ в 1,5 г препарата, где  $T_{1/2}$  - период спонтанного деления, выраженный в годах. Это означает, что для возможных СТЭ с периодом спонтанного деления  $T_{1/2} \sim 5 \cdot 10^8$  лет наряду с вынужденным делением для детектирования ядер может быть использовано спонтанное деление, которое будет служить дополнительным подтверждением наблюдения СТЭ, а не комплексных соединений тория и урана.

В заключение авторы благодарят Г.Н.Флерова, Ю.Ц.Оганесяна, Ю.П.Гангрского за ряд советов при выполнении работы, М.Совинского и Я.Тыса за обсуждение результатов. Авторы благодарны также сотрудникам Лаборатории ядерных реакций Ю.С.Короткину, О.Д.Маслову, З.Хюбенеру и Ю.Т.Чубуркову, изготовившим препараты для масс-сепарации, А.Б.Белову и Ю.Г.Тетереву, проведшим облучения на микротроне, Л.В.Джолос, К.И.Меркиной, В.П.Перельгину и С.П.Третьяковой, обеспечивавшим работу с трековыми детекторами. Авторы признательны А.В.Демьянову, Н.С.Иванову и И.В.Кузнецову, принимавшим участие в работе на ее начальном этапе, и В.П.Суворову, обеспечившему механическое обслуживание источника ионов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Harvey B.G. et al. Science, 1976, 193, p.1271.
2. Stephan C. et al. Journ.Phys., 1975, 36, p.105.
3. Epherre M., Klapisch R. Phys.Rev., 1976, C13, p.206.
4. McMinn J. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1976, 139, p.175.
5. Flerov G.N. et al. Z.Physik, 1979, A292, p.43.
6. Howard W.M., Nix J.R. Nature, 1974, 247, No 5435, p.17.
7. McMinn J. Z.Physik, 1972, 257, p.389.
8. Nilsson S.G. et al. Nucl.Phys., 1969, A131, p.1.
9. Музыка Ю.А. и др. ЯФ, 1968, 8, с.716.
10. Mosel U., Greiher W. Z.Physik, 1969, 222, p.261.
11. Bolsterli M. et al. Phys.Rev. C, 1972, 5, p.1050.

12. Randrup J. et al. Phys.Scr., 1974, 10A, p.60.
13. Larsson S.F. et al. Phys.Scr., 1974, 10A, p.65.
14. Vandenbosch R., Seaborg G.T. Phys.Rev., 1958, 110, p.507.
15. Veyssiere A. et al. Nucl.Phys., 1973, A199, p.45.
16. Koch H.W., Motz J.W. Rev.Mod.Phys., 1959, 31, p.920.
17. Tarantin N.I. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1965, 38, p.103.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 ноября 1980 года.