

Таблица 2. Концентрация компонентов вольфрама в потоках оптимального каскада при дополнительных отборах 3 и 1,5 мг/с

Параметр	Поток, мг/с	^{180}W , %	^{182}W , %	^{183}W , %	^{184}W , %	^{186}W , %
Питание	10	0,14	26,416	14,409	30,618	28,417
Отвал	2,92	$<1 \cdot 10^{-15}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	0,01	14,66	85,33
Отбор E_{41}	3	$1,7 \cdot 10^{-8}$	0,03	3,28	85	11,69
Отбор G_{116}	1,5	0,03	27,41	67	5,56	$4,8 \cdot 10^{-4}$
Отбор P	2,58	0,52	86,4	13,06	0,02	$1,2 \cdot 10^{-10}$

го на рис. 3, 4. Суммарный поток равен 21,62 г/с. Это меньше, чем в рассмотренном примере. При примерно одинаковых с ним параметрах отборов каскада существенно изменились характеристики отвала, в котором концентрируется ^{186}W — 85,3% (табл. 2). Таким образом, в четырех выходящих потоках оптимального каскада производится одновременно четыре высококонцентрированных изотопа.

Заключение. Разработанный метод позволяет оптимизировать каскады с двумя дополнительными отборами, в которых одновременно концентрируются два промежуточных по массовому числу компонента. Рассчитанные каскады имеют минимальный суммарный поток при заданной концентрации выбранных изотопов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Миненко В.П. Предельное обогащение промежуточных изотопов в отборе с концов каскада. — Атомная энергия, 1972, т. 33, вып. 2, с. 704—706.
2. Sulaberidze G.A., Borisevich V.D. Cascades for separation of multicomponent isotope mixtures. — Sep. Sci. Techn., 2001, v. 36, № 8/9, p. 1769—1817.
3. Сулаберидзе Г.А., Борисевич В.Д., Цюаньсинь Се. Квазиидеальные каскады с дополнительным потоком для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — Теорет. основы хим. технол., 2006, т. 40, № 1, с. 7—16.
4. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А., Борисевич В.Д. Влияние профиля потока питания ступеней каскада на массоперенос промежуточных компонентов — Там же, 2010, т. 44, № 6, с. 672—680.
5. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А. Q-каскады для получения высокой концентрации компонентов разделяемой смеси. — Там же, 2013, т. 47, № 4, с. 441—446.
6. Zeng S., Jiang D., Zhang Y. e.a. Enhancing the performance of Q-cascade for separating intermediate components. — J. Phys. Conf. Ser. — IOP Publishing, 2016, v. 751, № 1, p. 012004.
7. Smirnov A.Yu., Sulaberidze G.A., Xie Q., Borisevich V.D. Design of cascade with locally enlarged flow for enrichment of intermediate components of multi-isotope mixtures. — Chem. Engng Res. Des., 2015, v. 95, p. 47—54.
8. Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А. Сравнение способов обогащения промежуточных компонентов в каскадах из одинакового числа разделительных элементов. — Атомная энергия, 2014, т. 117, вып. 5, с. 274—279.
9. Палкин В.А. Многопоточные каскады для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — Там же, 2015, т. 119, вып. 2, с. 101—105.
10. Фомин Д.Н., Смирнов Ф.Ю., Сулаберидзе Г.А., Муштафин А.Р. Каскады с расширением потока для одновременного концентрирования промежуточных компонентов. — Там же, 2019, т. 126, вып. 5, с. 264—268.
11. Сазыкин А.А. Термодинамический подход к разделению изотопов. — В кн.: Изотопы: свойства, получение, применение. Под ред. В.Ю. Баранова. М.: ИздАТ, 2000.
12. Hooke R., Jeeves T. Direct search solution of numerical and statistical problems. — Assoc. Comp. Mach., 1961, № 8, p. 212—229.

Поступила в Редакцию 23.09.19

УДК 539.172.12 + 539.16

ОПТИМИЗАЦИЯ НАРАБОТКИ ^{82}Sr В РУБИДИЕВОЙ МИШЕНИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ ЭНЕРГИЕЙ 70 МэВ

Савицкая Е.Н., Пелешко В.Н., Солдатов А.П. (НИЦ «Курчатовский ин-т» — ИФВЭ, г. Протвино),
Тертычный Р.Г., Хасин А.А. (Центр развития ядерной медицины, г. Протвино)
e-mail: savitskaya@ihep.ru

Для удовлетворения возрастающей потребности в радионуклидной продукции для практической медицины в настоящее время в Протвино строится радиоизотопный центр ядерной медицины. Промышленная наработка ^{82}Sr , ^{68}Ge и

других изотопов будет проводиться на протонном ускорителе энергией 70 МэВ и током пучка до 750 мкА. Пучок будет разделяться на два канала по 375 мкА ($2,3 \cdot 10^{15}$ p/c), обеспечивая одновременную работу двух мишеней станций.

^{82}Sr применяется в позитронно-эмиссионной томографии для диагностики сердечно-сосудистых патологий. Его период полураспада $T_{1/2}$ 25,35 сут. Дочерним продуктом распада является β^+ -радиоактивный ^{82}Rb ($T_{1/2}$ 1,258 мин). ^{82}Sr получают при облучении протонами мишеней из металлического рубидия или хлорида рубидия. Кроме ^{82}Sr , в мишенях образуется большое количество других радионуклидов. После распада короткоживущих изотопов из мишени химическим способом выделяют изотопы стронция. Среди них, кроме целевого ^{82}Sr , образуются примесные: ^{83}Sr ($T_{1/2}$ 1,35 сут) и ^{85}Sr ($T_{1/2}$ 64,85 сут). Оба имеют большой выход в реакциях протонов с рубидием. Качество продукции определяется по отношению активности этих изотопов к активности целевого ^{82}Sr . Нароботка в мишени ^{83}Sr из-за небольшого периода полураспада быстро входит в насыщение. ^{83}Sr распадается в радиоактивный ^{83}Rb с периодом $T_{1/2}$ 86,2 сут.

Выделенный из облученного рубидия стронций направляется производителю генератора $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$ в виде раствора соли SrCl_2 в слабой соляной кислоте с высокой удельной активностью (>2,2 ГБк/мл). Генератор представляет собой ионообменную колонку из гидратированного оксида олова, на которую осаждается стронций [1]. При его использовании рубидий, образующийся из распада стронция, вымывается физиологическим раствором (0,9% NaCl) и вводится пациенту. И хотя большая часть атомов стронция остается в колонке, небольшая часть попадает в физиологический раствор. Поэтому необходимо минимизировать количество примесей для уменьшения дозовой нагрузки пациентов.

Целью настоящей работы является оптимизация толщины мишени и времени облучения для наработки максимального количества ^{82}Sr с минимальным содержанием ^{83}Sr и ^{85}Sr .

Методика расчета. При облучении мишени в результате ядерных взаимодействий первичных протонов и вторичных протонов и нейтронов образуется большое количество радионуклидов. Активность i -го типа нуклидов, накапливаемых в веществе за время облучения T_0 :

$$A_i(T_0) = I w_i [1 - \exp(-\lambda_i T_0)]; \lambda_i = \ln 2 / T_{1/2}, \quad (1)$$

где I — ток пучка; w_i — выход изотопа в объеме мишени, нормированный на один первичный протон; λ_i — постоянная распада.

После облучения активность спадает по экспоненциальному закону в зависимости от времени выдержки T_1 :

$$A_i(T_0, T_1) = I w_i [1 - \exp(-\lambda_i T_0)] \exp(-\lambda_i T_1). \quad (2)$$

Вклад w_{ij} в $w_i = \sum_j w_{ij}$ от взаимодействия протонов с атомами j -го типа в веществе определяется в приближении непрерывного замедления по формуле

$$w_{ij} = \frac{\xi_j \rho N_A}{\sum_j \xi_j A_j} \int_{E_2}^{E_1} \frac{\sigma_{ij}(E)}{dE/dz} dE, \quad (3)$$

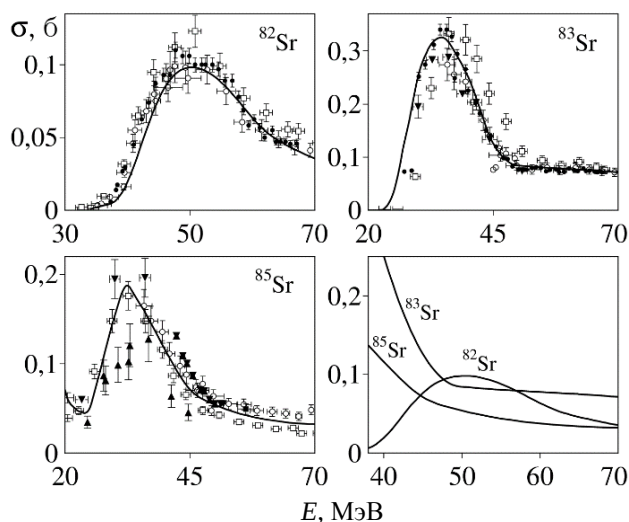
где ξ_j — доля ядер j -го типа в веществе; ρ — плотность вещества; N_A — число Авогадро; A_j — атомная масса ядра; E_1, E_2 — энергия протона в начале и конце его траектории в объеме мишени; $\sigma_{ij}(E)$ — сечение образования i -го нуклида при взаимодействии протона с ядром j -го типа; dE/dz — линейные потери энергии протонов, МэВ/см.

Таким образом, параметры геометрии облучения влияют только на выход изотопов w_i . Так как качество конечного продукта и срок его использования определяются по относительной активности $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr})$ и $A(^{85}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr})$, оптимизация геометрии облучения рубидия сводится к поиску энергии протона E_1 и E_2 , при которой выход $w(^{82}\text{Sr})$ будет близок к максимальному, а относительный выход $dw(^{83}\text{Sr}) = w(^{83}\text{Sr})/w(^{82}\text{Sr})$ и $dw(^{85}\text{Sr}) = w(^{85}\text{Sr})/w(^{82}\text{Sr})$ мал.

Взаимодействие протонов и нейтронов с ядрами и перенос частиц в веществе моделировали методом Монте-Карло с использованием пакета программ HADR99 и FAN15 [2□4].

Выход изотопов стронция в ядерных реакциях. На рис. 1 видно, что ^{82}Sr в рубидиевой мишени нарабатывается при замедлении протонов до 35 МэВ с максимальным выходом при энергии 50 МэВ. Сечение выхода примесных ^{83}Sr и ^{85}Sr возрастает с уменьшением энергии протонов ниже 48 МэВ. Поэтому максимальная наработка целевого нуклида за счет толщины мишени приведет к увеличению количества примесных.

Рубидий — мягкий щелочной металл, мгновенно воспламеняется в воздухе, с водой ре-

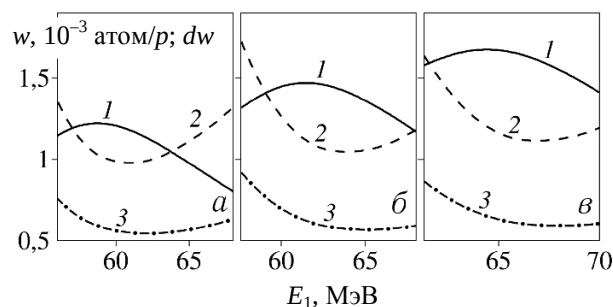


Р и с. 1. Сечение выхода изотопов стронция в реакциях протонов с рубидием в естественном составе: $\square$, $\bullet$, $\circ$, ∇ , $\blacktriangle$, $\blacksquare$ — эксперимент [5–10]; — — гладкие функции, использовавшиеся в расчетах (для ^{82}Sr — аппроксимация, рекомендованная МАГАТЭ [11], для ^{83}Sr , ^{85}Sr — аппроксимация эксперимента)

агирует со взрывом. Поэтому его помещают в прочную герметичную капсулу. Протоны падают на плоскую поверхность цилиндрической капсулы. Ионизационные потери протонов разогревают мишень, плотность рубидия снижается. Для предотвращения разгерметизации капсулы во время облучения мишень охлаждается водой. Средняя плотность рубидия зависит от тока пучка, его профиля и эффективности охлаждения мишени, поэтому ее толщина приведена в единицах г/см^2 . Вакуум протонного канала и воду разделяет входное окно. В результате энергия протонов E_1 на входе в рубидиевую мишень меньше 70 МэВ. Ее можно варьировать выбором материала окна и толщины слоя воды между окном и капсулой. В настоящей работе предполагается, что максимальная энергия протонов на входе в рубидий равна 65 МэВ.

Выход нуклида в формуле (3) является функцией энергии E_1 для мишени фиксированной толщины. Толщина мишени определяет энергию протонов на выходе из мишени E_2 для конкретной энергии E_1 . Зависимость $w_i(E_1)$ для ^{82}Sr , ^{83}Sr и ^{85}Sr была рассчитана для шести значений толщины мишени в диапазоне 1,96–3,36 г/см^2 для энергии на входе до 70 МэВ.

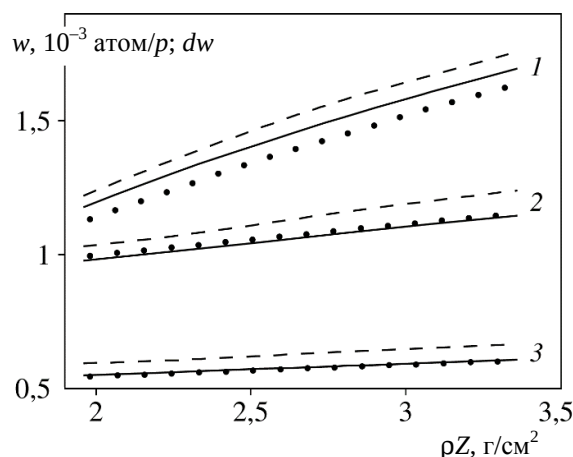
Минимумы примесей сдвинуты относительно максимума выхода ^{82}Sr в сторону большей энергии E_1 (рис. 2). Относительный выход ^{85}Sr имеет более плавную зависимость от E_1 . Выход



Р и с. 2. Выход ^{82}Sr (1) и относительный выход ^{83}Sr (2) и ^{85}Sr (3) в рубидиевой мишени толщиной 1,96 (а), 2,52 (б) и 3,08 г/см^2 (в) в зависимости от энергии протонов на входе в мишень

^{83}Sr в области его минимума почти в 2 раза больше выхода ^{85}Sr . В результате имеем три варианта оптимизации по энергии на входе в мишень. На рис. 3 видно, что при максимальном выходе ^{82}Sr больше примесных нуклидов. В минимумах $dw(^{83}\text{Sr})$ и $dw(^{85}\text{Sr})$ количество примесей почти одинаково, но ^{82}Sr имеет больший выход при ориентире на уменьшение ^{83}Sr . Поэтому соответствующую минимуму $dw(^{83}\text{Sr})$ энергию на входе считаем оптимальной. Относительное количество примесных изотопов стронция возрастает с увеличением толщины рубидиевой мишени. Как видно из формул (1)–(2), максимум активности ^{82}Sr и минимумы относительной активности ^{83}Sr и ^{85}Sr локализуются при той же энергии на входе.

В таблице приведен выход нуклидов, рассчитанный методом Монте-Карло по программам HADR99 и FAN15 для $E_1 \leq 65$ МэВ. Учет



Р и с. 3. Выход целевого ^{82}Sr (1) и относительный выход примесных ^{83}Sr (2) и ^{85}Sr (3) в зависимости от толщины рубидиевой мишени для трех вариантов оптимизации: по максимуму $w(^{82}\text{Sr})$ ($\square \square \square$), минимумам $dw(^{83}\text{Sr})$ (—) и $dw(^{85}\text{Sr})$ ($\cdots$)

упругих и неупругих взаимодействий протонов с веществом снижает выход ^{82}Sr менее чем на 1%, при этом относительный выход ^{83}Sr и ^{85}Sr возрастает на 1,2 и 2,6% соответственно. Для максимальной наработки ^{82}Sr оптимальная толщина определяется максимально возможной энергией на входе в мишень. Для $E_1 = 65 \text{ МэВ}$ она равна $2,73 \text{ г/см}^2$.

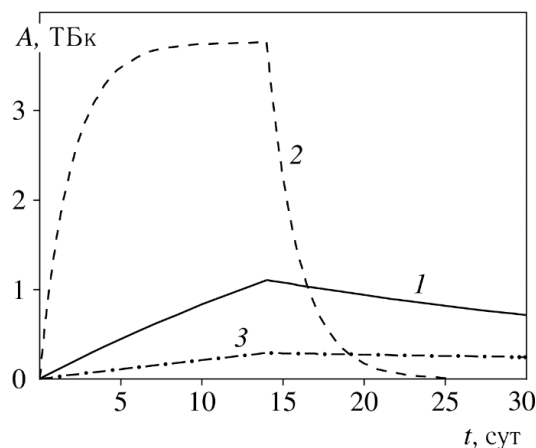
Энергия протонов на входе и выходе из рубидиевой мишени, выход ^{82}Sr и относительный выход ^{83}Sr и ^{85}Sr для $E_1 \leq 65 \text{ МэВ}$

$\rho Z, \text{ г/см}^2$	$E_1, \text{ МэВ}$	$E_2, \text{ МэВ}$	$w(^{82}\text{Sr}), 10^{-3} \text{ атом/} \rho$	$dw(^{83}\text{Sr})$	$dw(^{85}\text{Sr})$
1,96	61,0	47,1	1,167	0,991	0,565
2,24	62,4	46,7	1,294	1,025	0,576
2,52	63,9	46,3	1,408	1,059	0,588
2,73	65,0	46,1	1,485	1,084	0,596
2,80	65,0	45,5	1,528	1,094	0,602
3,08	65,0	43,2	1,664	1,172	0,644
3,36	65,0	40,8	1,747	1,337	0,722

Время облучения и выдержки. Активность нуклидов в мишени зависит от продолжительности облучения. Обычно рубидиевую мишень облучают до 14 сут. По окончании облучения мишень содержит 40 радионуклидов, большая часть из них короткоживущие. Через несколько суток после облучения более 99% активности мишени определяется рубидием и стронцием. Суммарная активность нуклидов с зарядовым числом $Z < 37$ снижается до 1% активности ^{82}Sr через 11—14 сут после облучения в зависимости от его продолжительности.

Облученная мишень выдерживается за свинцовой защитой до начала химического выделения из нее изотопов стронция. Конечным продуктом является дихлорид стронция, растворенный в слабой соляной кислоте. Качество продукта, отправляемого изготовителю генератора $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$, определяется по отношению активности основных примесных ^{83}Sr , ^{83}Rb и ^{85}Sr к активности целевого ^{82}Sr .

На рис. 4 показано изменение во времени активности основных изотопов стронция в мишени толщиной $2,73 \text{ г/см}^2$ при облучении в течение 14 сут. Относительно короткий период полураспада ^{83}Sr приводит к его быстрому насыщению в начале облучения и быстрому спаду после окончания.



Р и с. 4. Активность ^{82}Sr (1), ^{83}Sr (2) и ^{85}Sr (3) в мишени толщиной $2,73 \text{ г/см}^2$ при облучении 14 сут при токе пучка 375 мкА

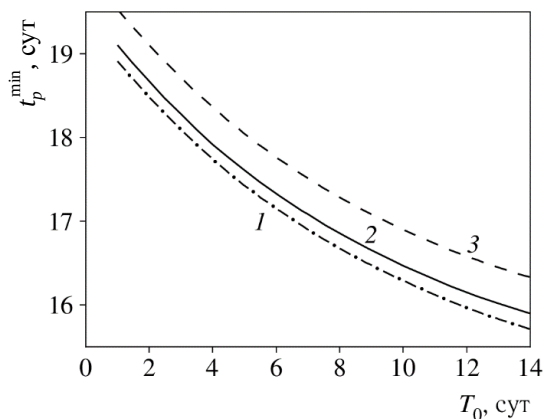
При контроле качества должны выполняться условия: $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$ и $A(^{83}\text{Rb})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$. Содержание в продукте ^{85}Sr ограничивает срок использования генератора по условию $A(^{85}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) < 5$. Достаточно жесткие ограничения для ^{83}Sr связаны с тем, что в результате его распада образуется долгоживущий ^{83}Rb , который беспрепятственно поступает в кровь пациента вместе с ^{82}Rb . Изотопы стронция попадают в физиологический раствор в очень малом количестве в результате случайного срыва с колонки генератора. Из пятикратного различия суммарной энергии излучения от распада $^{82}\text{Sr} \rightarrow ^{82}\text{Rb} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ и $^{85}\text{Sr} \rightarrow ^{85}\text{Rb}$ следует ограничение $A(^{85}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) < 5$.

Из условия $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$ определяется время от окончания облучения до контроля качества продукта:

$$t_p \geq t_p^{\min} = \frac{\ln[0,0015 A_0(^{82}\text{Sr})/A_0(^{83}\text{Sr})]}{\lambda_{^{82}\text{Sr}} - \lambda_{^{83}\text{Sr}}},$$

где $A_0(^{82}\text{Sr})$, $A_0(^{83}\text{Sr})$ — активность ^{82}Sr и ^{83}Sr на окончание облучения.

Для выполнения второго условия при контроле качества необходимо определить время выдержки мишени до химического выделения стронция из рубидиевой мишени. После этого ^{83}Rb в продукте будет образовываться только в результате распада ^{83}Sr . Далее активность ^{83}Sr будет снижаться, относительная активность ^{83}Rb возрастать. Для выполнения условия $A(^{83}\text{Rb})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$ активность ^{83}Rb и ^{82}Sr должна сравняться не ранее времени контроля. Это означает, что химическое выделение строн-



Р и с. 5. Минимальное время до контроля качества для мишени толщиной 1,96 (1), 2,73 (2) и 3,36 г/см² (3)

ция должно проводиться через t_c сут после облучения:

$$t_c > t_c^{\min} = t_p^{\min} - \frac{\ln(\lambda_{^{83}\text{Sr}}/\lambda_{^{83}\text{Rb}})}{\lambda_{^{83}\text{Sr}} - \lambda_{^{83}\text{Rb}}} = t_p^{\min} - 8,2 \text{ сут.}$$

Таким образом, стронций должен выделяться не ранее 8 сут до контроля качества продукта.

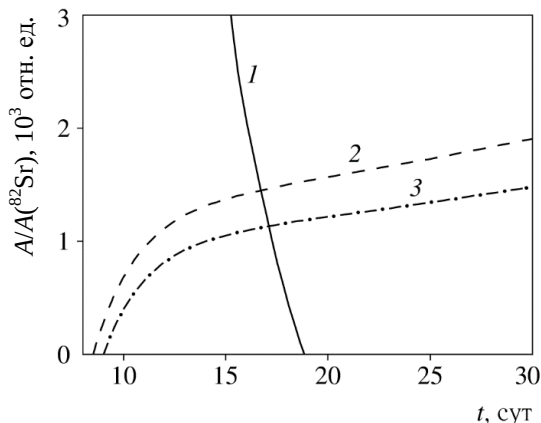
Минимальное время до контроля качества $t_p^{\min}$ показано на рис. 5 в зависимости от продолжительности облучения мишени. Видно, что оно сильнее зависит от времени облучения, чем от толщины мишени — $t_p^{\min} = T_0 + 8$ сут для времени облучения $T_0 = 8,5\text{—}9,1$ сут при толщине мишени 1,96—3,36 г/см². При работе без простоев ускорителя нецелесообразно проводить короткие сеансы облучения (менее 8,5 сут), так как это приведет к накоплению облученных мишеней для выдержки до химических процессов.

Из третьего ограничения $A(^{85}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) < 5$ следует максимальный срок работы генератора $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$ от окончания облучения

$$t_k = \frac{\ln[5A_0(^{82}\text{Sr})/A_0(^{85}\text{Sr})]}{\lambda_{^{82}\text{Sr}} - \lambda_{^{85}\text{Sr}}},$$

где $A_0(^{82}\text{Sr})$, $A_0(^{85}\text{Sr})$ — активность ^{82}Sr и ^{85}Sr в конце облучения.

Длительность интервала времени, когда выполняются условия для ^{83}Sr и ^{85}Sr , слабо зависит от продолжительности облучения: $t_k - t_p^{\min} = 165\text{—}162$ сут при облучении 1—14 сут мишени толщиной 2,73 г/см². На практике изготовленный генератор используется в течение 2—3 месяцев в зависимости от начальной ак-



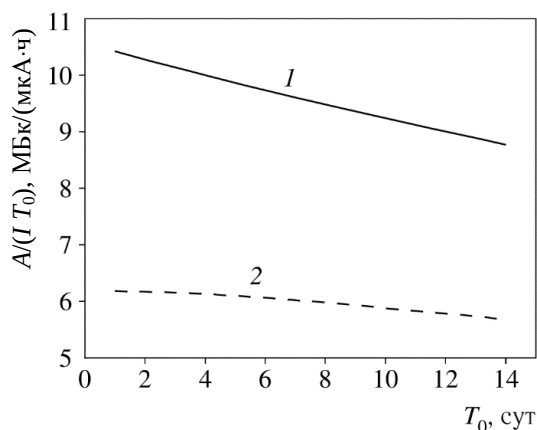
Р и с. 6. Относительная активность ^{83}Sr (1) и ^{83}Rb (2, 3) при химическом выделении стронция через 8,5 (2) и 9 сут после облучения (3)

тивности ^{82}Sr , но чем короче срок от времени контроля качества $t_p^{\min}$ до клинического использования генератора, тем меньшую дозу получит пациент от примесных изотопов.

С увеличением продолжительности облучения от 1 до 14 сут относительная активность ^{85}Sr на время контроля $t_p^{\min}$ немного возрастет от 0,32 до 0,34 для $\rho Z = 2,73$ г/см².

Для облученной в течение 9 сут мишени толщиной 2,73 г/см² на рис. 6 показано изменение со временем относительной активности ^{83}Sr и его дочернего ^{83}Rb в конечном продукте. Активность ^{83}Rb приведена для двух интервалов выдержки до выделения стронция из мишени. Минимально необходимое время выдержки до химического выделения стронция составляет 8,5 сут, в этом случае условия для ^{83}Sr и ^{83}Rb выполняются только во время контроля качества ($t_p^{\min} = 16,7$ сут). При времени выдержки 9 сут относительная активность ^{83}Rb достигает 0,0015 через 30 сут после облучения.

Таким образом, облученная в течение 9 сут мишень выдерживается в свинцовой камере до окончания облучения следующей мишени, затем она отправляется на химическую обработку перед выемкой из мишенной станции следующей мишени. Через 16,7 сут после облучения полученный из рубидия продукт будет удовлетворять первому условию $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$, в течение еще 13 сут будет выполняться условие $A(^{83}\text{Rb})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$, если химическое выделение стронция проводится через 9 сут после облучения. В конце срока использования гене-



Р и с. 7. Эффективность наработки целевого радионуклида в рубидиевой мишени толщиной 2,73 г/см² в конце облучения (1) и во время выполнения условия $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) = 0,0015$ (2)

ратора ($t_k = 179$ сут) относительная активность ^{83}Rb достигнет 0,027.

Эффективность наработки целевого изотопа обычно оценивают по отношению его активности в конце облучения к току пучка, умноженному на время облучения: $A/(I T_0)$. Поскольку минимальное время до достижения контрольного уровня по ^{83}Sr также зависит от времени облучения, то корректнее судить об эффективности через $t_p^{\min}$ сут после окончания облучения.

И в это время преимущество коротких периодов облучения менее значительно (рис. 7). Но в режиме работы с неполной загрузкой ускорителя нужное количество ^{82}Sr эффективнее набирать, уменьшая время облучения, при этом снижается относительная активность ^{85}Sr . Поскольку из ускорителя пучок будет выводиться на две мишенные станции, то при неполной загрузке эффективнее облучать одновременно две мишени, чем одну в 2 раза дольше.

Такое представление эффективности привязывает выход изотопа к затратам, связанным с облучением. Но кроме них существуют и другие затраты. Для оценки финансовой эффективности наработки целевого изотопа в знаменателе эффективности должно появиться дополнительное слагаемое, которое ограничит эффективность очень коротких периодов облучения.

Заключение. В настоящей работе показано, что в зависимости от толщины рубидиевой мишени есть оптимальная энергия протонов на входе, позволяющая повысить выход ^{82}Sr и минимизировать относительный выход примесных

^{83}Sr и ^{85}Sr . Компромисс достигается в геометрии с минимальным относительным выходом ^{83}Sr . При этом максимально возможная энергия протонов на входе в мишень определяет оптимальную толщину с максимальным выходом целевого ^{82}Sr . Для энергии 65 МэВ она равна 2,73 г/см².

При работе без простоев ускорителя целесообразно проводить сеансы облучения менее 8,5 сут, так как это приведет к накоплению облученных мишеней для выдержки до химических процессов.

Для мишени толщиной 2,73 г/см² непрерывный цикл может быть организован в режиме 9 сут облучения и 9 сут до выделения стронция. В этом случае через 16,7 сут после облучения выполняется условие $A(^{83}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$, и в течение еще 13 сут будет выполняться условие $A(^{83}\text{Rb})/A(^{82}\text{Sr}) \leq 0,0015$. Условие $A(^{85}\text{Sr})/A(^{82}\text{Sr}) < 5$ будет в силе 179 сут после облучения.

Авторы выражают благодарность Сьюзен В. Смит (Центр развития ядерной медицины) за полезную информацию и обсуждение.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.607.21.0193, идентификатор Соглашения RFMEFI60717X0193.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alvarez-Diez T., Dekemp R., Beanlands R., Vincent J. Manufacture of strontium-82/rubidium-82 generators and quality control of rubidium-82 chloride for myocardial perfusion imaging in patients using positron emission tomography. — Appl. Radiat. Isot., 1999, v. 50, p. 1015—1023.
2. Sannikov A.V., Savitskaya E.N. Physics of the HADRON code: recent status and comparison with experiment. — Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 2000, v. A450, p. 127—137.
3. Савицкая Е.Н., Санников А.В. Программа FAN15 для расчета переноса низкоэнергетических фотонов и нейтронов в произвольных средах. — Атомная энергия, 2017, т. 122, вып. 1, с. 40—45.
4. Савицкая Е.Н., Санников А.В. Моделирование переноса электронов и позитронов по программе FAN15. — Там же, вып. 2, с. 98—102.
5. Buthelezi E., Nortier F., Schroeder I. Excitation functions for the production of Sr-82 by proton bombardment of ^{nat}Rb at energies up to 100 MeV. — Appl. Radiat. Isot., 2006, v. 64, p. 915—924.

6. **Lagunas-Solar M.** Radionuclide production with >70 MeV proton accelerators current and future prospects. — Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 1992, v. B69, p. 452—462.
7. **Ido T., Hermanne A., Ditroi F. e.a.** Excitation functions of proton induced nuclear reactions on Rb-nat from 30 to 70 MeV. Implication for the production of Sr-82 and other medically important Rb and Sr radioisotopes. — Ibid., 2002, v. B194, p. 369—388.
8. **Sakamoto K., Dohniwa M., Okada K.** Excitation functions for (p, xn) and (p, pxn) reactions natural $^{79+81}\text{Br}$, $^{85+87}\text{Rb}$, ^{127}I and ^{133}Cs upto $E_p = 52$ MeV. — Appl. Radiat. Isot., 1985, v. 36, p. 481—488.
9. **Qaim S.M., Steyn G.F., Spahn I. e.a.** Yield and purity of ^{82}Sr produced via the $^{nat}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$ process. — Ibid., 2007, v. 65, p. 247—252.
10. **Gilbert E., Lavielle B., Neumann S. e.a.** Cross sections for the proton-induced production of krypton isotopes from Rb, Sr, Y, and Zr for energies up to 1600 MeV. — Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 1998, v. B145, p. 293—319.
11. **Nuclear** Data for Charged-particle Monitor Reactions and Medical Isotope. IAEA-INDC(NDS)-0675. Vienna: IAEA, 2015.

Поступила в Редакцию 2.07.19

УДК 621.386.85:616-073.75

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ РАДИОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

*Авакян А.К., Дергачева И.Л., Еланчик А.А., Коровкин Д.Ю., Крылова Т.А., Лобжанидзе Т.К.,
Полихов С.А., Смирнов В.П. (АО «НИИТФА», г. Москва)
e-mail: tklobganidze@niitfa.ru*

Система визуализации на основе рентгеновской трубки и цифрового плоскостового детектора является одним из основных инструментов реализации лучевой терапии с контролем по изображению [1]. Размер наименьших структур, различимых на проекционном рентгеновском изображении, определяется частотно-контрастными характеристиками изображения, которые, в свою очередь, зависят от технических и физических свойств системы визуализации [2, 3].

Согласно теории обработки сигналов зарегистрированное линейной системой искаженное изображение g является результатом воздействия на исходное изображение f искажающего оператора H . Воздействие описывается интегралом Фредгольма первого рода [4, 5]

$$g(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\alpha, \beta) h(x, \alpha, y, \beta) d\alpha d\beta, \quad (1)$$

где $h(x, \alpha, y, \beta)$ — ядро оператора, которое представляет собой отклик системы на входную импульсную функцию, локализованную в точке с координатами (x, y) ; α, β — пространственные переменные.

При условии пространственной инвариантности искажающего оператора уравнение (1) принимает вид интеграла пространственной свертки:

$$g(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\alpha, \beta) h(x - \alpha, y - \beta) d\alpha d\beta. \quad (2)$$

При описании систем визуализации ядро h обозначают функцией рассеяния точки. В соответствии с уравнениями (1), (2) при известной функции рассеяния точки системы исходное изображение может быть восстановлено по зарегистрированному изображению. Для рентгенографической системы входной импульсной функцией считается излучение, прошедшее через точечный объект. Примером точечного объекта является отверстие в непрозрачной для рентгеновского излучения диафрагме диаметром существенно меньше размера фокусного пятна.

Подавляющее влияние на функцию рассеяния точки оказывает конечный размер фокусного пятна рентгеновской трубки [6]. Данную связь можно выразить через частотно-контрастную характеристику, являющуюся модулем преобразования Фурье от функции рассеяния точки. Составляющая частотно-контрастной характеристики, зависящая от размера фокусного пятна, определяется по формуле [2]

$$C(q) = \sin(\pi F M q) / (\pi F M q), \quad (3)$$

где C — коэффициент контраста; q — пространственная частота, пар линий на 1 мм; F — размер проекции действительного фокусного пятна, мм; M — коэффициент геометрического увеличения, равный отношению расстояния объект—детектор к расстоянию фокус—объект.