

Сравнение расчетных и экспериментальных значений  $\Delta T_H$  и  $\Delta T_{1кр}$

$h_{ср}, м$	$\beta, град$	$\Delta T_H$ (эксперим.)	$\Delta T_H$ (расчет)	$\Delta T_{1кр}$ (эксперим.)	$\Delta T_{1кр}$ (расчет)	Источник
$2,4 \cdot 10^{-7}$	10	10,4	11,2	43,8	35	[7]
$5 \cdot 10^{-7} *$	15	8,8	9,8	28	28	[5]

\* Эксперименты проводились на платиновой проволоке, чистота которой принята равной восьмому классу, получаемому обычно при протягивании [2].

Как показали расчеты, величину максимальной плотности  $n_{макс} = 2n_{ср}$  ( $n_{ср}$  — плотность, соответствующая  $h_{ср}$  или  $\Delta T_{ср}$ ) с достаточной точностью можно принимать равной плотности при наступлении первого критического потока [6]:

$$n_{макс} \approx n_{1кр} = \frac{0,613}{\sin^2 \theta R_{d1кр}^2}, \quad (4)$$

где  $R_{d1кр}$  — радиус отрывающего пузыря при  $\Delta T = \Delta T_{1кр}$ , определяемый значением числа Якоба  $Ja_{1кр}$  [6]. Значение  $\Delta T_{1кр}$  приближенно можно определить аналитически при помощи формул (2) и (3), если воспользоваться известным положением теории вероятности, основанном на том, что при нормальном законе распределения диапазон вероятного изменения величины укладывается в  $\pm 3\sigma_h = \pm 3h_{ср}$ , т. е. кипение начинается с неровностей, равных  $h_n = h_{ср} + 3h_{ср}$ , а максимум плотности центров достигается приблизительно при  $h = h_{1кр} = h_{ср} - 3h_{ср}$ . Отсюда нетрудно получить значения  $h$ , позволяющие вычислить при помощи выражения (3)  $\Delta T_H$  и  $\Delta T_{1кр}$ :

$$h_n = \left(1 + \frac{3}{\varepsilon}\right) h_{ср}; \quad h_{1кр} = \left(1 - \frac{3}{\varepsilon}\right) h_{ср}. \quad (5)$$

В таблице для сравнения приведены результаты расчетов по этим формулам и экспериментальные данные работ [5, 7]. Для проверки полученных формул были использованы эксперименты, полученные другими авторами. Так как в большинстве работ не имеется сведений о величине неровностей, можно было только проверить характер согласования при некоторой выбранной чистоте поверхности (рис. 1).

Из представленных выше зависимостей (2), (4) нетрудно определить влияние давления на  $n$  при кипении на поверхности постоянной шероховатости:

$$\frac{n}{n_1} = \frac{(R_{d1кр}^2)_1}{R_{d1кр}^2},$$

где индекс «1» относится к величинам, взятым при давлении 1 атм.

Используя зависимости для  $R_d$  (см. [6]), можно найти границы возможного изменения  $n/n_1$  при различных давлениях кипения. На рис. 2 эти границы ограничены кривыми 1 и 2, полученными соответственно при малых и больших числах Якоба.

Поступило в Редакцию 16/X 1969 г.  
В окончательной редакции 29/I 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Линник, А. П. Хусу. «Инженерный сборник АН СССР», 20 (1954).
2. А. П. Федотиков. Краткий справочник технолога-машиниста. М., Оборонгиз, 1960.
3. П. В. Дьяченко и др. Современные приборы для измерения неровностей поверхности деталей машин. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950.
4. И. Т. Аладьев. Предисловие к сб. «Вопросы физики кипения». М., «Мир», 1964.
5. C. Rallis, H. Jawurek. Interhat. J. Heat Mass Transfer, 7, 1051 (1964).
6. В. Ф. Присняков. В сб. «Гидромеханика и теория упругости». Вып. 13, стр. 12. Изд. Днепрпетровск. ун-та, 1969.
7. Р. Ф. Гартнер. Тр. Американск. об-ва инженеров-механиков. Т. 87. «Теплопередача», № 1, 20 (1965).
8. К. А. Жохов. «Тр. ЦКТИ», в. 91, 131 (1969).
9. Д. А. Лабунцов. «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», № 1, 58 (1963).
10. H. Kurihara, J. Myers. American Institut Chemical Engineering Atlantic City Meeting (March, 1959), pap. No. 20.
11. A. Hutton, J. Hall. Third Intern. Heat Transfer Conf. Chicago (August 1966), p. 24.
12. K. Yamagata et al. Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University, Japan, vol. 15, No. 1, p. 97, 1955; Appl. Mech. Revs, vol. 9, 1956; Rev. 1270, vol. 16, No. 1, 1956; vol. 17, No. 2, 1958.
13. Л. М. Зысина-Моложен, С. С. Кута-телеадзе. ЖТФ, 20, 110 (1950).

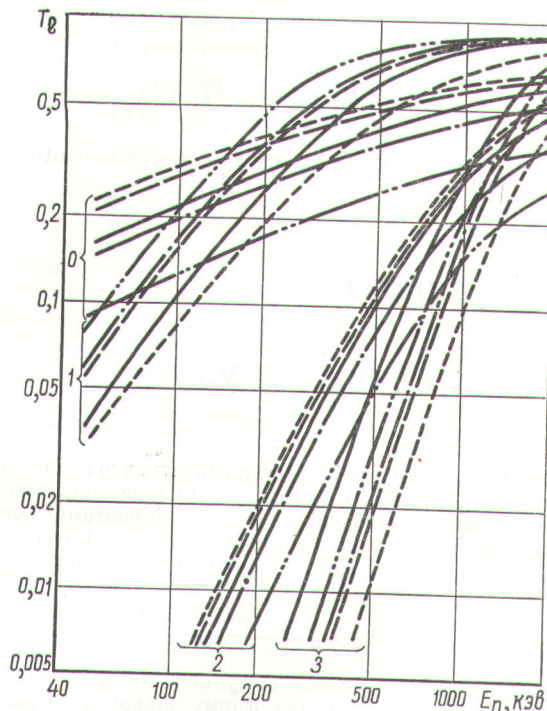
Эмпирические коэффициенты проницаемости тяжелых ядер для нейтронов 0,05—2 Мэв

П. Е. ВОРОТНИКОВ

УДК\*539.12.162.5

Для расчета идущих через составное ядро реакций тяжелых ядер с нейтронами необходимо знание коэффициентов проницаемости  $T_l$ , где  $l$  — орбитальный момент падающего нейтрона. Обычно в таких случаях пользуются  $T_l$ , вычисленными в рамках той или иной модификации оптической модели ядра, характеризуемой определенным набором оптических параметров. Эти

параметры, полученные усреднением по ядрам с атомным весом  $\sim 30-250$  и интервалу энергий нейтронов от нескольких сот кэв до 10—20 Мэв, могут привести к существенным ошибкам в случае тяжелых ядер и небольших энергий нейтронов  $E_n \approx 0,1 - 2$  Мэв, находящихся на краю области усреднения. Кроме того, большинство вариантов оптической модели рассчитано

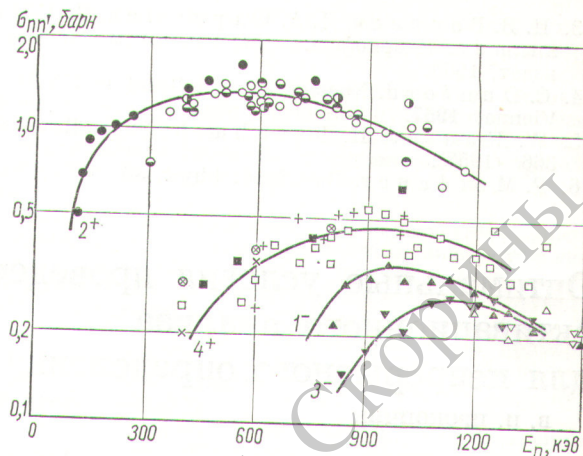


Р и с. 1. Сравнение полученных зависимостей коэффициентов проникновения от энергии нейтронов (—) с расчетами Немировского [1], (---), Перей и Вака [2] (-.-.-), Бьеркунда и Фернбаха [2] (· · · · ·), Колесова и Довбенко [3] (-----).

Цифры соответствуют орбитальным моментам падающих нейтронов.

для сферических ядер [1—3] и не учитывает значительной деформации, которой обладают ядра актинидов. Как известно, коэффициенты проникновения зависят от всего набора оптических параметров, и часто даже небольшие вариации одного из них приводят к заметным изменениям  $T_l$ . Попытки учесть деформацию ядра не привели к существенному улучшению согласия расчета с экспериментом. Так, например, рассчитанное в работе [4] с учетом деформации ядра и вклада прямых процессов сечение рассеяния нейтронов на  $U^{238}$  с возбуждением уровня  $4^+$  примерно вдвое меньше полученного на опыте. Возможно, что подобные расхождения связаны с известной неполнотой оптического описания.

Поскольку для многих задач важны не сами оптические параметры, а лишь  $T_l(E_n)$ , полезным и более точным в этих условиях является решение «обратной задачи» — непосредственное определение  $T_l(E_n)$  из экспериментальных данных для сравнительно узкой области ядер и энергий нейтронов. На рис. 1 показаны результаты расчета  $T_l(E_n)$ , в котором использовались формализм работы [5] с учетом флюктуации нейтронных ширин [6] и экспериментальные данные об энергетической зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $1^-$ ,  $3^-$  и  $5^-$  на ядрах  $Th^{232}$  [7, 8] и  $U^{238}$  [8—10]. В расчете предполагалось, что оптический потенциал одинаков для основного и возбужденных состояний



Р и с. 2. Рассчитанные с использованием полученных  $T_l(E_n)$  и экспериментальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $U^{238}$  (светлые значки — результаты работы [9]; темные — [10],  $\odot$ ,  $\times$  — [8]) и  $Th^{232}$  ( $\ominus$ ,  $\oplus$  — результаты работы [7],  $\oplus$ ,  $\oplus$  — [8]).

Цифры и индексы у кривых относятся к моменту и четности возбуждаемого уровня.

ядра. Делением ядер пренебрегали, так как при  $E_n \ll 1,5 M_{\text{я}} e$ , т. е. почти во всей рассматриваемой области энергий нейтронов, сечение этого процесса много меньше сечений неупругого рассеяния и не может заметно повлиять на результаты. Пренебрегали также вкладом прямых процессов, так как он, согласно работе [11], мал. Степень согласия расчета с экспериментом иллюстрирует рис. 2.

Неодинаковая роль отдельных  $T_l$  в возбуждении разных уровней позволяет при совместном решении системы уравнений для  $\sigma_{nn'}(E_n, E'_n)$  определить коэффициент проникновения с точностью порядка 10—15%, включая экспериментальные ошибки. Близость сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением аналогичных уровней  $Th^{232}$  и  $U^{238}$  показывает, что в интересующей нас области ядер  $T_l(E_n)$ , по-видимому, довольно слабо зависят от атомного веса. Обращает на себя внимание большая по сравнению с существующими расчетами величина коэффициента проникновения для  $f$ -нейтронов. Заметим, однако, что этот коэффициент определен, по-видимому, достаточно хорошо, так как с ним связано около половины сечения возбуждения уровня  $3^-$ , около 90% уровня  $4^+$  и все 100% уровня  $6^+$ .

К сожалению, имеющиеся данные не позволяют определить различия между  $T_{l,j=l-1/2}$  и  $T_{l,j=l-1/2}$ , вызванные спин-орбитальным членом оптического потенциала; необходимых для этого сведений о взаимодействии тяжелых ядер с поляризованными нейтронами в настоящее время нет.

Поступило в Редакцию 14/XI 1969г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
2. E. Auerbach, F. Perey. Opt. Model Neutron Transm. Coef. BNL-765, 1962.

3. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, В. А. Малышев. Ядернофизические константы. М., Атомиздат, 1963.
4. C. D u n f o r d. Nuclear Data for Reactors, CN 23/41, Vienna, 1967.
5. W. H a u s e r, H. F e s h b a c h. Phys. Rev., 87, 366 (1952).
6. P. M o l d a u e r. Rev. Mod. Phys., 36, 1079 (1964).
7. A. S m i t h. Phys. Rev., 126, 718 (1962).
8. Н. П. Глазков. «Атомная энергия», 14, 400 (1963).
9. A. S m i t h. Nucl. Phys., 47, 633 (1963).
10. E. B e r n a r d et al. Nucl. Phys., 80, 46 (1966).
11. B. B a l d o n i, A. S a r u i s. Nuovo cimento, 33, 1145 (1964).

## Оптимальные условия проведения нейтронного активационного анализа для непрерывного определения флюорита в потоке пульпы

В. И. ПРОКОПЧИК

УДК 543.53

В настоящее время на обогатительных фабриках содержание флюорита ( $\text{CaF}_2$ ) в пульпе определяется по результатам лабораторных анализов периодически отбираемых проб. Активационный метод определения флюорита в пробах [1] по  $\gamma$ -излучению изотопа  $\text{N}^{16}$  ( $T_{1/2} = 7,5$  сек;  $E_\gamma$  равна 6,13 и 7,11 Мэв), образующегося в результате реакции  $\text{F}^{19} (n, \alpha) \text{N}^{16}$  под действием быстрых нейтронов, является достаточно экспрессным. Однако значительно более полную информацию о ходе технологического процесса обогащения можно получить при непрерывном контроле содержания флюорита непосредственно в потоке пульпы.

Возможность определения фтора в потоке раствора нейтронноактивационным методом была показана в работе [2], однако выбранные там условия анализа не могут быть использованы для анализа флюоритовой пульпы.

Рассмотрим оптимальные условия проведения активационного анализа в потоке. Для достижения достаточно высокой чувствительности анализа удобнее всего использовать систему, состоящую из двух камер, расположенных на некотором расстоянии друг от друга и соединенных трубопроводом (см. рисунок). Через эти камеры, в центре одной из которых помещается источник нейтронов, а в другой — детектор излучения, непрерывно, с постоянной скоростью прокачивается пульпа.

Скорость движения пульпы выбирается достаточно высокой для энергичного перемешивания с целью исключения возможности осаждения твердой фракции.

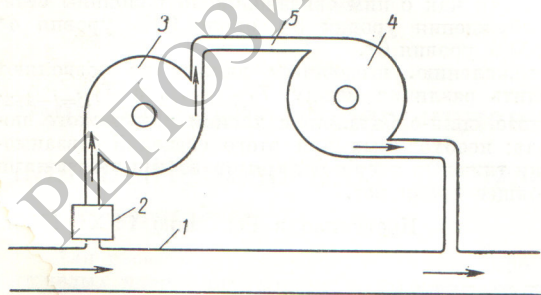


Схема непрерывного анализа в потоке пульпы:

- 1 — основной трубопровод с пульпой; 2 — насос;
- 3 — активационная камера; 4 — измерительная камера;
- 5 — соединительный трубопровод.

Если в первом приближении считать, что ослабление быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов в пульпе описывается экспоненциальным законом с коэффициентами поглощения, соответственно равными  $\Sigma$  и  $\mu$ , то число ядер  $\text{N}^{16}$ , образовавшихся после активации до насыщения ( $A_0$ ), определяется по формуле

$$A_0 = n_F Q \sigma_a \frac{1 - e^{-\Sigma(R_a - r)}}{\lambda \Sigma},$$

где  $R_a$  — радиус камеры с пульпой (для упрощения выбрана камера, имеющая форму шара);  $r$  — радиус полости для источника нейтронов в центре камеры;  $n_F$  — число ядер фтора в единице объема;  $Q$  — мощность источника нейтронов;  $\sigma_a$  — сечение активации, барн;  $\lambda$  — постоянная распада  $\text{N}^{16}$ .

Если бы пульпа не прокачивалась, а только постоянно перемешивалась, то плотность ядер  $\text{N}^{16}$  в объеме камеры была бы однородной и равной  $a_0 = \frac{A_0}{V_a}$ , где  $V_a$  — объем активационной камеры. При непрерывном движении пульпы с перемешиванием и при установившемся режиме плотность ядер  $\text{N}^{16}$  в пульпе, вытекающей из камеры, определяется из выражения

$$a = \frac{A_0}{V_a} (1 - e^{-\lambda \frac{V_a}{v}}),$$

где  $v$  — объемная скорость движения пульпы, постоянная для всей системы.

Скорость счета, обусловленная наведенной активностью пульпы, протекающей через измерительную камеру (объем  $V_{и}$ ,  $R_{и}$ ,  $r$ ), аналогичную активационной камере, составит

$$n = \frac{a j \epsilon v}{V_{и}} \frac{1 - e^{-\mu(R_{и} - r)}}{\mu} (1 - e^{-\lambda \frac{V_{и}}{v}}) e^{-\lambda \frac{V_{тр}}{v}},$$

где  $j$  — число  $\gamma$ -квантов на распад;  $\epsilon$  — эффективность детектора излучения;  $V_{тр}$  — объем трубопровода между активационной и измерительной камерами.

Плотность радиоактивных ядер максимальна при некотором оптимальном объеме активационной камеры ( $V_{a0}$ ), в то же время скорость счета достигает максимума при оптимальном объеме измерительной камеры ( $V_{и0}$ ). Расчет свидетельствует о том, что для достижения оптимальных условий анализа объемы активационной и измерительной камер должны быть равны. В этом