

где эта операция осуществляется: в «горячей» камере или водном бассейне.

Ампула представляет собой цилиндрический сосуд с завинчивающейся крышкой со специальным уплотнением из металлической и резиновых прокладок.

Ампулы с твэлами устанавливаются в контейнер в защитном гнезде над водным бассейном или в «горячей» камере. С помощью смонтированной на контейнере лебедки твэл в ампуле втягивается в контейнер. Конструкция контейнера предусматривает его герметизацию и заполнение внутренней полости водой. Контейнер перевозится на специально оборудованной автомашине. Во время транспортировки твэлов отвод тепла осуществляется через слой воды между ампулой и внутренней стенкой контейнера.

В здании установки контейнер с помощью краповой тележки снимается с автомашины и устанавливается в устройство, позволяющее совместить ось контейнера с осью наклонного загрузочного канала колодца-хранилища. После промывок с помощью циркуляционного контура с насосом, смонтированного на контейнере, когда достигнута максимально возможная чистота поверхности ампулы, она опускается по каналу в хранилище. Затем под защитным слоем воды ампула отделяется от держателя опускного троса и переставляется из загрузочного люка в гнездо кассеты хранилища.

Опыт проектирования, строительства и эксплуатации укрупненной установки может быть

использован при проектировании и строительстве других подобных сооружений.

Авторы считают своим долгом отметить участие в создании установки П. П. Моисеенко, Л. М. Дунаева, Л. М. Суроегина, Ю. Г. Савина и И. Г. Абрамова.

Поступила в Редакцию 11/1 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Х. Брегер. «Хим. пром-сть», № 6, 12 (1959).
2. Nucleonics, 15, No. 7, 108; No. 8, 102; No. 11, 170 (1957).
3. J. Martens, F. Minuth. Selected Zist of Neutron and γ -irradiation Facilities in operation, being bui or planned. Washington, Govt. Print. Office, 1957.
4. H. Stockman et al. Nucleonics, 15, 94 (1957).
5. S. Jefferson, G. Murray, F. Rogers. Large Radiation Sources in Industry. Vol. I. Conference Proceedings. Warsaw, 8—12 September 1959. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1960.
6. P. Leveque. Там же, 141.
7. D. George, J. Gregory. Там же, 95.
8. Б. И. Вайнштейн, А. Х. Брегер, Н. П. Сыркус. «Хим. пром-сть», № 7, 6 (1959).
9. А. Х. Брегер и др. «Каучук и резина», № 4, 17 (1960).
10. А. Х. Брегер. Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР. Т. I, М., Гостоптехиздат, 1961, стр. 169.
11. Ю. С. Рябухин, А. Х. Брегер. «Атомная энергия», 5, 533 (1958).
12. А. Х. Брегер, Ю. С. Рябухин, Ф. А. Махлис. «Докл. АН СССР», 136, 671 (1961).
13. E. Crauch. AERA C/M 324. Harwell, July, 1957.



УДК 543.53:546.65

Радиохимическое исследование выходов элементов редкоземельной группы при фотоделении U^{238}

К. А. Петржак, Р. В. Седлецкий

С использованием радиохимических методов выделения осколков без носителя и метода изотопного разведения (вариант «активное—активным») изучались элементы редкоземельной группы и другие осколки фотоделения U^{238} при максимальной энергии тормозного излучения 14 Мэв. Определена зависимость выхода продуктов деления от массового числа.

Введение

Изучение распределения осколков по массам при делении тяжелых ядер дает ценную информацию как о свойствах самого процесса

деления, так и о влиянии на него массы и заряда делящегося ядра и его энергии возбуждения. Фотоделение при низких энергиях возбуждения выгодно отличается от других видов деления тем, что поглощение γ -кванта не приводит к изменению заряда и массы исследуемого ядра. Полученные к настоящему времени результаты показывают, что при фотоделении элементов тяжелее тория при низких энергиях возбуждения образуются две группы осколков — легкая и тяжелая [1]. В случае асимметричного деле-

ния в состав тяжелой группы входят изотопы редкоземельных элементов.

Выходы элементов редкоземельной группы при всех видах деления изучены относительно мало. Что же касается фотоделения тяжелых ядер, то к настоящему времени известна только работа [2], в которой изучались выходы редкоземельных элементов при делении U^{238} γ -квантами с максимальной энергией 100 и 250 Мэв. Представлялось интересным исследовать выходы этих осколков на примере фотоделения U^{238} при низких энергиях возбуждения, так как в этом случае исключается неопределенность в массе и заряде делящегося ядра.

Экспериментальная часть

Недостаточность сведений о выходах элементов редкоземельной фракции не случайна. Это обусловлено главным образом трудностями разделения редкоземельных элементов.

Радиохимический метод в его «классическом» выполнении малопригоден для изучения этой группы осколков, в частности осколков, имеющих малый период полураспада, или радиоактивных изотопов такого элемента, как прометий, стабильные изотопы которого неизвестны. Дело в том, что весовые количества редкоземельных элементов нельзя быстро и надежно разделить методами ионообменной хроматографии или методом непрерывного электрофореза [3]. Быстро и четкого разделения редкоземельных элементов этими методами можно добиться только тогда, когда они находятся в микроконцентрациях. Способ определения выходов редкоземельных элементов, использованный в работе [4], является одним из возможных компромиссных решений.

Следует отметить еще один существенный момент. При исследовании кривой выхода масс осколков деления радиохимическим методом измеряется абсолютная β -активность препаратов. Обычно эти измерения проводят на торцовом счетчике, причем изучаемые образцы имеют большую поверхностную плотность. Недостатки такого способа общеизвестны. С другой стороны, очевидны преимущества измерения абсолютной активности осколков деления на 4π -счетчике, когда исследуемые препараты не содержат стабильного носителя в весовых концентрациях. Эффективность регистрации в этом случае равна почти 100%.

Вышеупомянутые обстоятельства определили задачу выделения редкоземельных элементов из облученного материала без стабильного

изотопного носителя. В предыдущих работах [3, 5] показана возможность выделения этой группы осколков без носителя из урана и тория и последующего ее разделения методом непрерывного электрофореза. При исследовании выходов элементов редкоземельной фракции использовалась методика, описанная в работе [5].

Методом выделения без носителя одновременно изучались выходы изотопов рутения и серебра при делении U^{238} . Для выделения изотопов рутения применялась методика Хьюма [6], несколько видоизмененная в связи с необходимостью выделения изотопов серебра и группы редкоземельных элементов. При исследовании выходов изотопов серебра для решения этой задачи в качестве неизотопного носителя использовался таллий, отделяемый от серебра на последних стадиях радиохимического анализа.

Для изучения распределения осколков по массам при фотоделении U^{238} была выбрана максимальная энергия тормозного излучения 14 Мэв. Образцы спрессованной и прокаленной закиси-окиси урана весом 0,7—1,0 г облучались внутри ускорительной камеры бетатрона Ленинградского технологического института им. Ленсовета. Максимальная энергия электронов 15 Мэв. Интенсивность тормозного излучения оценивалась в 5—8 р/мин на расстоянии 1 м от мишени. Электроны тормозились в веществе облучаемого препарата. Вклад деления за счет электронов, нейтронов деления и фотонейтронов оценивался теоретически и экспериментально в работах [7—9] и оказался незначительным.

Для калибровки максимальной энергии тормозного излучения бетатрона использовались известные значения порогов фотоядерных реакций для ряда элементов (In^{115} , Sb^{121} , Ag^{109} , Br^{81} , Br^{79} , Cu^{63} , N^{14} , Zn^{64} , P^{31} , Zr^{90} , Mo^{92} , Fe^{54}).

Во время облучения стабильность энергии контролировалась по напряжению, снимаемому с витка, находящегося в магнитном поле бетатрона. Постоянство интенсивности излучения оценивалось по показаниям ионизационной камеры. Продолжительность облучения составляла обычно 10—12 ч.

Были изучены относительные выходы следующих осколков при фотоделении U^{238} : La^{141} , Ce^{143} , Pr^{145} , Nd^{147} , Nd^{149} , Pm^{151} , Y^{93} , Ru^{103} , Ru^{105} , Ag^{111} , Ag^{113} . В качестве стандартного осколка был выбран Ce^{143} .

Химический выход в каждом опыте контролировался посредством добавления в начале анализа известной активности соответствующих долгоживущих изотопов-«меток» (La^{140} , Ce^{144} , Pr^{143} , Pm^{147} , Y^{90} , Ru^{106} , Ag^{100}) с последующим

анализом кривой распада активности выделенного препарата. Такой способ определения химического выхода основывается на методе изотопного разведения «активное — активным», предложенном Отто Ханом [10, 11].

В случае, когда радиоактивный изотоп, применяемый для контроля химического выхода, накапливался в процессе облучения в заметном количестве, например Pr^{143} , проводились «холостые» опыты в одинаковых условиях облучения. Химическое же отделение дочерних продуктов распада от материнских производилось в том же временном интервале от момента выключения бетатрона, как и в «рабочих» опытах. В холостых опытах определялось отношение активностей короткоживущего и долгоживущего изотопов, например Pr^{145} и Pr^{143} . Знание этого отношения позволяло вводить поправку в химический выход в рабочих опытах. Кроме того, вводимая активность бралась такой, чтобы активность долгоживущего изотопа, накопленная в процессе облучения, составляла незначительную долю от внесенной.

Этот способ определения химического выхода можно использовать и при изучении долгоживущих изотопов, образующихся при делении. В этом случае облученный материал «охлаждается» в течение времени, достаточного для практически полного распада короткоживущих изотопов. В качестве метки затем используется какой-либо короткоживущий изотоп изучаемого элемента.

Радиоактивные изотопы-метки предварительно очищались от возможных радиоактивных загрязнений. Затем приготавливался раствор, из которого отбирались метки химического выхода. Удельная активность радиоактивного раствора изотопа-метки контролировалась в каждом отдельном опыте одновременным отбором раствора для приготовления метки (взвешенной капли, нанесенной на тонкую медную фольгу) и «стандарта» (взвешенной капли, нанесенной на коллодиевую пленку, укрепленную на кольце). Затем измерялась активность стандарта, а следовательно, и удельная активность раствора.

Препараты для измерения β -активности выделенных осколков готовились следующим образом. Точное положение пиков фракций редкоземельных элементов в ячейке для непрерывного электрофореза определялось измерением активности отбираемых одинаковых объемов раствора на торцовом счетчике. Фракции раствора после разделения выпаривались досуха в кварцевых чашках. Чашки прокаливались

для термического разложения остатков аммониевых солей этилендиаминтетрауксусной кислоты и затем обрабатывались концентрированной соляной кислотой. Солянокислые растворы фракций, содержащие радиоактивные изотопы редкоземельных элементов без носителя, по каплям наносились на органические пленки, смонтированные на кольцах. После осторожного высушивания под инфракрасной лампой образцы помещались в 4л-счетчик. Аналогично готовились препараты для измерения активности выделенных изотопов рутения и серебра. Активность выделенных осколков деления без носителя измерялась на 4л-счетчике, работавшем в пропорциональном режиме. Фон счетчика составлял 2—3 *имп/мин* [12, 13]. Работа счетчика контролировалась перед каждой серией измерений по стандартному источнику Tl^{204} точно известной активности.

Полученные кривые распада радиоактивных изотопов данного выделенного элемента анализировались, чтобы по периоду полураспада установить принадлежность полученной активности изучаемому изотопу и по содержанию долгоживущего изотопа-метки определить химический выход. Определялись относительные активности выделенных осколков. За стандарт принималась активность Ce^{143} . Относительные активности исследуемых осколков фотоделения определялись как среднее из результатов трех-семи облучений.

Для установления массы дополнительного осколка, или «зеркальной» точки на кривой выхода масс, необходимо знать среднее число мгновенных нейтронов, испускаемых на один акт деления. При спонтанном делении U^{238} число испускаемых мгновенных нейтронов по результатам последних работ равно $2,1 \pm 0,1$ [14] и $2,1 \pm 0,08$ [15]. Если предположить, что зависимость $\bar{\nu}$ от энергии возбуждения делящегося ядра при фотоделении имеет тот же характер, что и при делении ядер нейтронами, т. е. увеличивается на единицу при увеличении энергии возбуждения на 7—9 *Мэв* [16], то при фотоделении U^{238} γ -квантами с максимальной энергией 14 *Мэв* можно принять $\bar{\nu}=3$.

Построив кривую относительных выходов масс при $\bar{\nu}=3$ и нормировав площадь, охваченную кривой, к 200%, мы получили значения абсолютных выходов исследованных осколков.

Найденные кумулятивные выходы осколков считались равными полным выходам цепочек с соответствующими массовыми числами, так как независимые выходы последних членов, рас-

считанные согласно гипотезе равного зарядового смещения [17, 18], малы и находятся за пределами точности результатов. Полученные данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Выходы осколков фотоделения U^{238} при максимальной энергии тормозного излучения 14 Мэв

Осколок	Период полураспада	Отношение выхода осколка к выходу Ce^{143}	Выход, % при нормировании к 200%
Y^{90}	11 ч	$0,996 \pm 0,096$	$4,3 \pm 0,4$
Ru^{103}	39,8 дня	$0,955 \pm 0,028$	$4,11 \pm 0,12$
Ru^{106}	4,4 ч	$0,832 \pm 0,020$	$3,59 \pm 0,09$
Ag^{111}^*	7,6 дня	$0,064 \pm 0,025$	$0,27 \pm 0,11$
Ag^{113}^*	5,3 ч	$0,066 \pm 0,025$	$0,28 \pm 0,11$
La^{141}	3,7 ч	$1,45 \pm 0,21$	$6,2 \pm 0,9$
Ce^{143}	33,4 ч	1,0	4,3
Pr^{145}	6,0 ч	$0,989 \pm 0,167$	$4,2 \pm 0,7$
Nd^{147}	11,3 дня	$1,03 \pm 0,28$	$4,4 \pm 1,2$
Nd^{149}	1,8 ч	$0,52 \pm 0,12$	$2,2 \pm 0,5$
Pm^{151}	27,5 ч	$0,25 \pm 0,05$	$1,1 \pm 0,2$

* Проведен только один опыт.

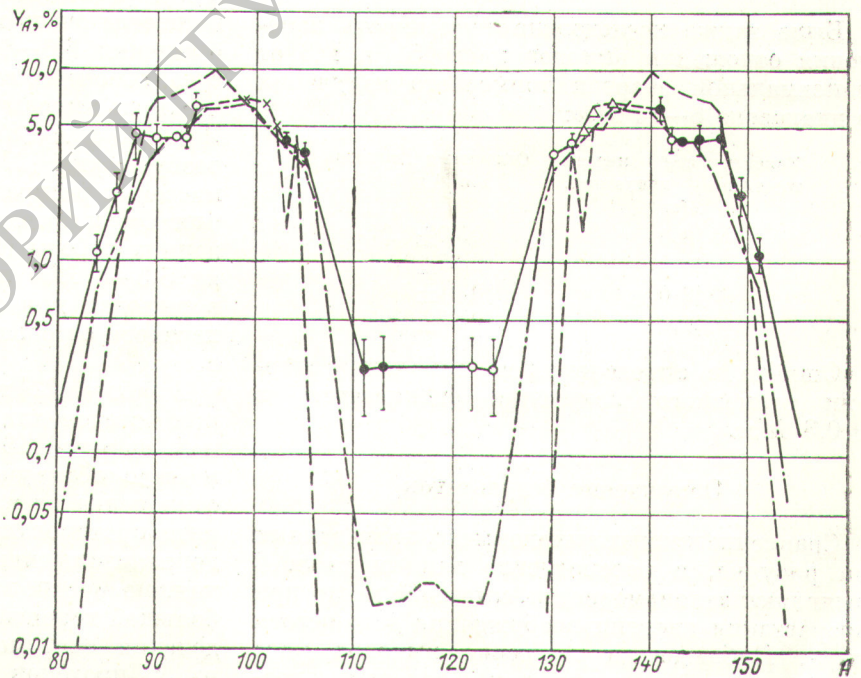
на рисунке. На этом же рисунке показаны распределения выходов осколков при спонтанном делении U^{238} [19—21] и при фотоделении γ -квантами с максимальной энергией 8 Мэв [1].

В нашей работе не получено данных по выходам осколков в интервале масс 94—103 и 132—141. Поэтому в этих интервалах кривая распределения осколков по массам проведена пунктиром через значения выходов осколков при фотоделении U^{238} γ -квантами с максимальной энергией 13 Мэв, заимствованные из работы [22]. Малая разница в энергиях возбуждения позволяет предположить аналогичный ход кривой распределения осколков по массам в указанных интервалах и при максимальной энергии γ -квантов 14 Мэв. Интересно отметить, что характер кривой выходов при энергии γ -квантов 8 Мэв [1] в этих интервалах почти одинаковый.

При построении кривых (см. рисунок) для спонтанного деления принималось $\bar{\nu}=2$ и для фотоделения при энергиях 8 и 13 Мэв $\bar{\nu}=3$. Плавных кривых выходов масс не строили, предполагая, что локальные отступления от такого характера этих зависимостей скорее правило, чем исключение.

Были определены величины отношений выходов Pm^{149}/Pm^{151} и Nd^{147}/Nd^{149} . Они оказались равными соответственно $2,07 \pm 0,08$ и $1,99 \pm 0,06$. При исследовании отношений выходов масс 149 и 151 облученный образец выдерживался в течение 12—13 ч для практически полного распада Nd^{149} . Кроме того, предполагалось, что независимый выход Pm^{149} мал, т. е. отношение выходов Nd^{147} и Nd^{149} тем самым является отношением полных выходов цепочек с массовыми числами 147 и 149. Знание этих отношений позволяет рассчитать выходы цепочек для массовых чисел 147 и 149.

На основе полученных результатов была построена кривая зависимости выходов продуктов деления от массового числа, приведенная



Зависимость выходов осколков деления от массового числа:
 ● — основные точки; ○ — зеркальные точки (результаты настоящей работы для фотоделения U^{238} при 14 Мэв); × — основные точки; △ — зеркальные точки (результаты работы [22] для фотоделения U^{238} при 13 Мэв); — · — фотоделение U^{238} при 8 Мэв [1]; — — — спонтанное деление U^{238} [19—21].

Основные характеристики кривых массового распределения, показанных на рисунке, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Основные характеристики кривых выходов при фотоделении и спонтанном делении U^{238}

Параметры кривых выходов	Спонтанное деление U^{238} [19—21]	U^{238} (γ $M_{эв}$, f) [1]	U^{238} (γ $14 M_{эв}$, f) (настоящая работа)
Положение тяжелого пика	140	138	141
Положение легкого пика	96	98	94
Максимальный выход	9,6	6,4	6,2
Полуширина пика . .	13	15	17
Отношение ординат пика к впадине . .	$\gg 190$	340	23
$d \log Y/dA$ при $A > 151$	$-0,50^*$	$-0,35^*$	$-0,20$

* По зеркальным точкам.

Была также исследована зависимость изменения отношения выходов масс 151 и 143 от максимальной энергии тормозного излучения в диапазоне 8—14 $M_{эв}$:

Максимальная энергия тормозного излучения, $M_{эв}$	Отношение выходов Pm^{151} и Ce^{143}
8,0	$0,30 \pm 0,01$
10,0	$0,27 \pm 0,03$
12,0	$0,31 \pm 0,01$
14,0	$0,25 \pm 0,05$

Ошибка в определении максимальной энергии тормозного излучения оценивается в $\pm 0,3 M_{эв}$.

Обсуждение результатов

Сравнение кривых выходов масс, приведенных на рисунке, и рассмотрение данных табл. 2 выявляют закономерности, имеющие место при возрастании энергии возбуждения делящегося ядра. Наблюдается снижение выходов масс в пиках легкой и тяжелой групп осколков и возрастание выходов симметричного деления. Ширина главных пиков массовых распределений с ростом энергии возбуждения увеличивается.

По-видимому, можно также предполагать, что выходы резко асимметричных масс возрастают с ростом энергии возбуждения. Экстраполяция при массах, больших 151, для фотоделения U^{238} при 14 $M_{эв}$ дает значение $d \log Y/dA$ меньше (по абсолютной величине), чем для спонтанного деления и деления квантами с максимальной энергией 8 $M_{эв}$.

Сравнить данные настоящей работы для выходов асимметричных масс 145—151 с данными других авторов трудно, поскольку непосредственно измеренные выходы в этой области масс для фотоделения U^{238} при низких и средних энергиях возбуждения в настоящее время нам не известны. Можно сопоставить лишь выходы зеркально отраженных масс. Следует, однако, отметить, что полученные за последнее время данные по зависимости числа испускаемых мгновенных нейтронов от массы осколка [23—26] делают такое сопоставление скорее качественным, чем количественным.

Как следует из приведенных данных, нам не удалось обнаружить изменения отношения выходов асимметричных масс 151 и 143 при изменении максимальной энергии тормозного излучения от 8 до 14 $M_{эв}$. Этот факт, по-видимому, позволяет предположить, что выходы осколков в интервале масс 143—151 не меняются, либо меняются очень мало в диапазоне энергий возбуждения 6,8—11,5 $M_{эв}$. Данное обстоятельство, вероятно, согласуется с представлениями, что лишь выходы резко асимметричных масс при $A > 153$ и $A < 83$ сильно зависят от энергии возбуждения [27]. Тем не менее сопоставление массовых распределений для спонтанного деления U^{238} и фотоделения при 8 и 14 $M_{эв}$, а также данных работы [1] по фотоделению при энергиях 5,5—8 $M_{эв}$ показывает сильное изменение в выходах для интервала масс 140—147 при переходе от спонтанного деления к вынужденному.

В работе [22] детально исследовались выходы при фотоделении U^{238} γ -квантами с максимальной энергией 13 $M_{эв}$ в области масс 99—105 и было обнаружено при массовом числе 105 отклонение от плавного хода кривой, которое интерпретировалось как «тонкая структура», дополнительная к тяжелому пику и обусловленная, по предположениям авторов работы [22], большой вероятностью образования в процессе деления осколков с замкнутыми оболочками из 50 протонов (Sn^{130}_{50}). Данные настоящей работы для этой области масс, по-видимому, также дают основание предположить указанное выше отклонение при массе 105.

Необходимо отметить, что в настоящее время существует иная точка зрения на природу локальных отклонений от плавного распределения выходов масс. Авторы работы [26], исследуя доминирующее деление U^{235} тепловыми нейтронами, связывают их с простой вариацией вероятности нейтронной эмиссии из мгновенных осколков деления в зависимости от массы и считают, что гипотеза о более вероятном образовании магических ядер в акте деления не соответствует действительности.

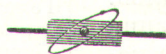
В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. П. Шведова и А. В. Степанова за любезно предоставленную возможность использовать установку для непрерывного электрофореза и за помощь, оказанную при выполнении этой работы.

Поступила в Редакцию 27/XII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Duffield, R. Schmitt, R. Sharp. Доклад № 678, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
2. А. К. Лаврухина и др. В сб. «Физика деления атомных ядер». М., Госатомиздат, 1962, стр. 210.
3. В. П. Шведов и др. «Радиохимия», 6, 711 (1960).
4. A. Pappas, S. Alstad. J. Inorg. Nucl. Chem. 17, 195 (1960); 15, 222 (1960).
5. Р. В. Седлецкий, К. А. Петржак. «Радиохимия», 4, 99 (1962).
6. D. Hume. National Nuclear Energy. Series Plutonium Project Record, v. 9, book 3. Radiochemical Studies the Fission Products, 1951, p. 261.
7. R. Schmitt, R. Duffield. Phys. Rev., 105, 1277 (1957).

8. И. А. Васильев, К. А. Петржак. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1135 (1958).
9. H. Richter, C. Coryell. Phys. Rev., 95, 1550 (1954).
10. O. Hahn. Applied Radiochemistry, Ithaca. N. Y., Cornell University Press, 1936.
11. O. Hahn. Z. Phys. Chem., 103, 461 (1923).
12. К. А. Петржак, Р. В. Седлецкий. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 32 (1960).
13. К. А. Петржак, Р. В. Седлецкий. Там же, № 5, 177 (1961).
14. Б. Д. Кузьминов и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 406 (1959).
15. R. Sher, I. Leroy. Nucl. Energy. A, 12, 101 (1960).
16. Ю. С. Замятин. В сб. «Физика деления атомных ядер». М., Госатомиздат, 1962, стр. 103.
17. L. Glendenin, C. Coryell, R. Edwards. National Nuclear Energy Series. Plutonium Project Record, v. 9, book 3. Radiochemical Studies the Fission Products, 1951, p. 489.
18. А. Папас. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 7. М., Госхимиздат, 1958, стр. 30.
19. P. Kuroda, M. Menon. Nucl. Sci. Engng, 10, 70 (1964).
20. B. Young, H. Thode. Canad. J. Phys., 38, 1 (1960).
21. G. Wetherill. Phys. Rev., 92, 907 (1953).
22. D. Wiles, C. Coryell. Phys. Rev., 96, 696 (1954).
23. В. Ф. Апалин и др. «Атомная энергия», 8, 15 (1960).
24. J. Freser, I. Milton. Phys. Rev., 93, 818 (1954).
25. S. Whetstone. Phys. Rev., 114, 581 (1959).
26. H. Farrar, R. Tomlinson. Canad. J. Phys., 40, 943 (1962).
27. T. Sugihara et al. Phys. Rev., 108, 1264 (1957).



УДК 66.063.4:661.879

Влияние минералов железа, содержащихся в рудах, на окисление урана в кислой среде

Г. М. Алхазавили, Г. М. Несмеянова, Л. Н. Кузьмина

В работе содержатся результаты исследования влияния минералов железа на процесс извлечения урана из смолки в раствор серной кислоты с окислителями. Полученные результаты позволяют выбрать более рациональный метод извлечения урана в зависимости от состава рудного сырья.

Замеченное ранее и подтвержденное в данной работе отрицательное влияние ионов $Fe(II)$ на окисление урана смесью азотной и серной кислот указывает на невозможность применения относительно разбавленных растворов смеси кислот (ниже 100 г/л) для извлечения урана из руд, содержащих большие количества пирита.

Одновременно показано, что присутствие минералов лимонита, магнетита, пирита и сидерита дает возможность извлекать уран в разбавленных растворах серной кислоты с окислителем MnO_2 .

Выбор методов извлечения урана в раствор в значительной степени зависит от состава руд [5, 8]. Различные компоненты, содержащиеся в неурановых минералах, при переходе в раствор существенно влияют на процесс выщелачивания.