

6814

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



6814

P1 - 6814

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

В.С.Евсеев, В.С.Роганов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ  
РЕАКЦИИ ( $\mu^-$ ,  $\nu$  2n )  
ПРИ  $\mu^-$ -ЗАХВАТЕ В СЕРЕ И КАЛЬЦИИ

1972

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 6814

В.С.Евсеев, В.С.Роганов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ  
РЕАКЦИИ ( $\mu^- \nu 2n$ )  
ПРИ  $\mu^-$ -ЗАХВАТЕ В СЕРЕ И КАЛЬЦИИ

*Направлено в ЯФ*

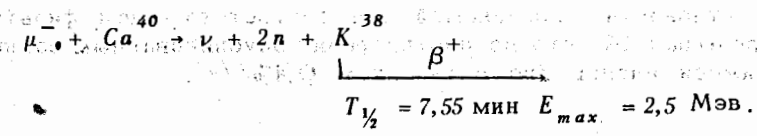
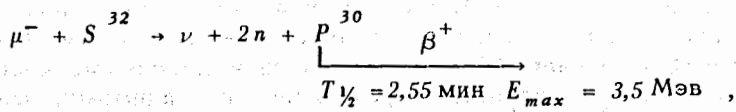
ОИЯИ  
БИБЛИОТЕКА

Измерение вероятности испускания разного числа нуклонов в реакции ядерного  $\mu^-$ -захвата представляет большой интерес с точки зрения проверки различных моделей этой реакции. В частности, вероятность вылета двух нейтронов определяется конкуренцией нескольких процессов: "испарения" нуклонов в модели составного ядра, последовательного испускания нуклонов в так называемой "резонансной" модели ядерного  $\mu^-$ -захвата, испускания пар нуклонов при поглощении мюона нуклонными ассоциациями в ядре и т.д.

Вероятность  $W_{2n}$  реакции ( $\mu^-, \nu 2n$ ) ранее определялась <sup>/1/</sup> методом замедления и регистрации нейтронов в органическом сцинтилляторе большого объема. При этом непосредственно на опыте измеряется некоторая функция, зависящая как от вероятности испускания одного, двух и т.д. нейтронов, так и от эффективности замедления и регистрации нейтронов.

Согласно последним экспериментальным данным энергетический спектр нейтронов от  $\mu^-$ -захвата простирается по крайней мере до 60 Мэв <sup>/2,3/</sup>. Если часть этих нейтронов коррелирована /  $\mu^-$ -захват на квазидейтроне /, это должно отразиться на величине  $W_{2n}$ . Это обстоятельство могло остаться незамеченным в работе <sup>/1/</sup>, поскольку вероятность регистрации нейтронов столь высоких энергий в условиях этого опыта невелика /калибровка эффективности детектора проводилась для энергии нейтронов  $E_n \leq 15$  Мэв с использованием в качестве источника нейтронов спонтанно делящегося <sup>252</sup>Cf /.

В настоящей работе значение  $W_{2n}$  для реакции ( $\mu^-, \nu 2n$ ) в сере и кальций измерено активационным методом путем регистрации актов распада радиоактивных ядер - продуктов следующих реакций:



Преимущество данного метода состоит в том, что абсолютная величина  $W_{2n}$  определяется для всего спектра нейтронов независимо от их энергии.

Наведенная активность регистрировалась путем счета  $\beta$ -частиц /А/, одного из аннигиляционных  $\gamma$ -квантов /Б/ и двух аннигиляционных квантов в режиме совпадений /В/. В случае серы измерения проводились всеми тремя методами, в случае кальция - только методами Б и В.

В качестве мишеней использовались образцы с естественным содержанием изотопов. Анализ возможных при  $\mu^-$ -захвате в сере ядерных реакций показывает, что при измерениях методом А, помимо  $\beta$ -активности  $^{30}P$ , образующегося в реакции  $^{32}S(\mu^-, \nu 2n)^{30}P$ , может регистрироваться  $\beta$ -активность с таким же периодом полураспада и верхней границей  $E$  электронов, но связанная с образованием  $^{28}Al$  в реакции  $^{32}S(\mu^-, \nu \alpha)^{28}Al$ . В случае  $\mu^-$ -захвата в кальции другие изотопы, близкие по времени жизни к  $^{38}K$ , не образуются.

Облучение мишеней проводилось на чистом мюонном пучке, полученном с помощью мезонного канала синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /4/. Система выделения мюонов /см. рис. 1 работы /5/ состояла из трех сцинтилляционных счетчиков, работающих в режиме быстрых совпадений /ближайший к мишени счетчик имеет площадь  $80 \times 80 \text{ мм}^2$  /, и большого счетчика антисовпадений за мишенью. Мишени располагались вплотную к последнему /по пучку/ из трех счетчиков, работающих в режиме совпадений. Специальными опытами было установлено, что эффективность регистрации остановок мюонов в мишени отличается от единицы не более чем на несколько процентов /при работе с растянутым во времени пучком мюонов/.

Зависимость числа  $\mu^-$ -остановок в мишени от толщины фильтра, помещенного после первых двух счетчиков, снималась как с помощью упомянутых выше четырех счетчиков, так и по наведенной активности. Зависимости, снятые двумя этими способами, имеют один и тот же вид. Величина наведенной активности, измеренная без фильтра и при такой его толщине, когда все мюоны заведомо останавливаются в нем, была неизменной и равной 4% от активности в максимуме кривой остановок. Эта активность обусловлена, по-видимому, реакциями  $^{32}S(n, t)^{30}P$  и  $^{40}Ca(n, t)^{38}K$ , идущими на нейтронах рассеянного фона от ускорителя. Вклад от  $\pi^-$ -мезонов по наведенной активности, измеряемой при соответствующем фильтре, не превышал 1%, что не противоречит опубликованным данным о примеси пионов /по остановкам  $0,4\% / 4/$ .

Мишени облучались в течение примерно трех периодов полураспада конечного ядра. Обсчет начинался спустя минуту после конца облучения и производился с интервалом 30 секунд в течение нескольких периодов полураспада. Идентификация ядер-продуктов осуществлялась по их времени жизни.

Скорость счета при регистрации продуктов распада в момент времени  $t_i$  определяется как

$$N(t_i) = N_0 \exp\left[-\frac{t_i}{\tau}\right] + C,$$

где  $N_0$  - скорость распада на конец периода облучения,  $t_i$  - середина  $i$ -го 30-секундного интервала времени,  $\tau$  - время жизни ядра-продукта,  $C$  - фон случайных совпадений.

Значения  $N_0$ ,  $\tau$  и  $C$  для каждого из облучений определялись с помощью ЭВМ методом наименьших квадратов.

Вероятность реакции  $(\mu^-, \nu 2n)$  выражается в виде

$$W_{2n} = \frac{N_0 TK}{N_{\mu} \epsilon \gamma (1 - \exp[-T/\tau])},$$

где  $T$  - время облучения,  $N_{\mu}$  - скорость остановок  $\mu^-$ -мезонов в мишени /среднее значение за время  $T$ /,  $\epsilon$  - эффективность регистрации,  $\gamma$  - поправка на вероятность  $\mu^-$ -захвата,  $K$  - поправка на изотопный состав мишени.

Метод А. Мишень состояла из восьми пластин плавле- ной серы площадью  $70 \times 70 \text{ мм}^2$  и толщиной  $3,0 \pm 0,1$  мм. Регистрация позитронов производилась с помощью счетчика, состоящего из пластического сцинтиллятора  $150 \times 150 \times 10 \text{ мм}^3$  /, соединенного световодами с двумя ФЭУ-36, работающими в режиме быстрых совпадений. При обсчете наведенной радиоактивности пластины размещались по четыре с каждой стороны сцинтиллятора вплотную к нему, всегда в одном и том же положении. Специальными опытами была установлена независимость /в пределах 5% / эффективности регистрации от места расположения /одного из восьми возможных/ пластины.

Эффективность регистрации  $\epsilon$  определялась путем облучения пластин нейтронами с энергией 14,8 Мэв из реакции  $d(t, n)\alpha$  и выделения /по времени жизни ядра-продукта/ канала реакции  $^{32}S(n, t)^{30}P$ , сечение которой предполагалось известным /6/. Число падающих на мишень нейтронов определялось по счету  $\alpha$ -частиц и при учете телесного угла для мишени из серы. Кроме 2,55-минутной активности в этом эксперименте наблюдалась также  $145 \pm 40$  /-минутная активность, принадлежащая, по-видимому, ядру  $^{31}Si$ , образующемуся в результате реакции  $^{32}S(n, pn)^{31}Si$ .

Значение  $\epsilon$  в пределах  $\pm 4\%$ -ной погрешности оставалось постоянным в течение калибровки и измерений и контролировалось с помощью  $\gamma$ -источника  $^{60}\text{Co}$  в фиксированном положении. Абсолютная ошибка эффективности определялась ошибкой сечения реакции  $^{32}\text{S}(n,t)^{30}\text{P}^{6/}$ , равного  $20 \pm 5$  мб.

Метод Б. Мишень из серы в виде порошка помещалась в сосуд из пенополистирола с внутренними размерами  $70 \times 140$  /вертикальный размер/  $\times 40$  /по пучку/  $\text{мм}^3$ , причем площадь заполненной части этого сосуда была  $70 \times 70 \text{ мм}^2$ . Свободное пространство было оставлено для того, чтобы перед началом регистрации порошок можно было тщательно перемешать. Регистрация активности производилась по счету аннигиляционных  $\gamma$ -квантов с помощью кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  /диаметром и высотой по  $75 \text{ мм}/$ , соединенного с фотоумножителем  $\text{ЭАУР}$ . Энергетическое разрешение такого  $\gamma$ -спектрометра было около  $15\%$  для  $^{137}\text{Cs}$ . С помощью одноканального дифференциального дискриминатора вырезалось окошко для регистрации фотопика с энергией  $511 \text{ кэВ}$ .

Для предотвращения активации кристалла нейтронным фоном от ускорителя /реакция  $^{127}\text{I} + n \rightarrow ^{128}\text{I} \xrightarrow{\beta} \text{спектрометр}$  был окружен слоем кадмия толщиной  $0,5 \text{ мм}$ .

Определение эффективности  $\epsilon$  производилось путем размешивания в порошкообразной мишени из серы  $5 \text{ мм}^3$   $^{22}\text{NaCl}$  с известной абсолютной активностью  $^{22}\text{Na}$ .

Вероятность  $W_{2n}$  для кальция определялась по отношению к аналогичной величине для серы. Для этого были изготовлены блочные мишени из серы и кальция площадью  $100 \times 100 \text{ мм}^2$  и одинаковой толщины. В  $\text{г/см}^2$  /брусочек из серы имел толщину  $20 \text{ мм}/$ . Поправки на разный эффективный телесный угол мишеней /при обсчете/, различие в торможении позитронов и на различие в распределении  $\mu^-$ -остановок в обеих мишенях оказались несущественными.

Метод В. Для регистрации аннигиляционных  $\gamma$ -квантов использовались два счетных кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  с разрешением около  $30\%$  для  $^{137}\text{Cs}$ . В каждом из каналов с помощью одноканального дифференциального дискриминатора вырезалось окошко для фотопика  $511 \text{ кэВ}$ , и сигналы от двух дискриминаторов подавались на схему совпадений. Процедура измерения /и калибровка с помощью  $^{22}\text{NaCl}$  / с серой /порошок и брусок/ и кальцием /брусочек/ была аналогична той, которая применялась в методе Б.

В таблице приведены характерные значения различных параметров и результат эксперимента. Величины  $W_{2n}$  выражены в процентах к вероятности  $\mu^-$ -захвата. Основная ошибка

Таблица

Реакция	метод	$N_{\mu}, \text{мин}^{-1}$	$N_0, \text{мин}^{-1}$	$T, \text{мин}$	$N_0/C$	$\epsilon, \%$	K	$\gamma$	$W_{2n}, \%$
$^{32}\text{S}(\mu^-, \nu 2n)^{30}\text{P}$	A	$1,4 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^3$	8	6	11	1,05	0,72	$4,2 \pm 1,0$
	Б	$1,4 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^3$	-	2	6	1,05	0,72	$3,5 \pm 0,5$
	В	$1 \cdot 10^6$	$10^2$	-	60	0,5	1,05	0,72	$2,9 \pm 0,4$
среднее $3,2 \pm 0,5$									
$^{40}\text{Ca}(\mu^-, \nu 2n)^{38}\text{K}$	Б	$1,3 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^2$	$20 \pm 25$	0,8	6	1,026	0,79	$1,9 \pm 0,5$
	В	$1 \cdot 10^6$	$30 \pm 50$	"	25	0,5	"	0,79	$2,7 \pm 0,5$
среднее $2,3 \pm 0,5$									

/около  $\pm 10\%$ / для методов Б и В проистекает от погрешности в определении абсолютного значения  $\epsilon$ . Для обеспечения достаточной статистической точности измерения для каждого метода /и каждой мишени/ повторялись по 5 - 10 раз. Скорость  $\mu^-$ -остановок в течение периода облучения оставалась постоянной с точностью в несколько процентов. Среднее значение  $W_{2n}$  для серы взято по данным, полученным методами Б и В. Вероятность реакции  $^{32}\text{S}(\mu^-, \nu\alpha) ^{28}\text{Al}$ , определяемая, как разность значений  $W_{2n}$ , измеренных методом А и другими методами, порядка 1%, если использовать для определения данные работы /6/, и порядка 10%, если использовать значение сечения реакции  $^{32}\text{S}(n, t) ^{30}\text{P}$ , равное 7 мб, из работы /7/.

Полученное нами значение  $W_{2n}$  для кальция не противоречит данным работы /1/, где приведено  $W_{2n} = /8 \pm 3\%$ .

Полученные значения  $W_{2n}$  существенно меньше величины выхода нейтронов высоких энергий / $E_n \geq 15$  Мэв/, составляющей более 10% для средних и тяжелых ядер /серы, кальция, свинца /2,3//, и могут быть полностью объяснены на основе статистической модели с учетом оболочечных эффектов /1,8/ без привлечения вклада кластерного механизма  $\mu^-$ -захвата или в рамках "резонансной" модели ядерного  $\mu^-$ -захвата /9/.

Значения  $W_{2n}$  были недавно с хорошей точностью получены /8/ активационной методикой для ряда изотопов:  $\text{Co}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Fe}$  и  $\text{Mg}$ . Зарегистрирован большой изотопный эффект для величины  $W_{2n}$  в двух изотопах железа /в пересчете на изотопный состав железа/: для  $^{56}\text{Fe}$   $W_{2n} = /23 \pm 2\%$ , а для  $^{54}\text{Fe}$   $W_{2n} = /3,7 \pm 0,4\%$ . Все приведенные в этой работе значения  $W_{2n}$  также интерпретируются на основе статистической модели и модели оболочек.

То обстоятельство, что полученное нами значение  $W_{2n}$  для серы и кальция существенно меньше выхода нейтронов высоких энергий, а также малое значение  $W_{2n}$  для  $^{54}\text{Fe}$  могут служить указанием на малый вклад процесса, связанного с поглощением  $\mu^-$ -мезона парой нуклонов с большим относительным импульсом и сопровождающегося вылетом двух нуклонов высокой энергии / $E_n \geq 15$  Мэв/. Против объяснения высокоэнергетической части в энергетическом спектре нуклонов  $\mu^-$ -захватом на кластерах может свидетельствовать также тот факт, что в случае  $\mu^-$ -захвата в углероде и кислороде /10/ спектр нейтронов ограничен областью малых энергий, в то время как кластерные явления в большей степени должны проявляться именно в легких ядрах.

## Литература

1. B. MacDonald, J.A. Diaz, S.N. Kaplan, R.V. Pyle. *Phys. Rev.*, 139, B1253 (1965).
2. M.H. Krieger, Ph.D. Thesis. Columbia Univ., NEVIS-172 (1969).
3. И. Войтковска, В.С. Евсеев, Т. Козловски, Т.Н. Мамедов, В.С. Роганов. *ЯФ*, 14, 624 /1971/.
4. В.Г. Варламов, Ю.М. Грашин, А.В. Демьянов, Б.А. Долгошеин, В.С. Роганов. *ОИЯИ*, 1-4081, Дубна, 1968.
5. Г.Г. Буналян, В.С. Евсеев, Л.Н. Никитюк и др., *ЯФ*, 11, 795 /1970/.
6. E. Wiegold, R.N. Glover. *Nucl. Phys.*, 32, 106 (1962).
7. R. Sacher, A. Warhanek. *Oester Akad. Wiss. Math.-Naturwiss. Kl. Sitzungsber. Abt. II*, 176, 305 (1968).
8. G. Heusser, T. Kirsten. *Nucl. Phys.*, 195A, 369 (1972).
9. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. *ОИЯИ*, P2-3258, Дубна, 1967.
10. M.E. Plett, S.E. Sobottka. *Phys. Rev.*, C3, 1003 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 ноября 1972 года.