

нению с асимметричным делением в области значений μ , близких к единице.

Количественные оценки показывают, что изменение распределений $Y(\mu)$ и $E_K(\mu)$ приводит к уменьшению средней кинетической энергии осколков для сравниваемых на рис. 2 энергий возбуждения примерно на 1 Мэв. Не исключено также, что наблюдающаяся зависимость $E_K(E_x)$ частично связана с тепловым расширением ядра [21], однако оценка такого расширения при имеющейся экспериментальной информации едва ли осуществима.

Поступило в Редакцию 19/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 12, 461 (1962).
2. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин. Там же, 13, 64 (1962).
3. Ю. А. Блюмкина и др. Там же, 15, 64 (1963).
4. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин. Там же, стр. 250.
5. R. Leachman. Phys. Rev., 101, 1005 (1956).
6. S. Whetstone, Jr. R. Leachman. Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 6, 376 (1962).

7. П. А. Баранов, А. И. Протопопов, В. П. Эйсмонт. «Атомная энергия», 12, 150 (1962).
8. С. С. Коваленко и др. Там же, 13, 474 (1962).
9. В. Н. Околович и др. Там же, 15, 419 (1963).
10. J. Milton, J. Fraser. Canad. Phys., 40, 1626 (1962).
11. J. Terrell. Phys. Rev., 113, 527 (1959).
12. P. Seeger. Nucl. Phys., 25, 1 (1961).
13. В. М. Панкратов, В. М. Струтинский. «Атомная энергия», 14, 171 (1963).
14. В. М. Панкратов. Там же, 14, 177 (1963).
15. J. Wahl. Phys. Rev., 95, 126 (1954).
16. W. Stein. Phys. Rev., 108, 34 (1957).
17. J. Niday. Phys. Rev., 121, 1471 (1961).
18. V. Brunner, H. Paul. Ann. der Physik., 6, 267 (1960).
19. Г. Н. Смиренкин. Тезисы докладов на совещании по физике деления атомных ядер. Л., Изд-во АН СССР, 1961.
20. А. Н. Протопопов и др. ЖЭТФ, 38, 384 (1960).
21. А. Камерон. Доклад № 198, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

УДК 539.17.02:539.172.4

Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами Sm^{149} и In^{115}

Р. Б. Бегжанов, Д. А. Гладышев, С. В. Стародубцев, Т. Хайдаров

В настоящей работе приведены результаты измерения полных эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами In_{49} и Sm_{62} . Измерения были выполнены на нейтронном спектрометре [1, 2] при ширине канала 8 мксек с разрешением 2,23 и 2,5 мксек/м в случае индия и самария соответственно. Образец индия естественного изотопного состава в виде металлических пластин 60 мг/см² исследовался в области энергий 0,7—14 эв (рис. 1). Самарий же представлял собой химическое соединение (SmCl_3), в котором естественного самария содержалось 120 мг/см². Порошок SmCl_3 (~ 10 г) засыпался в специальные формы из алюминиевой фольги и прессовался под давлением до 50 кг/см².

Зависимость полного сечения Sm^{149} от энергии нейтронов в области энергий 0,4—8 эв приведена на рис. 2. При вычислении сечений Sm^{149} другие примеси самария не учитывались.

Измерив пропускание образцов, вычисляли полное сечение по формуле

$$\sigma_t = \frac{1}{n} \ln \frac{1}{T^*(x)}, \quad (1)$$

где n — число атомов вещества на 1 см²; $T^*(x) = \sqrt{T(x) T(-x)}$ — симметризованное пропускание, приводящее резонансное пропускание, искаженное интерференцией и конечной разрешающей способностью аппаратуры, к симметричной форме; $T^*(x)$ также позволяет учитывать все факторы, влияющие на ход сечения в районе резонанса [3].

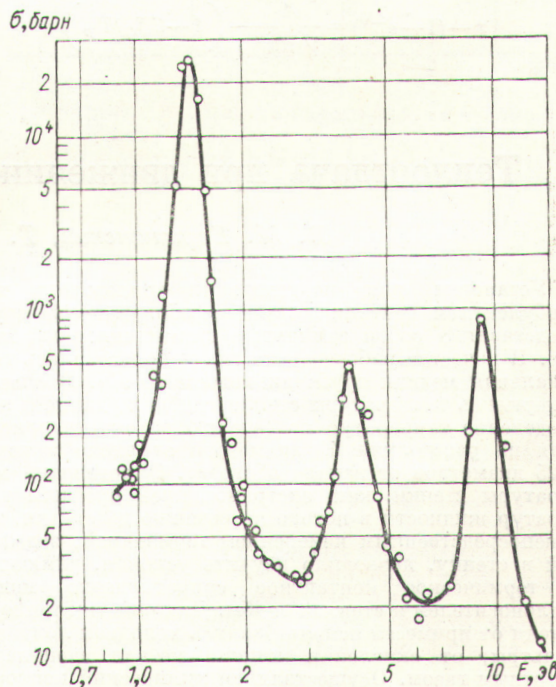


Рис. 1. Полное нейтронное сечение In^{115} .

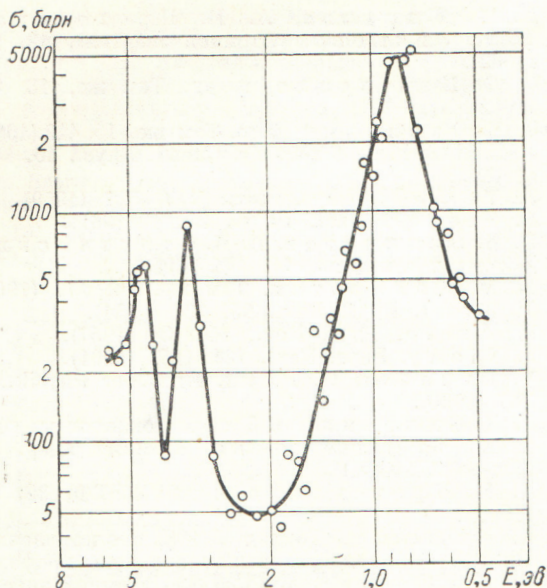


Рис. 2. Полное нейтронное сечение Sm^{149} .

Поскольку мы имели данные только по одному образцу, анализ параметров резонанса вычислялся методом, описанным в работе [4], который позволял получить более высокую точность параметров σ_0 и Γ :

$$\sigma\Gamma^2 = \frac{1}{n} (\alpha^* x \Delta)^2. \quad (2)$$

Численные значения корня x уравнения

$$x - (1 - e^{-x}) = \frac{A}{\sqrt{\pi} \alpha^*} \left(1 - T_{(x)}^* / T_p \right) \quad (3)$$

в функции правой части приведены в таблицах работы [4]. Точность решения уравнения (3) относительно x определяется в основном точностью измерения площади A под кривой резонансного пропускания образца. Основная неопределенность в полной площади обусловлена вкладом «крыльев» кривой пропускания (где ход полного сечения Брейта-Вигнера отличается от действительного вследствие эффекта Допплера), интерференцией между уровнями и плохой разрешающей способностью спектрометра. Величина $\sigma\Gamma^2$ вычислялась только для хорошо разрешенных уровней (см. таблицу).

Параметры резонансов индия и самария

$E, \text{эВ}$	Индий			Самарий		
	σ_0 сечение, барн	$\sigma_0 \Gamma$, барн·эВ	$\Gamma, \text{эВ}$	$E, \text{эВ}$	σ_0 сечение, барн	$\sigma_0 \Gamma$, барн·эВ
1,46	26558	285,88	0,1038	0,86	5100	224,4
3,85	480	72,96	0,30	3,45	890	—
9,2	780	42,32	0,23	2,90	594	—

Резонанс самария при 4,90 эВ искажен, по-видимому, за счет плохого разрешения прибора.

Поступило в Редакцию 19/IX 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Б. Бегжанов и др. «Атомная энергия», 14, вып. 5 (1963).
2. Р. Б. Бегжанов и др. «Изв. АН УзССР. Сер. физ. матем. наук», вып. 3 (1963).
3. М. И. Певзнер и др. ЖЭТФ, 44, вып. 4 (1963).
4. Г. И. Марчук. Теория и методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1962, стр. 240.

УДК 621.039.517

Теплоотдача при движении в трубе металлического натрия

В. М. Борщанский, Т. В. Заблоцкая, Н. И. Иващенко

Установка для исследования теплоотдачи при турбулентном течении натрия в обогреваемой трубе представляла собой замкнутый циркуляционный контур. В качестве рабочего участка использовалась вертикальная медная труба диаметром 40 мм. В опытах измерялись температуры стенки трубы по длине и распределение температур по сечению потока теплоносителя на расстоянии 40 диаметров от входа в трубу и 25 диаметров от начала обогрева. Определение температуры стенки как экстраполяцией профиля температуры жидкости в потоке по сечению до стенки, так и непосредственным измерением термопарой, заделанной в стенку, позволило изучить условия, влияющие на термическое контактное сопротивление между теплоносителем и стенкой трубы. Для очистки теплоносителя от примесей использовались холодная ловушка, фильтры; от окисления жидкий металл защищался инертным газом. Осуществлялся химический контроль за составом теплоносителя. Опыты проводились при

температурах 175—300° С, скоростях течения $W = 0,6 \div 1,5$ м/сек, числах $Re = (6 \div 120) \cdot 10^3$, числах $Pe = 35 \div 1000$ и при условии, что тепловой поток на стенке $q_{ст} = \text{const}$. Содержание кислорода в натрии регулировалось в различных сериях опытов от 0,02 до 0,1 вес. %.

Результаты измерения теплоотдачи за участком тепловой стабилизации, полученные на основании измерения полей температур по сечению потока, в виде зависимости $Nu = f(Pe)$ приведены на рис. 1. Экспериментальные точки располагаются около усредняющей кривой с максимальным разбросом $\pm 20\%$. Уравнение этой кривой в области $Pe = 30 \div 200$ имеет вид

$$Nu = 4,36 + 0,016 Pe. \quad (1)$$

Зависимость (1) обеспечивает предельный переход к ламинарному режиму ($Nu = 4,36$) в области малых чисел Pe аналогично тому, как это сделано в работе [1]. В области чисел $Pe = 200 \div 1000$ усредняющая