

## ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР

$\text{Li}^7$ ,  $\text{Be}^9$ ,  $\text{B}^{10,11}$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{O}^{16}$ ,  $\text{F}^{19}$ ,  $\text{Mg}^{24,25,26}$ ,  $\text{Al}^{27}$ ,  $\text{Ca}^{40,44}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sn}^{116,124}$ ,  
 $\text{Ta}^{181}$ ,  $\text{Pb}$  ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 1 ГэВ

*В.Н.Батурин, В.Л.Коптев, Е.М.Маев,  
М.М.Махаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов,  
А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков*

Впервые измерены сечения образования высокоэнергетичных нейтронов ( $T_n > 400$  МэВ) из 18 ядер от Li до Pb под углами 4, 7,5 и 11,3°. Получены зависимости сечений квазиупругого и неупругого образования нейтронов от нуклонного состава мишени.

Исследование нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами важно для понимания механизма взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами и изучения структуры ядра. Однако экспериментальных данных о процессе образования высокоэнергетичных нейтронов имеется крайне мало [1] и в основном они относятся к углу вылета нейтрона 0°. В большинстве работ сведения об энергетических спектрах нейтронов получались при дополнительном рассеянии образовавшихся нейтронов на водородосодержащей мишени. В данной работе энергия нейтронов измерялась методом времени пролета с использованием временной микроструктуры пучка ускорителя [2]. Примене-

ние этого метода оказалось возможным благодаря хорошим временным параметрам пучка синхроциклотрона ЛИЯФ и позволило значительно увеличить скорость набора статистики по сравнению с методом двойного рассеяния. Впервые были выполнены систематические исследования процесса образования нейтронов под несколькими углами из широкого набора ядер с  $7 \leq A \leq 208$ .

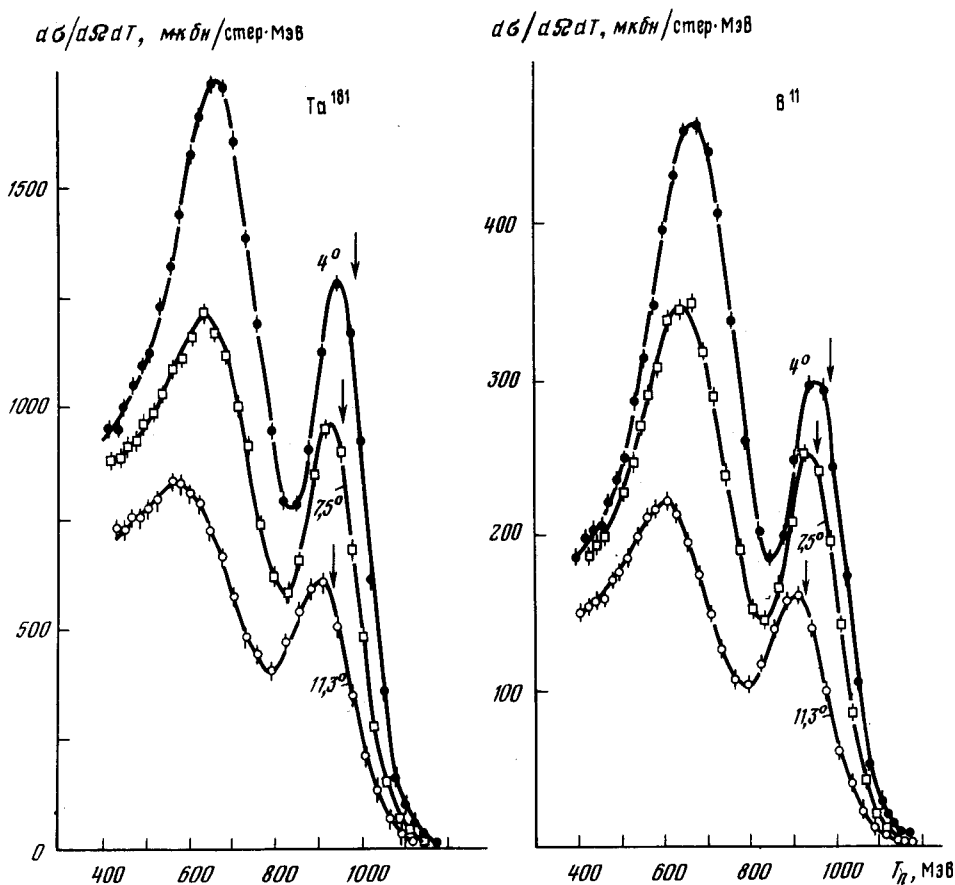


Рис. 1. Спектры нейтронов для  $B^{11}$  и  $Ta^{181}$  под углами  $4, 7,5$  и  $11,3^\circ$ . Стрелками показаны значения энергий нейтрона, соответствующие упругому  $pn$ -рассеянию.

Установка и методика измерений описаны в работе [3]. На рис. 1 приведены двойные дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер  $B^{11}$  и  $Ta^{181}$ . Аналогичные спектры наблюдаются и для других ядер. На всех спектрах видны два хорошо выраженных пика. Пик в области более высоких энергий связан с процессом квазиупругого выбивания нейтронов. Его положение ( $T_{KB}$ ) несколько отличается от значения энергии  $T_{кин}$ , соответствующего кинематике упругого  $pn$ -рассеяния. Зависимость величины  $\Delta E = T_{кин} - T_{KB}$ , которая характеризует среднюю энергию отделения нейтрона в данном процессе, приведены на рис. 2. Как следует из рисунка, величина  $\Delta E$  становится практически постоянной для ядер тяжелее углерода. Сечения квазиупруго-

го выбивания  $(d\sigma/d\Omega)^{KB}$  были получены при интегрировании энергетических спектров в области квазиупругого пика по процедуре описаний в работе [3]. Зависимость  $(d\sigma/d\Omega)^{KB}$  от атомного номера ядра мишени имеет следующие особенности:

- 1) для симметричных ( $Z = N$ ) ядер  $(d\sigma/d\Omega)^{KB}$  пропорционально  $A^{1/3}$ ;
- 2) для ядер тяжелее Cu ( $N > Z$ ) зависимость  $(d\sigma/d\Omega)^{KB}$  меняет свой характер и становится близкой к  $A^{2/3}$ ;
- 3) для всех измеренных изотопов В, Mg, Ca, Sn наблюдается значительное возрастание сечения с увеличением числа нейтронов.

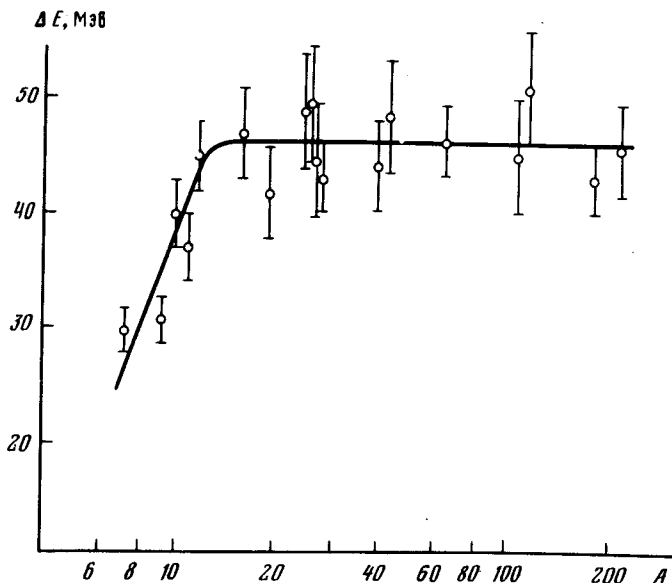


Рис. 2. Значения средних энергий отделения нейтронов в процессе квазиупругого выбивания. Кривая проведена от руки

Отмеченные выше особенности могут быть описаны с точностью 10% простой феноменологической зависимостью:  $(d\sigma/d\Omega)^{KB} = C_{KB}(\theta) N/Z A^{1/3}$ , где  $C_{KB}(\theta)$  — нормировочный коэффициент равный для углов 4, 7,5 и 11,3°, соответственно, 18,5, 14,8 и 10,5 мбн/стер. Наблюдаемый в энергетических спектрах широкий максимум, отстоящий приблизительно на 300 МэВ от квазиупругого пика, связан в основном с образованием нейтронов в неупругих реакциях с рождением  $\pi$ -мезонов.

Зависимость сечения неупругого образования нейтронов с  $T > 400$  МэВ от  $A$  хорошо аппроксимируется выражением:  $(d\sigma/d\Omega)^{неуп} = C_{неуп}(\theta) A^{1/2}$ , где  $C_{неуп}(\theta)$  — нормировочный коэффициент, равный для углов 4, 7,5 и 11,3°, соответственно, 51,3, 36,8 и 25,1 мбн/стер. Интересно отметить, что для всех трех углов коэффициенты  $C_{KB}(\theta)$  и  $C_{неуп}(\theta)$  оказались близкими по величине к соответствующим значениям сечений квазиупругого и неупругого выбивания нейтронов из дейтерия, которые были измерены в этом же эксперименте.

Сечение квазиупругого выбивания нейтронов было вычислено в рамках дифракционной теории Глаубера с учетом эффектов перерассея-

ния и поглощения падающего протонного пучка и образовавшихся нейтронов [4]. Распределение протонов и нейтронов для легких ядер с  $A \leq 16$  выбиралось в форме, соответствующей гармоническому осцилляторному потенциалу, а для тяжелых ядер в форме двухпараметрического распределения Ферми. На рис. 3 приведены результаты расчета в предположении одинакового распределения протонов и нейтронов

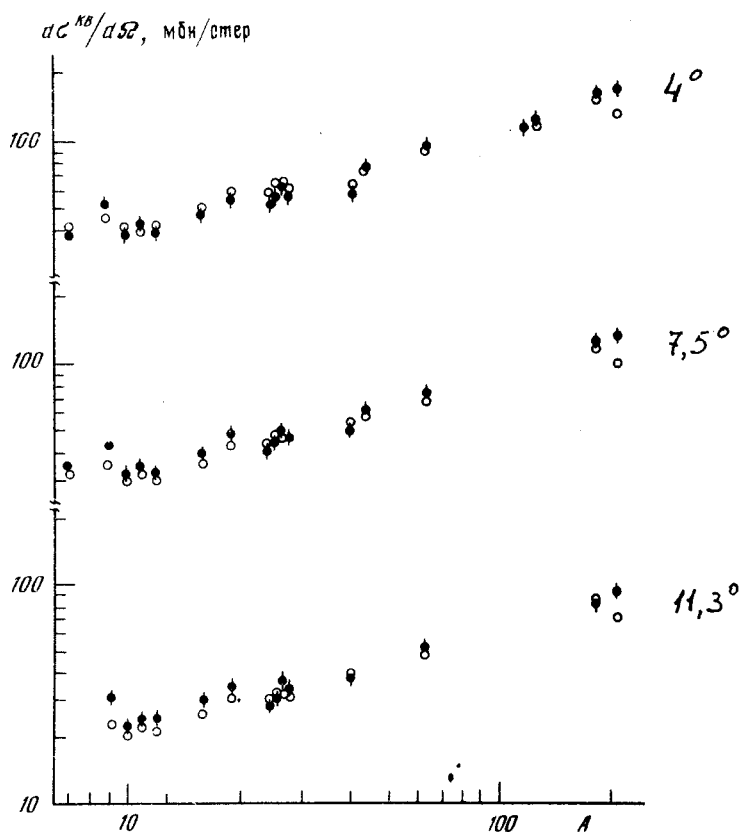


Рис. 3. Зависимость экспериментальных (●) и вычисленных (○) сечений квазиупругого выбивания нейтронов от атомного номера ядра.

в ядрах. Как видно из рис. 3, для всех ядер кроме  $\text{Be}^9$  и  $\text{Pb}$  наблюдается неплохое согласие эксперимента с расчетом. Существенное превышение при всех углах экспериментальных значений  $(d\sigma/d\Omega)^{\text{KB}}$  над расчетными для  $\text{Be}$  и  $\text{Pb}$  может служить указанием на различие в распределениях нейтронов и протонов в этих ядрах. Анализ экспериментальных данных и подробное изложение схемы расчета будут опубликованы позднее. Процесс квазиупругого выбивания нейтронов можно использовать для получения информации о распределении нейтронов в ядре.

## Литература

- [ 1 ] В.Е. Bonner et al. Phys. Rev., 18С, 1418, 1978; Р.Н. Bowen et al. Nucl. Phys., 30, 475, 1962; R. Madey. Phys. Rev., 8С, 2419, 1973.
- [ 2 ] В.Н. Батулин и др. Препринт ЛИЯФ №334 Л., 1977.
- [ 3 ] В.Н. Батулин и др. Препринт ЛИЯФ №446, Л., 1978.
- [ 4 ] К. S. Kolbig et al. Nucl. Phys., В6, 85, 1968.
-