

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

18-85-443

Ю.Г.Тетерев

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ПРОВЕДЕНИИ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА
ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1985

В некоторых случаях при проведении нейтронно-активационного анализа НАА возникает необходимость облучать образцы достаточно большого веса /более 5-10 г/. Это может быть связано либо с требованием обеспечения представительности пробы, либо с малой мощностью применяемого источника нейтронов, либо с какой-либо другой причиной. При облучении образцов большого веса уже нельзя пренебрегать возмущением поля нейтронов, вызванного рассеянием их на ядрах вещества пробы.

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ТОЧНОСТЬ ПРОВЕДЕНИЯ АНАЛИЗОВ

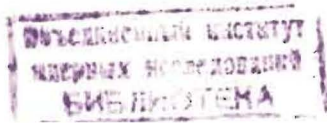
Один из эффектов возмущения состоит в том, что в результате рассеяния эпитепловых нейтронов происходит изменение их спектра и термализация; это может привести к появлению активности, дополнительной той, что образовалась бы в отсутствие рассеяния. Факт образования такой дополнительной активности в зависимости от объема рассеивающей среды отмечен в работах ^{1,2/}, но не было проведено детального исследования этого явления.

Рассмотрение вопроса рассеяния эпитепловых нейтронов более наглядно может быть проведено в геометрии плоского образца. Принимается, что поглощение нейтронов несущественно и оно не влияет на плотность потока и спектральное распределение.

Для эпитепловых нейтронов, имеющих в общем случае спектральное распределение $\Phi \frac{dE}{E^{1-\beta}}$, число актов n_1 рассеяния нейтронов с энергией $(E_1, E_1 + dE_1)$ на площади образца 1 см^2 за 1 с равно ^{3/}

$$n_1 = \Phi \frac{\mu_s}{\mu_t} \frac{1 - 2E_3(\mu_t \delta)}{2} \frac{dE_1}{E_1^{1-\beta}}, \quad /1/$$

где μ_s и μ_t - коэффициенты рассеяния и полного взаимодействия с веществом образца, δ - толщина образца, $E_3(x)$ - табулированная функция $E_n(x) = \int_0^1 t^{n-2} e^{-x/t} dt$. В результате рассеяния n_1 нейтронов выйдет из интервала $(E_1, E_1 + dE_1)$, но одновременно в него попадет n_2 нейтронов из числа всех рассеянных в интервале $(E_1 + dE_1, E_1/a_1)$, где $a_i = \left(\frac{N_i - 1}{N_i + 1}\right)^2$, N_i - атомный вес ядра i , содержание которого в пробе равно c_i .



$$n_2 = \Phi_3 \frac{\mu_s}{\mu_t} \frac{1 - 2E_3(\mu_t \delta)}{2} \sum_i c_i \frac{1 - a_i^{1-\beta}}{(1 - a_i)(1 - \beta)} \frac{dE_1}{E_1^{1-\beta}} \quad /2/$$

Для основных макрокомпонент вещества геологического образца значения a_i различаются очень мало $0,78 \leq a_i \leq 0,86$, только для водорода, входящего в состав воды минералов /в свободном виде или в связанном/, $a = 0$. Исходя из этого, выражение /2/ может быть представлено суммой двух членов, один из которых описывает рассеяние на ядрах сухого вещества пробы $/a = 0,8/$, а другой - на ядрах водорода воды. Для простоты написания будем пользоваться одним членом выражения /2/, подразумевая, что во втором члене $a = 0$.

В общем случае $n_1 \neq n_2$, и в результате рассеяния в интервале $(E_1, E_1 + dE_1)$, происходит накопление нейтронов,

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \Phi_3 \frac{\mu_s}{\mu_t} \frac{1 - 2E_3(\mu_t \delta)}{2} \left(\frac{1 - a^{1-\beta}}{(1 - a)(1 - \beta)} - 1 \right) \frac{dE_1}{E_1^{1-\beta}}$$

Эти нейтроны Δn образуются равномерно по всему объему образца и угловое распределение их так же изотропно, как первичных. Часть нейтронов из Δn покинет образец, а часть произведет следующие столкновения, в результате которых произойдет либо их рассеяние, либо захват, приводящий к образованию активности. Проводя интегрирование по всем углам и толщине образца, можно найти относительную величину активности, образованной нейтронами Δn в результате однократных столкновений с веществом образца. Если воспользоваться аппроксимацией функции $1 - 2E_3(\mu_t \delta)$, входящей в полученную формулу, соотношением $2\mu_t \delta / (1 + 2\mu_t \delta)$, то эта формула может быть записана в более простом виде:

$$\frac{\Delta A_1}{A_3} = \left[\frac{1 - a^{1-\beta}}{(1 - a)(1 - \beta)} - 1 \right] \frac{2\mu_s \delta}{1 + 2\mu_t \delta} \quad /3/$$

С учетом многократных столкновений нейтронов формула имеет вид:

$$\frac{\Delta A}{A_3} = \left[\frac{1 - a^{1-\beta}}{(1 - a)(1 - \beta)} - 1 \right] \frac{2\mu_s \delta}{1 + 2\mu_t \delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{2\mu_s \delta}{1 + 2\mu_t \delta} \right)^n = \left[\frac{1 - a^{1-\beta}}{(1 - a)(1 - \beta)} - 1 \right] \frac{2\mu_s \delta}{1 + 2\mu_a \delta} \quad /4/$$

где ΔA - приращение активности вследствие рассеяния нейтронов; A_3 - активность, которая образовалась бы на эпитепловых нейтронах в отсутствие рассеяния; $\mu_a = \mu_t - \mu_s$ - коэффициент захвата нейтронов.

Так как в эпитепловой области энергий $\mu_a \ll \mu_s$ для основных макрокомпонент геологических образцов, то при $\delta \ll 1/\mu_a$ рассеяние нейтронов приводит к линейному приращению активности с увеличением толщины образца.

С помощью формулы /4/ может быть оценен вклад каждого члена выражения /2/ в общую величину относительного приращения активности, вызванного рассеянием нейтронов.

Коэффициент рассеяния нейтронов водой $\mu_{SH} = 1,43 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Значение коэффициента μ_{SO} для сухого вещества пробы может быть оценено на основании среднего элементного состава осадочных пород, приведенного в /4/. По оценке, $\mu_{SO} = 0,12 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Обычно в местах облучения образцов спектр нейтронов характеризуется коэффициентом $\beta \leq 0,1 / \text{см}$, например, /5/. Подставив соответствующие коэффициенты в формулу /4/, можно видеть, что ~2% воды в составе образца приводят к такому же увеличению активности, как рассеяние на всех ядрах сухого вещества.

Из вышесказанного следует, что рассеяние нейтронов на водороде, входящем в состав воды, может быть причиной ошибки при проведении анализов методом эталонирования. Эталоны, с помощью которых производится определение элементов, обычно высушены при температуре 105° , а количество воды в исследуемых образцах чаще всего неизвестно. Таким образом, для того чтобы ошибка анализа, вызванная неопределенностью количества воды, не превышала заданной величины, размеры образцов для облучения должны быть ограничены. Предельная толщина образца может быть найдена из формулы /4/ при $a = 0$. Например, при заданной точности 5% и разбросе до влажности 10% от веса образца, при $\beta = 0,05$ толщина образца не должна превышать $3,4 \text{ г. см}^{-2}$.

В том случае, когда спектральное распределение эпитепловых нейтронов следует закону $1/E$ ($\beta = 0$), его вид в результате рассеяния не меняется, и увеличение активности происходит только за счет термализации части этих нейтронов.

Например, при облучении образцов в кадмиевом экране энергия первичных нейтронов, падающих на образец, выше E_{Cd} / E_{Cd} - кадмиевая граница/. Но при рассеянии нейтронов на ядрах образца часть из них будет иметь энергию ниже E_{Cd} . Число таких нейтронов n_a , образующихся в объеме V образца, за t с равно

$$n_a = \Phi_3 V \sum_i \mu_{s1} \left(1 - \frac{a_i}{1 - a_i} \ln a_i \right) \quad /5/$$

где μ_{s1} - парциальный коэффициент рассеяния на ядрах i . Здесь, как и выше, можно показать, что в этом случае увеличение активности в основном происходит за счет рассеяния нейтронов на водороде. Относительная величина этой активности $\Delta A_a / A_3$ образующейся в результате однократного взаимодействия, равна

$$\frac{\Delta A_a}{A_3} = \frac{\mu_{SH} \delta}{1 + 2\mu_t \delta} \frac{\sigma}{I_3} \quad \text{где} \quad /6/$$

A_3 - активность, образующаяся на эпитепловых нейтронах, имеющих спектр $1/E$;

$\bar{\mu}_t$ - средний на интервале энергий ($0 < E < E_{Cd}$) коэффициент полного взаимодействия;
 σ_t - сечение активации на тепловых нейтронах.

При выводе /6/ учитывалось, что спектр нейтронов, впервые пересекающих границу E_{Cd} в результате рассеяния на водороде, постоянный $n_a(E) = \frac{const}{E_{Cd}}$. Было принято, что сечение активации в области энергий $E < E_{Cd}$ следует закону $1/v$, и была использована указанная выше аппроксимация функции $1 - 2E_3(\mu_t \delta)$. Формула /6/ применима только при толщинах образца, много меньших длины свободного пробега нейтронов λ_t . При толщинах, сравнимых с λ_t , будут играть роль многократные столкновения и термализация нейтронов, в результате которых относительная величина $\Delta A_a/A_3$

будет увеличиваться с толщиной. Но закономерность этого увеличения сложно записать в аналитическом виде, так как теория термализации для толщин, равных или меньших длины свободного пробега нейтрона, почти не разработана.

Для размеров образца, при которых толщина воды в нем больше длины свободного пробега, основная часть нейтронов успеет до вылета замедлиться до той области энергий, где сильно сказывается влияние химических связей. В этой области величина энергии, передаваемой нейтроном, становится малой, и можно считать, что убывание нейтронов из какого-либо энергетического диапазона происходит только за счет их вылета из образца.

Аналогично тому, как была получена формула /4/, с учетом многократных столкновений может быть записана формула для относительной величины активности $\Delta A_a/A_3$, образующейся в образце на рассеянных нейтронах с энергией $E < E_{Cd}$,

$$\frac{\Delta A_a}{A_3} = \frac{2\mu_s \delta}{1 + 2\mu_s \delta} \frac{\sigma}{I_3} \quad /7/$$

Из формулы /7/ и сказанного выше следует, что после достижения некоторой толщины δ_0 увеличение активности с ростом δ будет близко к линейному, но конкретные величины δ_0 , μ_s , σ рассчитать трудно. Численные значения $\Delta A_a/A_3$ в зависимости от δ надо находить экспериментально.

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ФИЛЬТРОВ

Особенно сильно проявляется рассеяние нейтронов на ядрах вещества пробы при проведении НАА с использованием резонансных фильтров. В резонансном фильтре происходит поглощение нейтронов в области энергий резонансных уровней элементов, из которых изготовлен фильтр. В результате этого активность тех же элементов,

присутствующих в анализируемом образце, значительно снижается. Максимальное значение коэффициента F_3 уменьшения активности без учета рассеяния может быть найдено с использованием формул по учету самоэкранирования фольг ^{13}G . Тогда F_3 равно предельному отношению активности тонкой фольги в экранирующем фильтре толщиной d к активности ее в невозмущенном потоке при стремлении толщины t фольги к нулю.

$$F_3 = \lim_{t \rightarrow 0} \left[\frac{\Phi_3 N I_3 (2d + t)}{\sqrt{1 + 2N(2d + t)\sigma_{a0}}} - \frac{\Phi_3 N I_3 2d}{\sqrt{1 + 2N2d\sigma_{a0}}} \right] / \frac{\Phi_3 N I_3 t}{\sqrt{1 + 2Nt\sigma_{a0}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4Nd\sigma_{a0}}} \quad /8/$$

где N - число атомов в 1 см^3 фильтра; σ_{a0} - сечение захвата нейтронов в максимуме резонанса.

Таким образом, спектр нейтронов, прошедших через фильтр, будет иметь "провалы" при энергиях, соответствующих энергиям резонансов. Но на дальнейшем пути нейтронов через вещество образца эти провалы будут сглаживаться за счет рассеяния и потери энергии более высокоэнергетических нейтронов на ядрах вещества, и результирующее действие экранировки снизится.

Для расчета этого эффекта предлагается следующий формализм. Поток нейтронов, прошедших через фильтр, можно представить как сумму двух потоков: спектр одного из них тождествен спектру потока, не измененному фильтром, а другой, отрицательный, имеет линейчатый спектр, соответствующий энергиям резонанса. Плотность потока нейтронов в каждой энергетической линии равна доле нейтронов $(1 - F_{3i})\Phi(E_i)$, захваченных фильтром при данной энергии резонанса.

Рассматривая судьбу нейтронов с отрицательным потоком, можно сказать, что, проходя через толстый образец, они либо захватятся ядрами рассматриваемого элемента, находящегося в составе образца, и это приведет к отрицательной активности, либо рассеются на ядрах вещества образца и выйдут из области энергии резонанса. Так как число захватов мало, то уменьшение отрицательной плотности потока нейтронов с энергией резонанса при прохождении их через образец будет в основном определяться рассеянием. Величина отрицательной активности C равна

$$C = \mu_a \delta \frac{1 - 2E_3(\mu_{s0} \delta)}{2\mu_{s0} \delta} (1 - F_3)\Phi(E) \quad /9/$$

Результирующая активность A образующегося изотопа равна сумме активностей от обоих потоков:

$$A = \mu_a \delta \Phi(E) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4Nd\sigma_{a0}}} \right) \frac{1 - 2E_3(\mu_{s0} \delta)}{2\mu_{s0} \delta} \right] \quad /10/$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках формулы /10/, есть как раз коэффициент, учитывающий снижение активности рассматриваемо-

го элемента в реальном образце толщиной δ при использовании резонансных фильтров толщиной d . Численную величину этого коэффициента несложно рассчитать, если знать значение массового коэффициента рассеяния.

Формулы /1-10/ могут быть использованы и для более сложной геометрии облучаемого образца. Как показано в работе ^{/3/}, взаимодействие изотропного поля нейтронов с веществом образца различных геометрических форм описывается одинаковым образом, если в качестве геометрического параметра образца взять величину $2V/S$, где V - его объем, а S - площадь поверхности. Тогда для плоского образца величина $2V/S$ равна его толщине δ , длинного цилиндрического - радиусу R , а шарового - $2/3R$. В общем случае величину $2V/S$ необходимо подставить в формулы вместо δ .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Выше показано, что основной причиной ошибки анализа, связанной с рассеянием нейтронов, является неопределенность в количестве воды, содержащейся в исследуемом образце. Поэтому экспериментальная проверка закономерностей возникновения ошибки проводилась с рассеивателем из воды или полиэтилена. /Рассеивающие свойства воды и полиэтилена для эпитепловых нейтронов очень близки/.

Эксперименты проводились в графитовом кубе со стороной 80 см с использованием сурьмяно-бериллиевого источника нейтронов. Изотопный источник наиболее удобен, так как в этом случае не требуется проведение мониторинга, осуществить которое в такого рода экспериментах трудно.

В графитовом кубе на расстоянии 20 см от источника была сделана полость диаметром 80 мм, выложенная изнутри кадмием толщиной 1 мм. По оценкам, сделанным с Au- и Cu-мониторами, спектр нейтронов в этом месте характеризуется коэффициентом $\beta = 0,05$.

В первой серии экспериментов изучалось влияние рассеяния на величину активности, образованной надкадмиевыми нейтронами. Эксперименты проводились с детекторами из In. Одинаковые детекторы в кадмиевых экранах помещались между двумя пластинами из полиэтилена различной толщины от 0,07 см до 0,65 см и последовательно облучались в центре полости. Величина образующейся активности измерялась с помощью Ge(Li)-спектрометра.

Из результатов экспериментов, представленных на рис.1, видно, что относительная величина активности, образованной нейтронами с энергией $E > E_{Cd}$, линейно возрастает с увеличением толщины рассеивающей среды, как это предсказывалось выше. Значительная величина ошибки эксперимента объясняется тем, что сравниваются активности, близкие по своему значению.

Во второй части экспериментов изучалась закономерность образования активности на замедлившись в образце нейтронах с энергией $E < E_{Cd}$. В области толщин рассеивающей среды до 1,1 см при-

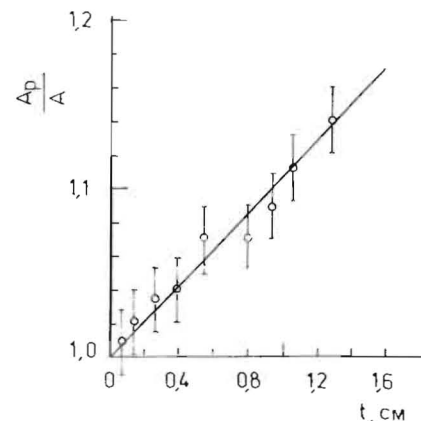


Рис.1. Отношение величины активности A_p детектора эпитепловых нейтронов, помещенного между пластинками полиэтилена толщиной t , к активности A без полиэтилена.

менялся детектор из V_2O_5 . Применение такого детектора удобно по следующим причинам:

1. Отношение I_3/σ_T для образования изотопа ^{52}V равно 0,55; в результате этого детектор нечувствителен к возрастанию активности на эпитепловых нейтронах;
2. Зависимость сечения активации в области энергий $E < E_{Cd}$ следует закону $1/v$;
3. Малый период полураспада изотопа ^{52}V ($T_{1/2} = 3,75$ мин) дает возможность использовать один и тот же детектор для проведения последовательных измерений, что повышает их точность.
4. Невысокие сечения захвата ^{/6/} $\sigma_a = 4,9$ б, $I_a = 2,7$ б /где σ_a - сечение захвата тепловых нейтронов, I_a - резонансный интеграл захвата/, позволяют не учитывать возмущения детектором поля нейтронов.

Эксперименты проводились так же, как предыдущий, но детектор из V_2O_5 не окружался кадмием. Результаты приведены на рис.2.

Следующий эксперимент проводился с рассеянием нейтронов водой. В качестве детектора использовался Mn в виде $KMnO_4$. Было взято четыре цилиндрических сосуда с различным отношением диаметра к высоте и один в виде параллелепипеда. Сосуды изготовлены из алюминия толщиной 0,2 мм. Было взято 6 одинаковых навесок $KMnO_4$ и 5 из них растворены в воде, налитой в сосуды. Затем производилось последовательно облучение сосудов с водой и сухого порошка $KMnO_4$ в описанной выше полости графитового куба. Измерение активности ^{56}Mn проводилось на Ge(Li)-спектрометре. Для сохранения одной и той же эффективности регистрации измерения проводились в одном сосуде максимального объема. При измерении активности, образовавшейся в меньшем объеме воды или в порошке без воды, добавлялся недостающий до максимального объема чистой воды. Результаты эксперимента также приведены на рис.2. На оси абсцисс отложен геометрический параметр $2V/S$ /где V - объем воды в сосуде, S - площадь наружной поверхности воды/, вычисленный для каждого сосуда.

Результаты этого эксперимента перекрываются с результатами предыдущего. На рис.2 приведены результаты пересчета данных работы ^{/2/}. Для вычисления геометрического параметра $2V/S$ были исполь-

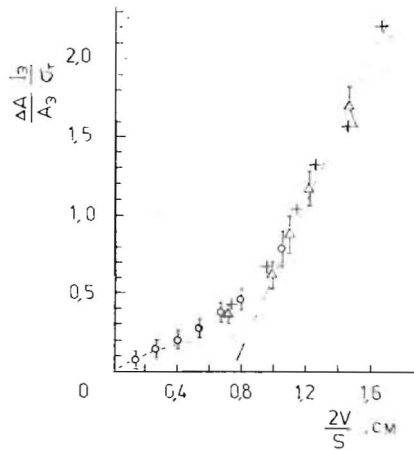


Рис.2. Зависимость относительной величины возникающего превышения активности $\frac{\Delta A}{A_0}$ от размеров водород-содержащей среды.

- - измерения детектором из V_2O_5 в геометрии тонкого плоского образца,
- △ - измерения детектором из Mn в объемной геометрии,
- + - результаты, полученные из данных работы ^{12/},
- - результаты расчета в предположении однократного взаимодействия,
- · - - активность за счет термализованных нейтронов.

званы приведенные в ^{12/} размеры цилиндров с водой, в которых наблюдалось увеличение активности индикаторов с увеличением объема замедляющей среды. Все величины прироста активности, полученные в работе ^{12/}, были умножены на коэффициент 0,345, чтобы совместить их с данными настоящей работы. Более высокие значения ^{12/}, вероятно, связаны с тем, что авторы не делали поправку на самопоглощение эпитепловых нейтронов проволоками из индия, с помощью которых проводилось измерение. Тем не менее можно сделать вывод, что общий характер полученных зависимостей совпадает.

На рис.2 пунктирной линией нанесены результаты расчета по формуле /6/ в предположении однократного взаимодействия рассеянных нейтронов с веществом образца. Видно, что в области малых толщин результаты совпадают. Штрих-пунктирная прямая, проходящая через экспериментальные точки, показывает, что, сделанные выше предположения о линейной зависимости увеличения активности после достижения некоторой толщины образца, также выполняются.

Результаты, приведенные на рис.1 и 2, позволяют оценить, например, максимально возможную толщину образца для проведения НАА элемента с $I_3/\sigma_T = 10$ на эпитепловых нейтронах, имеющих спектр $1/E^{1-\beta}$, где $\beta = 0,05$. Если задаться точностью проведения анализа 5% и возможным отличием количества воды в образце и эталоне - 10% от веса пробы, то максимальная толщина составит 3,0 г.см⁻². Причем большая часть ошибки /3,5%/ возникает вследствие возможного прироста активности на эпитепловых нейтронах, а 1,5% - на нейтронах с энергией $E < E_{cd}$.

Результаты, приведенные на рис.2, показывают, что и при проведении анализов на тепловых нейтронах элементов с малым отношением $I_3/\sigma_T \approx 1$, также возможна ошибка, связанная с рассеянием

эпитепловых. Вследствие этого в полях нейтронов, где велика доля эпитепловых, также существует ограничение на размеры образца.

Рассеяние нейтронов происходит также на ядрах материала упаковки, которую обычно делают из кварца, чистого алюминия или полиэтилена. Наименьшее рассеяние нейтронов происходит на ядрах вещества кварца и алюминия, но полиэтилен самый дешевый материал. Для проведения массовых анализов из полиэтилена можно изготавливать контейнеры для разового использования, что может облегчить пробоподготовку. И хотя на ядрах водорода, содержащегося в полиэтилене, будет происходить рассеяние нейтронов, это не будет иметь особого значения, если увеличение активности, возникающее за счет этого рассеяния, невелико и постоянно для всех образцов. При облучении эпитепловыми нейтронами образцов, упакованных в полиэтиленовый контейнер, необходимо экранировать кадмием каждый из них; в противном случае, например, при внешнем экранировании целой стопки образцов, может образоваться большое число подкадмиевых нейтронов. Это приведет к увеличению активности мешающих элементов и как следствие этого - к увеличению предела определения.

Как следует из формулы /10/, полиэтиленовая упаковка недопустима при использовании резонансных фильтров. Снижение эффективности экранировки при облучении образцов в полиэтиленовых ампулах наблюдалось в работе ^{17/}.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ВЕЩЕСТВОМ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

При численных расчетах /по формуле 10/ эффективности применения резонансных фильтров для образцов большого объема необходимо знать массовый коэффициент рассеяния μ_{s0} реальных высушенных образцов. Для экспериментального измерения этого коэффициента в случае изотропного распределения был использован метод резонансных фильтров и формальное представление потока нейтронов, прошедших фильтр, суммой двух потоков /как это рассматривалось выше/.

Для эксперимента были приготовлены образцы геологической пробы разной толщины: четыре образца толщиной 0,43 г.см⁻², два - по 0,215 г.см⁻² и два - по 0,107 г.см⁻². В каждый образец было добавлено при тщательном перемешивании некоторое количество раствора, содержащего 4 мг сурьмы. Образцы высушивались и упаковывались в алюминиевую фольгу толщиной 0,05 мм. Между каждой парой образцов одинаковой толщины помещались мониторы из сурьмы и золота, такие же мониторы были расположены на внешней поверхности пары. Мониторами служили кружочки фильтровальной бумаги, пропитанной раствором, содержащим известное количество сурьмы или золота, и тщательно высушенные, а затем запаянные

в лавсановую пленку толщиной 5 мкм. Все пары образцов с мониторами размещались между фильтрами из естественной сурьмы толщиной 5 мм, кроме одной пары образцов толщиной $0,43 \text{ г. см}^{-2}$. Между фильтрами размещались также мониторы без образцов. Приготовленные таким способом образцы и мониторы дополнительно были экранированы кадмием и одновременно облучены в поле нейтронов графитового куба. Мониторы с золотом служили мониторами плотности потока нейтронов. Источником нейтронов служил урановый конвертор, облучаемый тормозным излучением микротрона. После облучения активность образцов и мониторов измерялась на Ge(Li)-детекторе.

Коэффициент μ_{s0} может быть найден из следующей системы уравнений:

$$C_1 = A_1 - A_2 E_2(\mu_{s0} \delta), \quad C_2 = A_1 - \frac{1}{2} A_2 [1 + E_2(2\mu_{s0} \delta)], \quad C_3 = A_1 - A_2,$$

где C_1 - активность монитора, помещенного между образцами; C_2 - на внешней поверхности образца; C_3 - облученного без образцов; A_1 - активность монитора, обусловленная потоком со спектром, не измененным фильтром, A_2 - активность монитора, обусловленная потоком нейтронов с линейчатым спектром, $E(x)$ - табулированная функция.

В результате графического решения этой системы уравнений было найдено μ_{s0} для каждой пары образцов. Среднее значение коэффициента рассеяния $\mu_{s0} = 0,19 + 0,03/\text{см}^2 \text{ г}^{-1}$. Экспериментальное значение коэффициента μ_{s0} в полтора раза больше оцененного. По-видимому, это можно объяснить наличием в геологическом образце связанной воды.

По результатам измерения активности сурьмы, добавленной в образцы различной толщины, и сравнения активности сурьмы в экранированных образцах и неэкранированных определена эффективность экранировки. Экспериментальные значения уменьшения активности сурьмы, измеренные с ошибкой 10%, равны: в 4,2; 3,8 и 2,9 раза для толщин образцов $0,215$; $0,43$ и $0,83 \text{ г. см}^{-2}$ соответственно. Расчеты, проведенные по формуле /10/ с измеренным μ_{s0} , дают значения: 4,6; 3,7 и 2,9 соответственно. Рассчитанные значения хорошо согласуются с экспериментальными, в пределах указанной ошибки.

Автор выражает благодарность Ю.С.Замятнину за полезные обсуждения результатов работы, А.М.Кучеру и А.Г.Белову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds S.A., Mullins W.T. International Journal of Applied Radiation and Isotopes. 1963, vol.14, No.8, p.421-425.

2. Дамбург Н.А., Пелекис Л.Л. Журнал аналитической химии, 1971, том XXVI, вып.10, с.1869.
 3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968, 456с.
 4. Кожевников Д.А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловый геологии. 2-е изд., перераб.и дополн. - М., Недра, 1982, с.221.
 5. Белов А.Г., Тетерев Ю.Г. ОИЯИ, 18-84-8, Дубна, 1984.
 6. Muqhabhab S.F., Divadeenmen M., Holden N.E. Neutron Cross Section. vol.1, Part.A, Z=1-60, Upton, New York, Academic Press, 1981.
 7. Гамбарян Р.Г. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.Радиационная техника. Вып.20. М.,:Атомиздат, 1980, с.84.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1985 года

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

18-85-443

Тетерева Ю.Г.

Учет влияния рассеяния нейтронов при проведении активационного анализа геологических образцов

При проведении нейтронно-активационного анализа образцов большого веса /более 5 г/ нельзя пренебрегать возмущением поля эпитепловых нейтронов, вызванного рассеянием их на ядрах вещества пробы. Возмущение может привести к появлению активности, дополнительной к той, что образовалась бы в отсутствие рассеяния. Это может стать причиной ошибки при проведении анализов с помощью эталонов. Особенно сильно проявляется рассеяние при использовании резонансных фильтров нейтронов. Рассеяние ведет к уменьшению эффективности экранировки. В работе получены аналитические выражения для зависимости величины ошибки или эффективности экранировки от спектра нейтронов и от размеров и рассеивающих свойств вещества образца. Показано, что основной вклад в рассеяние нейтронов вносит присутствие в образце воды. Получены экспериментальные подтверждения результатов расчета.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

18-85-443

Tetereva Yu.G.

About the Neutron Scattering Effect During Activation Analysis of Geological Samples

During the neutron activation analysis of great mass samples (more than 5 g) one cannot neglect the perturbation of epithermal neutron field caused by their scattering on sample matter nuclei. Perturbation can lead to appearance of an activity in addition to that formed without scattering. This will cause errors during analysis by means of standards. Scattering is strongly develops when using neutron resonance filters. It results in decreasing screening effect. Analytical expressions are obtained for dependence of error value or screening effectivity on neutron spectrum and dimensions and sample matter scattering properties. It is shown that the main contribution into neutron scattering brings in the presence of water in samples. Experimental confirmation of calculation results has been obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985