

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ41.1м

13/411-76

ЖС-85

6 - 10058

4947 / 2-76

В.Жук, М.Киселевич, А.Лятушински, Б.П.Осипенко,
В.И.Райко

МОНОИЗОТОПНЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕПАРАТЫ
ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

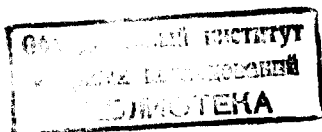
1976

6 - 10058

В.Жук,* М.Киселевич,* А.Лятушински,* Б.П.Осипенко,
В.И.Райко

МОНОИЗОТОПНЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕПАРАТЫ
ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

* Университет им. Марии Кюри-Склодовской, ПНР.



ВВЕДЕНИЕ

В работах /1-7/ описаны методы получения моноизотопных радиоактивных препаратов с помощью электромагнитного масс-сепаратора, разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Применение в электромагнитном масс-сепараторе ионного источника с поверхностной ионизацией /2/ позволяет использовать процесс термо-диффузии /7/ для быстрого выделения радиоактивных атомов из облученной на пучке протонов танталовой мишени. Таким путем удается получить препараты изотопов с периодом полураспада до одной минуты и активностью до 10 мкКи, причём эффективность сепараций для отдельных элементов достигает 80% /2,4/. В электромагнитном масс-сепараторе ионы изотопов с энергией 20-50 кэВ внедрялись в поликристаллическую алюминиевую подложку.

Целью настоящей работы является оценка чистоты, а также степени и объемного распределения собранной активности моноизотопных радиоактивных препаратов, используемых для спектроскопических исследований по программе ЯСНАПП.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Параметры электромагнитного масс-сепаратора установки ЯСНАПП позволяют получить на коллекторе массовые линии высотой 3 мм и шириной не более 6 мм. Удельная активность полученных препаратов достигает

~ 50 мкКи/см². Для определения чистоты препаратов измерялось распределение изотопов ¹⁶⁵Tm, ¹⁶⁶Yb и ¹⁶⁷Tm по длине коллектора. На рис. 1 показан массовый спектр изотопов Yb и Tm, внедренных с энергией 45 кэВ при токе пучка 0,1 мкА, времени внедрения 3 мин и давлении остаточного газа в камере 5 x 10⁻⁶ тор. При этом значение разрешающей способности достигало 1600 при дисперсии для этой области масс 19 мм.

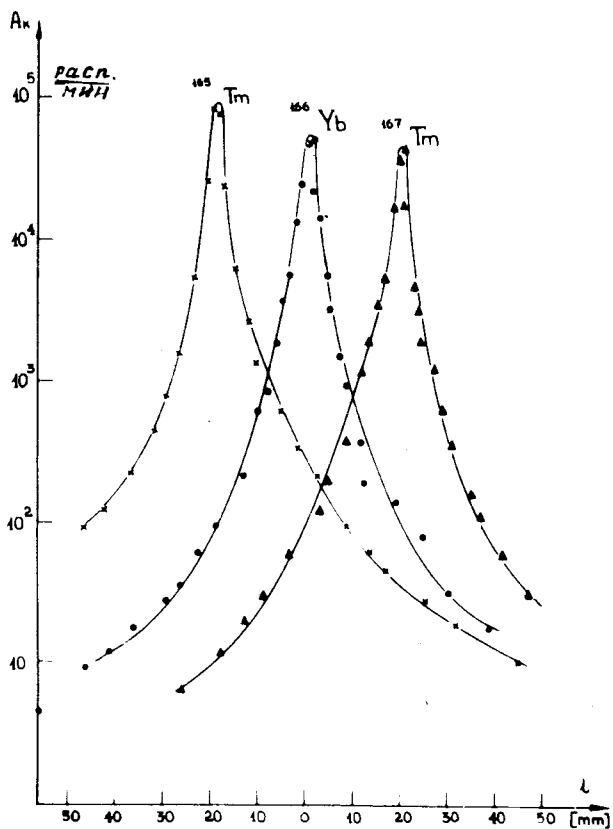


Рис. 1. Массовый спектр радиоактивных изотопов ¹⁶⁵Tm, ¹⁶⁶Yb, ¹⁶⁷Tm.

Использование Ge(Li)-детектора позволило с хорошей точностью определить чистоту собираемых на подложке изотопов. Из рис. 1 видно, что степень загрязнения изотопа ¹⁶⁶Yb соседними массами составляет ~1%.

Распределение внедренных изотопов по глубине алюминиевой подложки определялось методом многократного снятия электрохимическим путем тонких однородных слоев^{/8/} и измерения после каждого снятия оставшейся радиоактивности. Такие измерения были проведены для изотопов ¹²⁸Ba, ¹⁴⁰Nd, ¹⁴⁵Eu, ¹⁵²Tb, ¹⁶⁰Er, ¹⁶⁷Tm, внедренных в алюминиевую подложку с энергиями 20; 28,5 и 45 кэВ перпендикулярно подложке ($\alpha = 0^\circ$) и под углом 57° к поверхности мишени. Типичные кривые показаны на рис. 2. Дифферен-

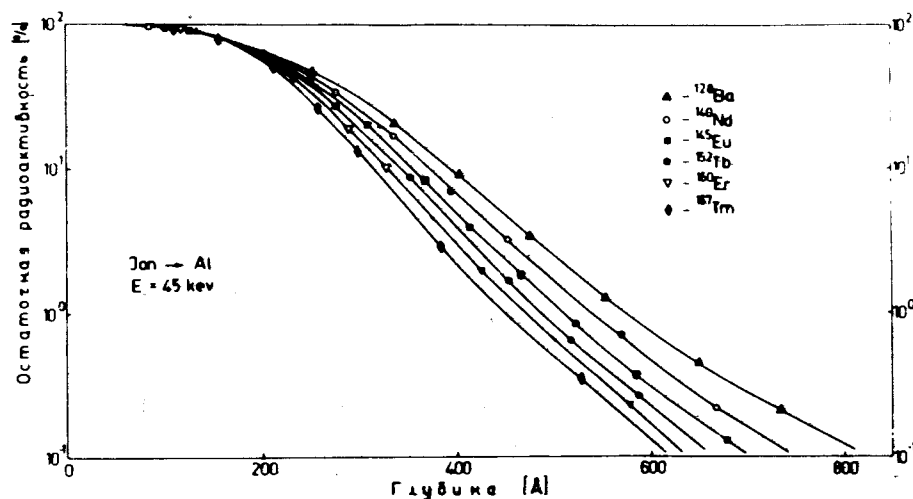


Рис. 2. Интегральные распределения пробегов ионов ¹²⁸Ba, ¹⁴⁰Nd, ¹⁴⁵Eu, ¹⁵²Tb, ¹⁶⁰Er и ¹⁶⁷Tm, внедренных в алюминий. Энергия внедрения 45 кэВ.

пированием кривых распределения остаточной радиоактивности определялся профиль распределения изотопов Ва, Ть и Тм, внедренных с энергией 45 кэВ (рис.3). Для сравнения приведены кривые для случаев, когда внедрение проводилось перпендикулярно подложке и под углом $\alpha = 57^\circ$, что соответствует углу фокальной плоскости масс-сепаратора.

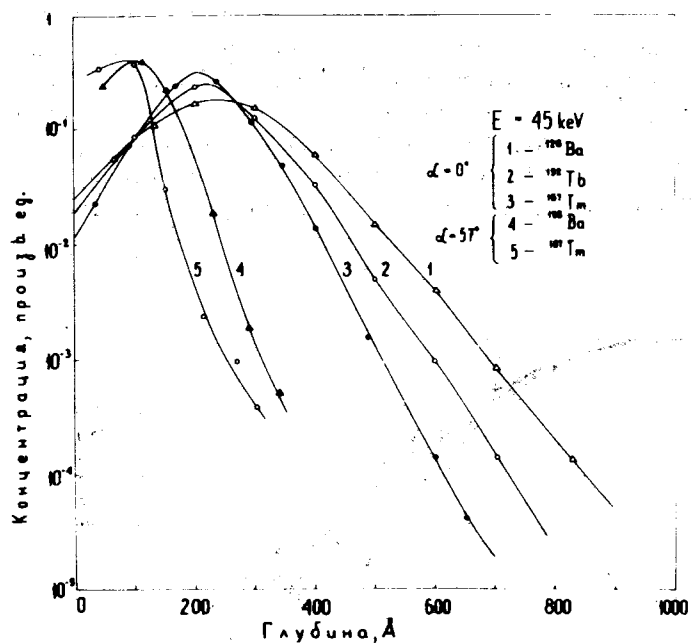


Рис. 3. Профили концентрации ионов ^{128}Ba , ^{152}Tb , ^{167}Tm , внедренных в алюминий с энергией 45 кэВ, при разных углах падения ионного пучка на поверхность.

На рис. 4,5 показаны распределения концентрации внедренных ионов разных масс (рис. 4) и при различных энергиях внедрения (рис.5). Как видно из рисунков, статистический разброс пробегов близок к гауссовскому распределению, что свидетельствует о возможности пренебрежения в данном случае эффектами каналирования. Распределение внедренных ионов обычно

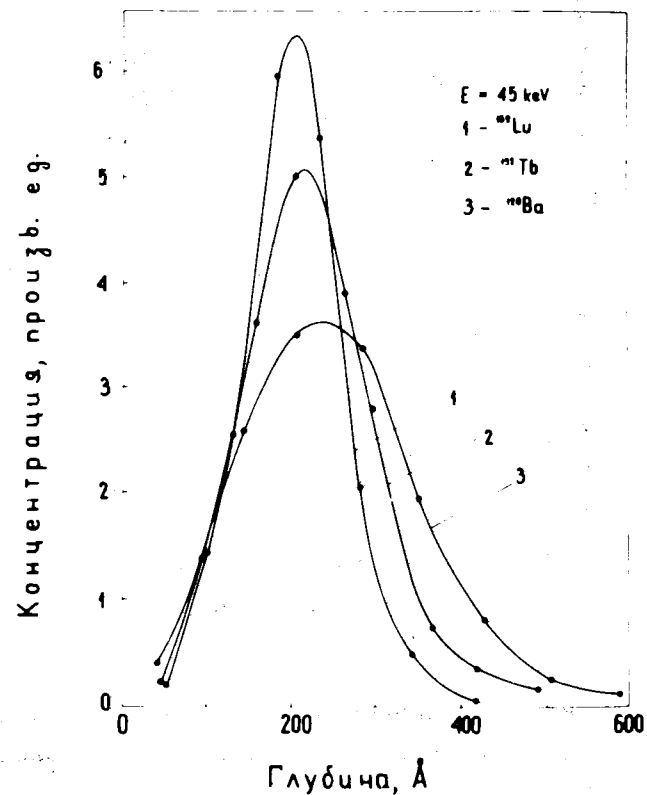
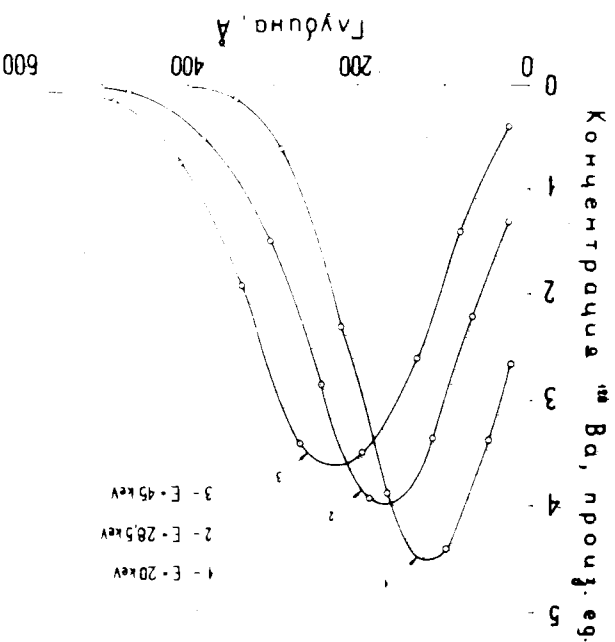


Рис. 4. Дифференциальные распределения пробегов ионов ^{128}Ba , ^{152}Tb и ^{169}Lu , внедренных в алюминий при энергии 45 кэВ.

Рис. 5. Дифференциальное распределение протонов ^{128}Ba , внедренных в алюминий при различных энергиях.



характеризуется величинами, наиболее вероятного процированного протона R_p и статистического разброса ΔR_p . Экспериментальные значения R_p и ΔR_p приведены в таблице.

Таблица
Экспериментальные значения \vec{R}_p и $\vec{\Delta R}_p$

	20 кэВ		45 кэВ		28,5 кэВ	
	\vec{R}_p 0 /А/	$\vec{\Delta R}_p$ 0 /А/	\vec{R}_p 0 /А/	$\vec{\Delta R}_p$ 0 /А/	\vec{R}_p 0 /А/	$\vec{\Delta R}_p$ 0 /А/
^{128}Ba	145 ± 10	222 ± 10	240 ± 10	245 ± 10	175 ± 10	220 ± 10
^{140}Nd	138 ± 10	154 ± 10	230 ± 10	220 ± 10	-	-
^{145}Eu	130 ± 10	140 ± 10	225 ± 10	200 ± 10	-	-
^{152}Tl	130 ± 10	120 ± 10	220 ± 10	175 ± 10	150 ± 10	160 ± 10
^{160}Er	125 ± 10	100 ± 10	210 ± 10	160 ± 10	-	-
^{167}Tm	125 ± 10	92 ± 10	200 ± 10	140 ± 10	-	-
^{169}Lu	120 ± 10	86 ± 10	200 ± 10	135 ± 10	140 ± 10	100 ± 10

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Тяжелые заряженные частицы, движущиеся через вещество, теряют свою энергию вследствие ядерных (упругих) и электронных (неупругих) столкновений с атомами мишени. Относительный вклад каждого из этих двух механизмов торможения очень сильно зависит от энергии E и атомного номера Z налетающей частицы.

Для $E < E_a$ преобладает ядерное торможение, а при $E > E_a$ - электронное.

Граничная энергия определяется формулой

$$E_a = 2E_r Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} \frac{M_1 + M_2}{M_2}, \quad (1)$$

где E_r - энергия ионизации атома водорода, равная 13,6 эВ; Z_1 и M_1 - атомный номер и масса внедренного иона; Z_2 и M_2 - атомный номер и масса мишени. Для алюминиевой мишени и ионов, используемых в данной работе, ($56 < Z_1 < 71$) $E_a \approx 450$ кэВ.

В условиях, когда $E \leq 45$ кэВ и $Z_1 > Z_2$, можно учитывать только ядерное торможение. Тогда наиболее вероятный пробег

$$R_p^{\circ} (\text{А}) = \frac{60E (\text{кэВ})}{g} \cdot \frac{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} (M_1 + M_2) M_2}{Z_1 Z_2 M_1}, \quad (2)$$

где g - плотность мишени в $\text{г}/\text{см}^3$. Чтобы оценить средний проецированный пробег \vec{R}_p , в нашем случае можно воспользоваться выражением^{9,10/}

$$\vec{R}_p \approx \frac{R_p}{(1 + \frac{M_2}{3M_1})}. \quad (3)$$

Из формул (2) и (3) видно, что значения R_p и \vec{R}_p линейно зависят от энергии иона. Зависимость от массы иона более сложная, но для рассматриваемых случаев, когда $M_1 \gg M_2$, эта зависимость крайне слабая, что иллюстрируют рис. 6 и 7, где приведены зависимости глубин, на которых оставшаяся активность равна 50; 10; 1 и 0,1%, от массы иона (рис. 6) и его энергии (рис. 7). Данные, представленные пунктирной линией

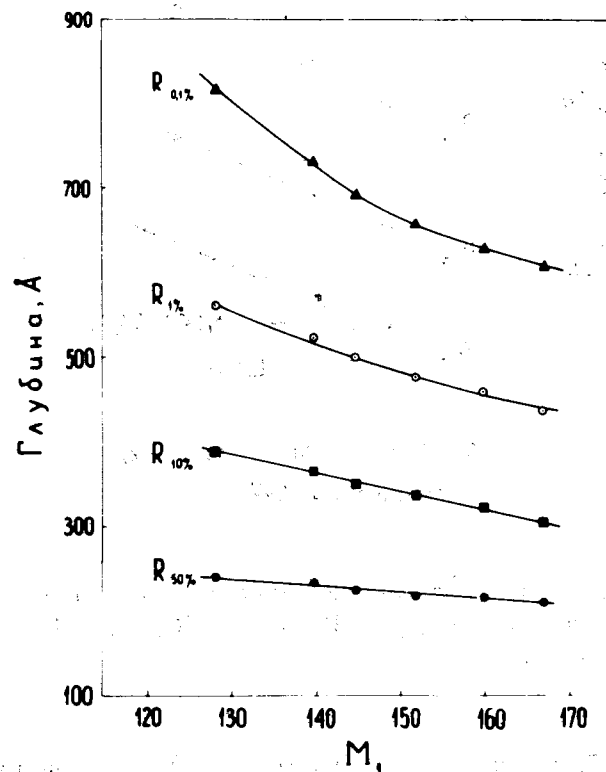


Рис. 6. Экспериментальные зависимости остаточной радиоактивности от массы ионов. $R_{50\%}$, $R_{10\%}$, $R_{1\%}$ и $R_{0,1\%}$ - толщины слоев, после снятия которых в мишени оставалось соответственно 50, 10, 1 и 0,1% начальной активности.

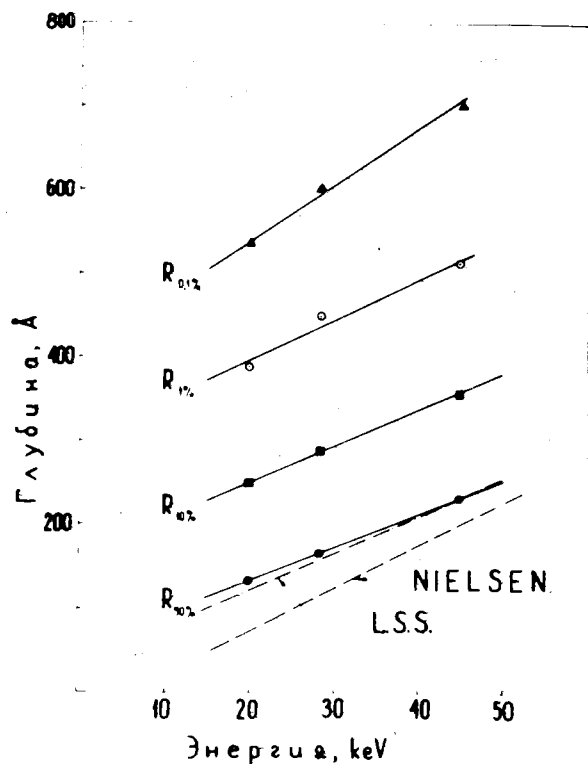


Рис. 7. Экспериментальные зависимости остаточной радиоактивности $R_{50\%}$, $R_{10\%}$, $R_{1\%}$, $R_{0,1\%}$ от энергии ионов.

на рис. 7, вычислены по формуле (2), а штрихпунктирной линией (лучше совпадающей с экспериментальными результатами) – по теории Линдхарда и др. /11/. От распределения активности по глубине подложки зависят смещение и размытие энергетического спектра, связанные с потерями энергии заряженных частиц в подложке. При этом энергетическое смещение в основном зависит

от глубины внедрения ионов, определяемой значением \vec{R}_p , а размытие (уширение спектральной линии) – от толщины имплантированного слоя, которая приблизительно равна $\Delta\vec{R}_p$.

Потери энергии в мишени с атомным номером Z_2 для электронов с энергией до 1 МэВ можно определить по формуле

$$dE = knZ_2 dx,$$

где n – число атомов в единице объема, k – постоянная для данной энергии ионов.

Для электронов с энергией 50 кэВ, проходящих через алюминиевую мишень, $\frac{dE}{dx} = 0,2 \text{ эВ}/\text{Å}^{1/2}$. Согласно таблице, для ионов с энергией 20 кэВ [$M_1 = 128$] $\vec{R}_p \approx 150 \text{ Å}$, а $\Delta R \approx 220 \text{ Å}$. В этом случае смещение β -спектра не будет превышать 30 эВ, а размытие энергетического спектра, соответственно, – 44 эВ.

Для ионов с энергией 45 кэВ $\vec{R}_p \approx 240 \text{ Å}$, $\Delta\vec{R}_p \approx 245 \text{ Å}$, при этом смещение и размытие составляют ~ 50 эВ.

Из приведенных данных видно, что радиоактивные источники, приготовленные с помощью электромагнитного масс-сепаратора установки ЯСНАПП, сравнительно мало искажают исследуемые спектры, а знание распределения радиоактивности по глубине подложки дает возможность учесть эти искажения при обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Музиоль, В.И.Райко, Х.Тыррофф. Препринт ОИЯИ, Р8-4487, Дубна, 1969.
2. G. Beyer, E. Herrman, A. Piotrowski, V.I. V.I. Raiko, A. Tyrroff. Nucl. Instr. Meth., 96/3, 437 (1971).