

Ж 53  
А92

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# Атомная энергия

Ежемесячный журнал  
год издания двенадцатый

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Июнь ■ Вып. 6

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора),  
И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЖЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ  
(зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕ-  
РЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО,  
В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. В. ШЕВЧЕНКО.

## СОДЕРЖАНИЕ

### СТАТЬИ

Н. В. Губкин, Д. Т. Десятников, И. К. Руднева. Пре- имущество применения метода подземного выще- лачивания урана в условиях обводненных пла- стовых месторождений . . . . .	511
А. И. Zubov, Г. Н. Котельников. Жильные твердые битумы в урановом месторождении . . . . .	514
М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. Метод расчета нерав- номерностей температур в пучках твэлов, охлаж- даемых жидкими металлами . . . . .	520
М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. О характере зависимости коэффициента тепло- отдачи при капельной конденсации от темпера- турного напора . . . . .	523
И. Т. Мишев, М. Г. Христова. Исследование концен- трации радиоактивного газа $Ag^{41}$ в воздухе, выбра- сываемом через трубу реактора ИРТ-1000 . . . . .	530
И. А. Кондуров, А. И. Егоров, Д. М. Каминер, Е. М. Коротких, А. М. Никитин. Измерение сеч- ний захвата нейтронов радиоактивными ядрами $Co^{58m}$ , $Cu^{64}$ и $Sc^{46}$ . . . . .	533
В. И. Белоглазов, Ю. М. Базаев, А. К. Вальтер, В. А. Вишняков, Ф. С. Гороховатский, И. А. Гри- шаев, Ю. И. Добродобов, Е. В. Еременко, А. И. Зы- ков, В. М. Кобезский, В. В. Кондратенко, Г. Ф. Кузнецов, Н. И. Мочешников, В. Б. Муфель, В. И. Мякота, В. В. Петренко. Линейный ускоре- тель электронов на 2 Гэв. Физико-технического института АН УССР . . . . .	540
В. Б. Красовицкий, В. И. Курилко, М. А. Стржеме- чный. Нелинейная теория взаимодействия моду- лированного пучка с плазмой . . . . .	545
Ю. В. Сковорода, Э. И. Юрченко. Движение пролетных частиц в системе с минимумом $V$ . . . . .	549
Ф. В. Кондратьев, Г. В. Синютин. Исследование рабо- ты цезиевого термоэмиссионного преобразователя с вольфрамовым катодом . . . . .	553
В. С. Кессельман. Аналитические соотношения для расчета глубины проникновения ионов в вещество . . . . .	557

### АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

М. П. Леончук. Расчет переходных режимов парогене- ратора на ЦВМ . . . . .	364
С. А. Козловский, В. С. Кызьюров, А. А. Сметанин. Определение потока быстрых нейтронов детекто- ром $ZnS(Ag)$ + плексиглас и детектором Бассона . . . . .	564
В. А. Брисман, В. П. Савина. Исследование объем- ных полей поглощенных доз нейтронных излу- чений в полиэтиленовом образце . . . . .	565
В. А. Брисман, В. П. Савина. Экспериментальное исследование объемных полей поглощенных доз реакторного $\gamma$ -излучения в полиэтиленовом образце . . . . .	566
В. П. Громов, Ю. Ф. Zubov, Д. Б. Подднеев. Рассеяние быстрых нейтронов железными и алюминиевыми барьерами . . . . .	567

### ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Л. Н. Москвин, В. И. Портнягин. Влияние солей $Na$ , $K$ , $Mg$ и $Ca$ на экстракцию $Se$ и $Y$ ДЭГФК из кислых растворов . . . . .	568
М. К. Юг. Коррозия сталей и никелевых сплавов в расплавах натрийборсилкатных стекол при тем- пературах 1000 и 1200°С . . . . .	570
Г. Н. Маслов, Ф. Насыров, Н. Ф. Пашкин. Гамма- излучение при взаимодействии нейтронов с энер- гией 14 Мэв с ядрами атомов $B$ , $C$ , $N$ , $O$ , $F$ , $Al$ . . . . .	573
Г. И. Михайлов, Л. П. Старчик. Анализ лития по вы- ходу реакции $Li^7(\alpha, \alpha')Li^7*$ . . . . .	575
В. А. Толстиков, В. П. Королева, В. Е. Колесов, А. Г. Довбенко, Ю. Н. Шубин. Радиационный захват быстрых нейтронов ядрами $Sn^{122}$ , $Sn^{124}$ и $Sb^{121}$ , $Sb^{123}$ . . . . .	576
Р. В. Джагацаниян, Ю. Г. Ляскин, Л. И. Хейфец, В. И. Косоротов, В. И. Мукосей. Расчет коэффи- циента полезного действия шарового источника $\beta$ -излучения . . . . .	580
О. В. Федоров. Слождково-молибдатный тип зоны окис- ления . . . . .	582



п 235609  
225473/м

РЕПОЗИТОРИЙ Ф. СКОРИНЫ



Результаты измерений сравнивались с расчетами по статистической теории ядерных реакций с привлечением оптической модели ядра для расчета нейтронных проникаемостей. Результаты расчетов приведены на рис. 1—5. Сплошными кривыми обозначены полные сечения захвата; пунктиром указаны расчетные значения сечений захвата нейтронов с различными орбитальными моментами. Расчетные формулы и обозначения приведены в работах [18, 19]. Были приняты следующие параметры ядерного потенциала:  $d = 0,5 \times 10^{-13}$  см;  $V_0 = 45$  Мэв;  $\xi = 0,1$ ;  $\kappa = 0,35 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>;  $r_0 = 1,31 \cdot 10^{-13}$  см.

Необходимые для расчета значения энергий, спинов и четностей возбужденных уровней ядер-мишеней взяты из работы [20]. Энергии связи нейтрона  $B_n$  в компаунд-ядрах  $Sb^{122}$ ,  $Sb^{124}$ ,  $Sn^{123}$  и  $Sn^{125}$  принимались равными соответственно 6,827; 6,45; 5,949; 5,74 Мэв [21].

Эффективные энергии возбуждения ядер  $Sn^{123}$  и  $Sn^{125}$  с учетом энергии спаривания были выбраны равными 4,74 и 4,54 Мэв соответственно. Параметры  $a$  плотности уровней для  $Sb^{122}$  и  $Sb^{124}$  взяты равными 16,2 и 15,4 Мэв<sup>-1</sup> соответственно [22]. Для  $Sn^{123}$  и  $Sn^{125}$  параметра  $a$  плотности уровней рассчитывался на основании полумпирической формулы [23], были получены значения 16,3 и 14,6 Мэв<sup>-1</sup> соответственно.

В области 0,2—0,9 Мэв наилучшее согласие теории с экспериментом получено при  $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,074$  эв для  $Sb^{123}$  и  $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,078$  эв для  $Sb^{124}$ . Эти значения  $\bar{\Gamma}_\gamma$  в обоих случаях согласуются с экспериментальными данными [21]. Отметим, что спин  $7/2^+$  уровня с энергией 537 кэв для  $Sb^{123}$  был выбран произвольно, так как в литературе соответствующих сведений не имеется. В процессе расчетов значение спина этого уровня варьировалось; наилучшее согласие было получено для значения  $7/2^+$ .

Полученное в настоящей работе значение сечения поглощения нейтронов естественной смесью изотопов сурьмы также хорошо описывается расчетной кривой в области, где расчет корректен.

При выбранных параметрах  $a$  плотности уровней расчетные значения сечений поглощения нейтронов для  $Sn^{122}$  и  $Sn^{124}$  согласуются с экспериментальными данными работы [13] при  $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,1$  эв в обоих случаях. На основании результатов расчета и экспериментальных сечений получены измеренные отношения для  $Sn^{122}$  и  $Sn^{124}$  в интервале энергий 0,3—2 Мэв (рис. 6 и 7).

Авторы благодарят А. В. Малышева за постоянный интерес к проведенной работе и ценные советы.

Поступило в Редакцию 24/IX 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова. В кн. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды Второй всесоюзной конференции (Москва, июль 1960)». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 562.
2. Neutron Cross Section. Suppl. No. 2, Second Edition. Vol. IIB. Z-41 to 60. BNL-325, 1965.
3. Neutron Cross Section. Suppl. No. 2, Second Edition. Vol. III, Z-88 to 98, BNL-325, 1963.
4. W. Davey. Nucl. Sci. and Engng, 26, 149 (1966).
5. R. Macklin et al. Phys. Rev., 107, 504 (1957).
6. W. Lyon, R. Macklin. Phys. Rev., 114, 1619 (1959).
7. D. Hughes et al. Phys. Rev., 91, 1423 (1953).
8. D. Hughes, K. Schwartz. Neutron Cross Sections. Second Edition. N.Y., McGraw Hill Book Co., 1958.
9. J. Griffiths Proc. Phys. Soc. (London), A170, 513 (1939).
10. H. von Halban, L. Kowarski. Nature, 142, 392 (1958).
11. V. Dementi, D. Timoshuk. Compt. rend. acad. sci URSS, 27, 929 (1940); M. G. Mescheryakov. Ibid., 48, 555 (1945).
12. Ю. В. Гофман. Приложение к «Укр. физ. ж.», III, № 1, 14 (1958).
13. R. Macklin et al. Nature, 194, 1272 (1962).
14. B. Diven et al. Phys. Rev., 120, 556 (1960).
15. Т. С. Беланова и др. «Атомная энергия», 19, 3 (1965).
16. Ю. И. Попов, Ф. Л. Шанин. ЖЭТФ, 42, 988 (1962).
17. J. Gibbons et al. Phys. Rev., 122, 182 (1961).
18. В. А. Толстикова и др. «Атомная энергия», 17, 505 (1964).
19. В. А. Толстикова и др. «Атомная энергия», 21, 45 (1966).
20. Б. С. Желепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
21. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
22. А. В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 311 (1963).
23. Ю. Н. Шубин, А. В. Малышев, В. С. Стависский. Доклад № 23/103, представленный СССР на конференцию по ядерным данным (Париж, 17—21 октября 1966 г.).

Расчет коэффициента полезного действия шарового источника  $\beta$ -излучения

Р. В. ДЖАГАЦПАНЯН, Ю. Г. ЛЯСКИН, Л. И. ХЕЙФЕЦ,  
В. И. КОСОРОВ, В. И. МУКОСЕЙ

УДК 541.15

В работе [1] был рассмотрен метод расчета производительности радиационно-химического аппарата с плоским  $\beta$ -источником конечной толщины на основе уравнения дозовой функции от бесконечного плоского источника конечной толщины, полученного Сильвер-

маном [2]. Не менее интересно разработать метод расчета такого аппарата с шаровым  $\beta$ -источником.

В настоящей работе сделана попытка рассчитать к. п. д. шарового источника излучения в зависимости от его радиуса и к. п. д. такого источника, окружен-



ного защитной оболочкой неактивного материала той же плотности. Такая постановка вопроса имеет реальный физический смысл. Как известно, наиболее подходящим материалом для источников  $\beta$ -излучения является титанат стронция ( $\text{SrTiO}_3$ ), активный компонент которого  $\text{Sr}^{90}$  [3, 4]. Выбор этого элемента обусловлен относительно большим периодом его полураспада, практически чистым  $\beta$ -излучением и возможностью получения его в больших количествах из отходов атомной промышленности. Выбор соединения, в котором связан активный элемент, объясняется тем, что  $\text{SrTiO}_3$  растворяется с очень малой скоростью в морской и пресной воде, обладает высокими плотностью и точкой плавления, хорошей теплопроводностью, высокой концентрацией стронция. Преимуществом  $\text{SrTiO}_3$  является также простота изготовления. Однако практическое использование титаната стронция в виде шаровых источников излучения потребует защиты их от истирания и коррозии. Эта защита может быть выполнена в виде слоя неактивного  $\text{SrTiO}_3$  или тонкой оболочки из металлического титана. Плотность титаната стронция колеблется в пределах  $4,1-4,4 \text{ г/см}^3$  [3], что весьма близко к плотности титана —  $4,5 \text{ г/см}^3$ .

Расчет к. п. д. шарового источника  $\beta$ -излучения возможен, если известны дозовые функции для такого источника. Эти функции были получены из формул Сильвермана для точечного источника, помещенного в гомогенную среду [2] по методике, описанной в работах [5, 6]:

$$J(x) = \begin{cases} \frac{K}{(\mu x)^2} & \text{для } \mu x < 1, \\ ke^{1-\mu x}/\mu x & \text{для } \mu x > 1, \end{cases} \quad (1)$$

где  $J(x)$  — доза ( $\text{рад}$ ) в точке, отстоящей от точечного источника на расстоянии  $x$ ,  $\text{см}$ ;

$$K = \frac{\bar{E}\mu^3}{12\rho} \quad (2)$$

$\mu$  — линейный коэффициент поглощения,  $\text{см}^{-1}$ ;  $\bar{E}$  — средняя энергия  $\beta$ -спектра,  $\text{г}\cdot\text{рад/расп}$ ;  $\rho$  — плотность поглощающей среды,  $\text{г/см}^3$ .

Для определения энергии  $\beta$ -излучения, поглощенной вне шарового источника (мощностью  $k$  и радиусом  $r$ ) в объеме радиуса  $R$ , необходимо проинтегрировать дозовые функции от шарового источника по объему сферического кольца радиусов  $r$ ,  $R$ .

Ввиду того что эти интегралы не могут быть взяты аналитически, их численные значения были определены с помощью электронно-вычислительной машины «Минск-2». Численные значения интегралов были получены для ряда значений  $\mu r$  от 0,1 до 15 по сферическому кольцу радиусов  $\mu r$  и  $\mu R$ , где  $\mu R$  менялось в пределах от  $\mu r$  до  $\infty$ . Анализ таблицы этих интегралов показал, что полная энергия излучения, поглощенная в сферическом кольце радиусов  $\mu r$ ,  $\mu R$ , при  $\mu r \rightarrow 0$  и  $\mu R \rightarrow \infty$ , определяется выражением  $\bar{E} = \frac{12\pi k r}{\mu^3}$ , что вытекает из формулы (2) для точечного источника.

Коэффициент полезного действия шаровых источников излучения с радиусом  $\mu r$  может быть получен из соотношения

$$\eta_{\text{ш}} = \frac{E_{\mu r}}{E_{\mu r \rightarrow 0}},$$

где  $E_{\mu r}$  — энергия  $\beta$ -излучения шарового источника

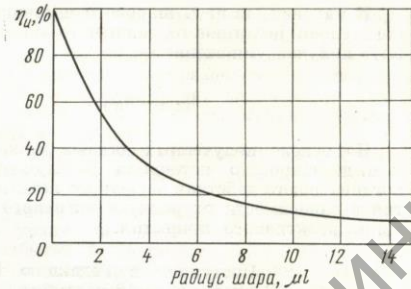


Рис. 1. Зависимость к. п. д. шарового источника  $\beta$ -излучения от его радиуса.

радиусом  $\mu r$ ;  $E_{\mu r \rightarrow 0}$  — полная энергия излучения, испускаемая точечным источником.

На рис. 1 представлена зависимость к. п. д. шарового источника  $\beta$ -излучения от его радиуса, выраженного в безразмерных единицах  $\mu$ .

Коэффициент полезного действия защиты определяется выражением

$$\eta_{\text{з}} = 1 - \frac{E_{\mu R}}{E_{\mu r}}$$

где  $E_{\mu R}$  — энергия шарового источника с радиусом  $\mu r$ , поглощенная в сферическом кольце радиусов  $\mu r$ ,  $\mu R$ ;  $E_{\mu r}$  — полная энергия шарового источника с радиусом  $\mu r$ , поглощенная вне этого источника.

Значения этих коэффициентов в зависимости от толщины покрытия показаны на рис. 2.

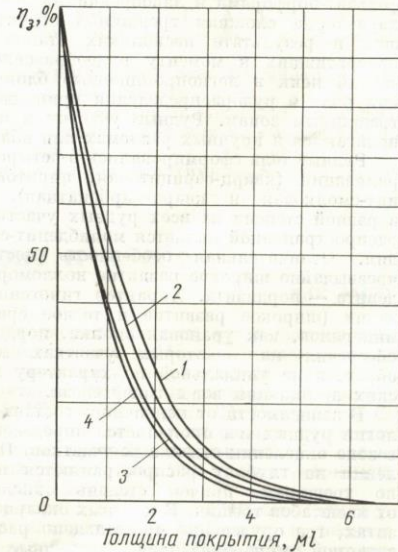


Рис. 2. Зависимость к. п. д. защиты от толщины защитного покрытия для источников различных радиусов:

1 —  $\mu r = 1$ ; 2 —  $\mu r = 2$ ; 3 —  $\mu r = 6$ ; 4 —  $\mu r = 10$ .



И наконец, к. п. д. шарового источника, окруженного слоем неактивного защитного материала, может быть получен умножением

$$\eta_{\text{ш.з}} = \eta_{\text{ш}} \eta_{\text{з}}$$

На основе полученных данных можно рассчитать к. п. д. шарового источника  $\beta$ -излучения с учетом поглощающего действия защитного неактивного покрытия в зависимости от радиуса активного шара и толщины неактивного покрытия.

Поступило в Редакцию 15/V 1967 г.  
В окончательной редакции 20/XII 1967 г.

## Слюдково-молибдатный тип зоны окисления

О. В. ФЕДОРОВ

Несмотря на то что уран-молибденовая формация — достаточно распространенный тип месторождений урана [1], зоны окисления с большим количеством молибдатов урана встречаются крайне редко. Обильное развитие последних в зоне окисления одного уран-молибденового месторождения (из семи известных в настоящее время молибдатов урана здесь не отмечены лишь кузинит и молуранит) позволили использовать его как объект для выяснения специфики условий образования и отложения молибдатов урана в одних случаях и причин отсутствия их в других.

Месторождение локализуется в вулканическом аппарате — некке, выполненном бурыми массивными фельзит-порфирами и лавобрекчиями девона. Для них характерна сложная трещинная структура, возникшая в результате нескольких этапов деформаций, превративших к моменту рудообразования вулканический некк в легкопроницаемые блоки. Значительная роль в рудораспределении принадлежит полуголым трещинным зонам. Рудные участки и аномалии располагаются в крупных разломах или вблизи их.

Рудные тела сформировались в четыре стадии минерализации (кварц-серицитовая, пиритовая, молибденит-смолковая и кварц-карбонатная), проявленные в разной степени на всех рудных участках. Наиболее распространенной является молибденит-смолковая стадия. Отличительная особенность месторождения — чрезвычайно широкое развитие колломорфного молибденита — иордизита. Характер гипогенной минерализации (широкое развитие и тесное сращение таких минералов, как урановая смолка, иордизит и пирит) обеспечил на некоторых участках месторождения образование уникальной по характеру минералогических ассоциаций зоны гипергенеза.

В зависимости от первичного состава руд и морфологии рудных тел проявляется определенное различие в зоне окисления отдельных участков. Процессы окисления на глубину распространяются исключительно по трещинам, причем степень окисления зависит от масштабов трещин. В плотных окварцованных фельзитах, где оруденение представлено рассеянной запечатанной минерализацией, первичные руды почти не изменены и гипергенные минералы образуются только в приповерхностных частях.

Наиболее сильно изменены рудные тела, развитые вдоль разрывных нарушений. В таких телах первичные уран-молибденовые руды полностью замещаются

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Джагацпаян, Ю. Г. Ляскин. «Атомная энергия», 20, 485 (1966).
2. J. Silvertman. Large Radiation Sources in Industry. Vol. I. Vienna, 1960, p. 31.
3. А. Шнайдер и др. Доклад NCN-14/22 на конференции по применению мощных источников излучения в промышленности. МАГАТЭ, Зальцбург, Австрия, май 1963.
4. Chem. and Engng. News, 42, 158 (1964).
5. H. Rossi, R. Ellis. Nucleonics, 7, 18 (1950); 7, 19 (1950).
6. H. Rossi, R. Ellis. Amer. J. Roentgenol., 67, 980 (1952).

УДК 549:553.495:549.01

уран-молибденовыми черными (окисление достигает глубины 150 м).

В приповерхностных частях зоны окисления развиты главным образом ураноспинит и в меньших количествах — метайерит. Ниже по разрезу количество слюдок уменьшается и главную массу минералов представляют железо-молибден-мышьяковые охры. Здесь осаждаются бетпакалит, фармакосидерит, ярицит и ферримоллибдит. На горизонте 20 м наряду с черными и ильземаннитом широко развиты молибдаты урана: умохоит  $\text{UO}_2\text{MoO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  [2], моурит  $(\text{UO}_2 + \text{UO}_3) \cdot 5,5\text{MoO}_3 \cdot 5,3\text{H}_2\text{O}$  [3], седовит  $\text{U}^{+4}\text{O}_2 \times 2\text{MoO}_3$  [4], калькурмолит  $\text{Ca}[\text{UO}_2]_2[\text{MoO}_4]_2(\text{OH})_2 \times 11\text{H}_2\text{O}$  [5], иригинит  $\text{U}(\text{MoO}_4)_2(\text{OH})_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$  [6]. Урановые слюдки играют здесь подчиненную роль. Горизонт 20 м является как бы переходным от зоны сплошных черней к хорошо проработанной зоне окисления. Этот горизонт характеризуется, с одной стороны, наличием неразрушенных первичных руд и восстановительными процессами и, с другой стороны, значительным развитием типичных минералов зоны окисления. В результате проведения гидрогеологических работ в пределах района установлено, что грунто-трещинные воды залегают на глубине 12–15 м от поверхности, т. е. горизонт 20 м попадает в область застойных вод.

Присутствие умохоита, моурита, седовита, в составе которых определен четырехвалентный уран, свидетельствует о том, что здесь происходит восстановление некоторого количества шестивалентного урана. Грунтовые воды, двигаясь сверху, разрушают и окисляют урановую смолку и иордизит, образуя урановые черны в смеси с ильземаннитом. При этом часть урана и молибдена, находящихся в растворе, фиксируется в виде урановых слюдок, иригинита и калькурмолита. В отдельных локальных участках, обогащенных тонкозернистым пиритом, происходит восстановление иона уранила с образованием умохоита, моурита и седовита. Сульфидное железо, переходя в сульфат, может служить восстановителем как для урана, так и для молибдена. Эти условия наиболее благоприятны для образования ильземаннита. Присутствующее в растворе двухвалентное железо оказывается восстановителем шестивалентного молибдена, а кислая среда способствует сохранению образующегося птивалентного молибдена, препятствуя окислению его кислородом воздуха. Действие этих факторов в конечном