

полураспада золота меньше периодов полураспада основных мешающих продуктов. Поэтому время паузы необходимо уменьшать до минимума. По этой же причине ( $T_{Au} < T_i$ ) с уменьшением времени облучения  $t_0$  растет  $d^{Au}$ . Однако из этого не следует, что наилучшие условия для анализа будут обеспечены малым  $t_0$ . В этом случае выбор времени облучения определяется в конечном счете чувствительностью анализа.

Проведенное рассмотрение дает полное представление о селективности и позволяет выбрать оптимальные условия облучения и счета при количественном  $\gamma$ -активационном анализе. Для конкретного случая анализа кварцевой породы на содержание золота можно рекомендовать  $E_{\gamma m} = 8,5 \text{ Мэв}$  и по возможности меньшее значение  $t_{п}$ , что в общем хорошо согласуется с условиями, выбираемыми экспериментально, например в работе [6].

Следует отметить, что не исключено дальнейшее улучшение селективности активационного анализа за счет использования возможностей  $\gamma$ -спектрометрической регистрации наведенной активности [1].

Поступила в Редакцию 27/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Пережогин. Диссертация, Москва, 1965.
2. H. Bethe, W. Heitler. Proc. Roy. Soc., A146, 83 (1934).
3. R. Montalbetti et al. Phys. Rev., 91, 659 (1953).
4. L. Meyer-Schützmeister, V. Telegdi. Phys. Rev., 104, 185 (1956).
5. Анализ минерального сырья. Под ред. Ю. Н. Книповича. Л., «Недра», 1956.
6. А. К. Берзин. Докторская диссертация. Москва, 1968.

Получение  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$  на циклотроне

Н. А. КОНЯХИН, И. О. КОНСТАНТИНОВ, П. П. ДМИТРИЕВ,  
Н. Н. КРАСНОВ, В. М. ТУЕВ

УДК 621.039.554

Радиоактивные изотопы  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$  используются в работах, связанных с применением эффекта Мёссбауэра. «Без носителя» эти изотопы могут быть получены на циклотроне по ядерным реакциям  $Eu(d, 2n)$  и  $Eu(p, n)$ . Поскольку выход при использовании дейтронов значительно выше (см. табл. 1), то последующие результаты будут даны в основном для получения  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$  под воздействием дейтронов.

При облучении редкоземельных элементов заряженными частицами обычно используются мишени, приготовленные из окислов этих элементов [1, 2]. На первых этапах работы мы использовали в качестве облучаемого вещества  $Eu_2O_3$ , запрессованную в углубление медной кассеты и закрытую медной фольгой. Другие исследователи применяли мишень капсульного

типа. Недостатком этой мишени является низкая производительность, обусловленная следующими обстоятельствами.

Во-первых, использование окисла приводит к уменьшению выхода изотопа по сравнению с чистым элементом согласно соотношению

$$\frac{V_{(Eu_2O_3)}}{V_{(Eu)}} = \eta \frac{R_{(Eu_2O_3)}}{R_{(Eu)}}, \quad (1)$$

где  $\eta$  — весовой процент европия в окиси, а  $R$  — пробег заряженных частиц данной энергии в соответствующем веществе. Можно показать, что правая часть соотношения (1) в первом приближении не зависит от типа и энергии частиц. Из расчета следует, что  $V_{(Eu_2O_3)}/V_{Eu} = 0,77$ , при этом пробеги в европии и кислороде рассчитывались по формулам работы [3],

Таблица 1

Характеристики способов получения изотопов гадолиния

Материал мишени	Максимальный ток облучения, мка	Дейтроны, $E_d = 20 \text{ Мэв}$				Протоны $E_p = 20 \text{ Мэв}$			
		Выход, мкюри/мка·ч		Производительность, мкюри/ч		Выход, мкюри/мка·ч		Производительность, мкюри/ч	
		$Gd^{151}$	$Gd^{153}$	$Gd^{151}$	$Gd^{153}$	$Gd^{151}$	$Gd^{153}$	$Gd^{151}$	$Gd^{153}$
$Eu_2O_3$ Металлический европий	25	5,7	3,5	140	90	1,1	0,7	30	20
	100	7,6	4,6	760	460	1,5	0,9	150	90

в пробег в окиси — по правилу Брэгга [4]. Как показано ниже, экспериментальные данные по выходам (табл. 1) хорошо подтверждают этот расчет.

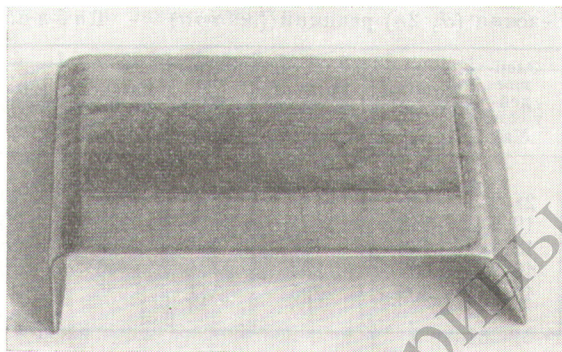
Второй причиной низкой производительности мишени из окисла является то, что значение силы тока в пучке ограничено тепловой стойкостью мишени вследствие плохой теплопроводности порошкообразного вещества. И, третьих, необходимость герметизации объема с рабочим веществом приводит к уменьшению энергии частиц и, следовательно, к уменьшению выхода изотопа.

Использование открытых мишеней из окисла, изготовленных, например, методом электрофореза [2], также требует чрезвычайно малых значений тока пучка.

С целью повышения производительности циклотрона при производстве изотопов  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$  нами разработана мишень, содержащая в качестве облучаемого вещества металлический европий. Она состоит из титановой подложки, на которую методом диффузионной сварки в вакууме нанесен слой металлического европия. Для получения качественного теплового контакта экспериментально были подобраны значения температуры ( $\sim 700^\circ C$ ), давления ( $\sim 0,2$  кг/мм<sup>2</sup>) и выдержки в печи ( $\sim 10$  мин). На рис. 1 приведена фотография такой мишени. Мишень устанавливалась на механизированную «головку циклотронной мишени» и облучалась внутренним пучком циклотрона, падающим под углом  $\sim 15^\circ$  к поверхности. Толщина полосы металлического европия выбиралась равной  $\sim 0,3$  мм ( $\sim 156$  мг/см<sup>2</sup>), что определялось длиной пробега дейтронов в облучаемом материале.

В табл. 1 приведены сравнительные характеристики эффективности получения изотопов гадолиния для мишеней различного типа при облучении их дейтронами и протонами с энергией 20 Мэв.

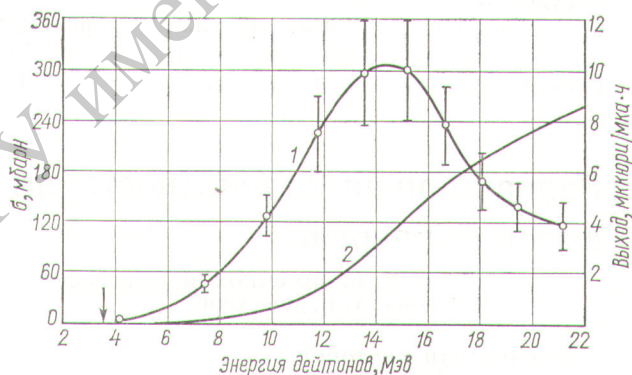
Эксперименты проводились на циклотроне Физико-энергетического института. Измерения выхода осуществлялись по методике, описанной в работе [5]. Активность  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$  измерялась на синтимиляционном гамма-спектрометре по фотопике  $E_\gamma = 243$  кэв и  $n_\gamma = 0,05$  квантов/распад для  $Gd^{151}$  [6] и по суммарному фотопику  $E_\gamma = 103$  и  $E_\gamma = 97$  кэв,  $n_\gamma = 0,47$  квантов/распад для  $Gd^{153}$  [7]. Погрешность величины выхода для принятых схем распада составляет  $\sim 15\%$ , в нее входят ошибки измерения активности и тока пучка. Стандартное отклонение от среднего для нескольких измерений составляет  $\sim 10\%$ .



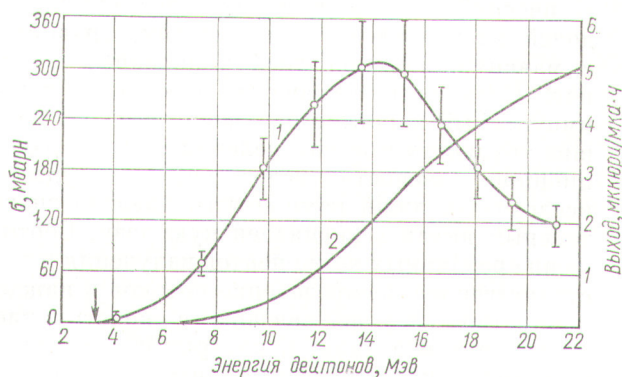
Р и с. 1. Мишень из металлического европия.

Данные табл. 1 свидетельствуют о преимуществах предлагаемой мишени и дейтронного способа получения  $Gd^{151}$  и  $Gd^{153}$ .

Нами были измерены также функции возбуждения реакции ( $d, 2n$ ) и кривые выхода



Р и с. 2. Функция возбуждения реакции  $Eu^{151}(d, 2n)Gd^{151}$  (1) и кривая выхода  $Gd^{151}$  для толстой мишени (2).



Р и с. 3. Функция возбуждения реакции  $Eu^{153}(d, 2n)Gd^{153}$  (1) и кривая выхода  $Gd^{153}$  для толстой мишени (2).

Сечения ( $d, 2n$ )-реакций (мбари) Таблица 2

Энергия дейтонов, Мэв	Eu <sup>151</sup> ( $d, 2n$ ) Gd <sup>151</sup>	Eu <sup>153</sup> ( $d, 2n$ ) Gd <sup>153</sup>	Энергия дейтонов, Мэв	Eu <sup>151</sup> ( $d, 2n$ ) Gd <sup>151</sup>	Eu <sup>153</sup> ( $d, 2n$ ) Gd <sup>153</sup>
21,2	115	117	13,6	296	305
19,5	148	144	11,8	226	260
18,1	168	187	9,8	128	180
16,7	235	233	7,4	46	68
15,3	300	295	4,1	5	3

изотопов Gd<sup>151</sup> и Gd<sup>153</sup> для толстой мишени. С этой целью были изготовлены из металлического европия фольги толщиной  $(38,0 \pm 0,8)$  мг/см<sup>2</sup>. Содержание примесей в исходном материале составляло менее 0,02%. В стопках между фольгами из европия располагались медные фольги толщиной 20 мг/см<sup>2</sup>, которые служили как для определения энергии, так и для предохранения европиевых фольг от спекания. Для определения энергии по медным фольгам использовалась функция возбуждения реакции Cu<sup>65</sup> ( $d, 2n$ ) Zn<sup>65</sup>, измеренная в работе [8]. Результаты приведены на рис. 2 и 3 для Gd<sup>151</sup>

и для Gd<sup>153</sup> соответственно, значения сечений с погрешностью  $\pm 20\%$  даны в табл. 2. Ошибка в определении средней энергии частиц составляет  $\pm 0,2$  Мэв при  $E_{\text{макс}}$  и несколько увеличивается при торможении в связи с некоторой неточностью используемой кривой пробег — энергия.

Поступила в Редакцию 3/VII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Radioactive Materials. Catalog and Price List, NSEC, Sept., 1965.
2. S. Bjornholm et al. Nucl. Instrum. and Methods, 5, 196 (1959).
3. М. З. Максимов. ЖЭТФ, 38, 127 (1959).
4. Г. Фридендер, Дж. Кеннеди, Дж. Миллер. Ядерная химия и радиохимия. М., «Мир», 1967, стр. 102.
5. П. П. Дмитриев, И. О. Константинов, Н. Н. Краснов. «Атомная энергия», 22, 310 (1967).
6. Е. П. Григорьев и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, 786 (1968).
7. Н. Г. Гусев, В. П. Машкович, Б. В. Вербийский. Радиоактивные изотопы как гамма-излучатели. М., Атомиздат, 1964.
8. П. П. Дмитриев, Н. Н. Краснов. «Атомная», 18, 184 (1965).

Радиационная безопасность на ускорителях протонов высокой энергии

В. А. КНЯЗЕВ, М. М. КОМОЧКОВ, В. Н. ЛЕБЕДЕВ, И. В. МЕЩЕРОВА, А. И. МОШАРОВ

УДК 621.3.038.625

Ускорители протонов высокой энергии создают мощное вторичное излучение очень сложного состава. В процессе ядерных реакций кроме высокоэнергетичных нуклонов образуются  $\pi^{\pm}$  и  $\pi^0$ -мезоны,  $K^{\pm}$ - и  $K^0$ -мезоны и гипероны, энергетический спектр которых простирается от долей электронвольта до энергии, сравнимой с максимальной энергией ускоренных протонов. Сложность состава и спектра, а также импульсный характер излучения создают большие трудности при определении степени радиационной опасности, вследствие чего удается исследовать лишь компоненты, дающие значительный вклад в эквивалентную дозу. Соотношения различных компонентов излучения и пространственное распределение потоков в каждом конкретном случае связаны с конструкцией ускорителя и здания, в котором он размещен, с размерами и конфигурацией специальной защиты. Однако качественная картина примерно одинакова на всех существующих ускорите-

лях протонов высокой энергии. В частности, установлено [1—3], что, как правило, доминирующий вклад в эквивалентную дозу за защитой вносят частицы высоких энергий ( $E > 20$  Мэв) и быстрые нейтроны с энергиями от 0,1 до 20 Мэв. Вклад частиц меньших энергий, промежуточных нейтронов и  $\gamma$ -излучения зависит от толщины и типа защиты и может достигать значительных величин. Радиоактивные аэрозоли и наведенная радиоактивность воздуха при достигнутых к настоящему времени интенсивности и энергии ускоренных протонов не вносят заметного вклада в суммарную эквивалентную дозу. Для иллюстрации в табл. 1 приведен примерный вклад основных компонентов смешанного излучения на протонных ускорителях Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) (7 Гэв), ОИЯИ (10 Гэв) [2] и ЦЕРНа (28 Гэв) [1].

При проектировании биологической защиты определяющими факторами являются высоко-