

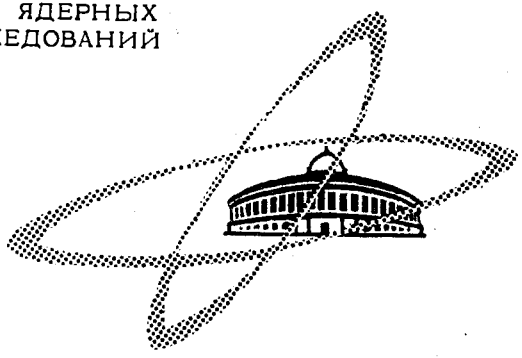
1765

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1765



Г. Кумпф, Л. Кумпф, Ши Шуан-уй

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
С ЯДРАМИ СРЕДНЕГО ВЕСА

АЛГОРИТМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ

1966

## Спектры нейтронов при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами среднего веса

Применялся метод времени пролета с использованием естественной модуляции пучка циклотрона У-300 для измерений нейтронных спектров при облучении мишеней из Fe, Cu, Mo, Rh, Sn частицами  $Ar^{40}$ ,  $Ne^{22}$ ,  $B^{11}$ . В доступном измерению интервале энергии (5-12 Мэв) все спектры имеют вид  $\exp(-\frac{E}{T})$ ; параметр T меняется в пределах 1,5-2,5 Мэв. На основе данной и предыдущей работ<sup>1,2</sup> делается вывод о том, что около 40 Мэв энергии возбуждения составных ядер, полученных в облучениях частицами  $Ar^{40}$ , снимается в виде  $\gamma$ -излучения.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна. 1964.

Kumpf H., Kumpf L., Shi-Shuang-i

P-1765

## Neutron Spectra in Heavy Ion Interaction with Medium Nuclei

The neutron spectra were measured by bombarding Fe, Cu, Mo, Rh and Sn targets with  $Ar^{40}$ ,  $Ne^{22}$ ,  $B^{11}$  projectiles. The time-of-flight method was used, the natural modulation of the Y-300 cyclotron beam being made use of. In the energy region (5-22 MeV) available for measurements all the spectra have the shape  $\exp(-\frac{E}{T})$ ; the parameter T varies within 1.5-2.5 MeV. According to the results of this paper and of the previous one (JETP, 46, 1545 (1964)) a conclusion is drawn that about 40 MeV. of the excitation energies of compound nuclei obtained in bombarding  $Ar^{40}$  with the projectiles is carried away by  $\gamma$ -radiation.

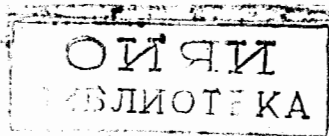
Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1964.

P-1765

Г. Кумпф, Л. Кумпф, Ши Шуан-уй

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
С ЯДРАМИ СРЕДНЕГО ВЕСА

Направлено в ЖЭТФ



## 1. Введение

Как хорошо известно, ускоренные тяжелые ионы дают почти уникальные возможности для получения ядер с определенной высокой энергией возбуждения. Это обусловлено тем, что до образования составного ядра не имеют места каскадные процессы, как в случае облучения протонами высокой энергии. Тяжелые частицы передают ядру-мишени высокий угловой момент, который, однако, менее определен вследствие разных параметров столкновения, при которых происходит слияние ядер. Самую непосредственную информацию об этих высоковозбужденных уровнях с высоким спином могут дать испущенные возбужденными ядрами частицы. Для области средних и тяжелых ядер такими частицами являются нейтроны. Однако получение сведений о высоких уровнях ядер из измерений характеристик нейтронов, испущенных составными ядрами, в рамках статистической модели является не простой задачей, и мы находимся, очевидно, только в начале пути к ее решению.

Можно с уверенностью предполагать, что основная доля нейтронов, получающихся в ядерных реакциях с тяжелыми частицами на мишенях среднего веса, связана с излучением нейтронов из составных ядер. В работах<sup>1,2/</sup> было найдено, что 50-80% всех ядерных столкновений приводит к реакциям слияния с испусканием одних только нейтронов (от 3 до 7). В работе<sup>3/</sup> получены нейтронные спектры испарительного типа и симметричные относительно  $90^\circ$  угловые распределения. Этот факт говорит о том, что использование статистической модели в данных исследованиях является вполне оправданным.

В настоящей статье сообщаются результаты измерений нейтронных спектров с помощью метода времени пролета на циклотроне У-300 ОИЯИ под углом  $\theta_{lab} = 145^\circ$ . Облучались металлические мишени элементов среднего веса Fe, Cu, Mo, Rh, Sh частицами  $Ag^{40}$ ,  $Ne^{22}$  и  $B^{11}$ . При выборе еще более тяжелых мишеней вероятность деления составных ядер станет заметной и вместе с испарительными нейтронами будут регистрироваться нейтроны деления. В облучениях еще более легких мишеней испускание заряженных частиц могло бы затруднить интерпретацию нейтронных спектров.

Так как опыты проводились на внутреннем пучке циклотрона, то возникла необходимость использования толстых мишеней.

## II. Экспериментальная часть

Применялся метод времени пролета с использованием естественной модуляции пучка циклотрона у-300. Вследствие невысокой рабочей частоты ускорителя ~ 4,6 МГц (период 218 нсек) и малой ширины ступка собственной модуляции<sup>/4/</sup> можно применять достаточно длинные пролетные расстояния (3,8 м) и получить хорошее энергетическое разрешение даже на внутреннем пучке. Некоторое неудобство создает импульсный режим ускорения, который применяется для лучшей стабильности работы циклотрона. Так как ускорение происходит только за 1 мсек с перерывом 5-10 мсек, то надо создать неперегружающуюся аппаратуру и предусмотреть соответствующую блокировку в интервале между импульсами.

На рис. 1 изображена схема опытов. Под максимально возможным углом ( $\theta_{lab} = 145^\circ$ ) расположен коллиматор из железа и смеси парафина с борной кислотой весом 350 кг. Коллиматор нацелен на мишень через плексигласовое окно в камере циклотрона. Он защищает сцинтилляционный счетчик от рассеянных нейтронов, а также от нейтронов и  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате потерь части пучка на дуантах и в остаточном газе. Об эффективности коллимации можно судить по тому, что счет нейтронов уменьшается в ~10 раз, если пробник выдвигается на 15 см из циклотрона. При этом остается некоторый фон от рассеянных нейтронов, который статистически распределен по времени и составляет 30-100% счета нейтронов. Это фон ограничивает возможности при измерении нейтронов в области выше 10 Мэв. Оказалось также трудно проводить измерения под другими углами относительно пучка, так как тогда в коллиматор попадает больше нейтронов и  $\gamma$ -квантов из камеры ускорителя.

Мишени из Fe, Cu, Mo, Rh крепились в виде листов на специальном пробнике. Олово наносилось на медную охлаждаемую поверхность, наклонную относительно пучка под углом  $20^\circ$ .

Экранировка от рассеянного магнитного поля циклотрона осуществлялась несколькими слоями трансформаторного железа. Нельзя существенно уменьшить пролетную базу, потому что дальнейшему приближению ФЭУ к циклотрону мешает сильное магнитное поле. По этой причине измерению доступны только нейтроны с энергией выше 3 Мэв. Детектор нейтронов состоит из пластического сцинтиллятора<sup>/5/</sup> размером 40x50 мм и быстрого фотоумножителя K14 FS 50<sup>x)</sup> с низкоомным делителем. Повышение эффективности регистрации путем увеличения размеров сцинтиллятора нецелесообразно, так как от этого ухудшаются условия коллимации.

x) Изготавливается фирмой Карл Цейсс, Иена.

На рис. 1 показана блок-схема электронной аппаратуры. Временной анализатор построен по принципу преобразования времени в амплитуду. С одиннадцатого диода ФЭУ передаются положительные импульсы с помощью катодного повторителя через согласованный кабель из зала ускорителя на пульт, где находится остальная часть аппаратуры. Отрицательные импульсы с анода ФЭУ запирают ограничитель, который питает такой же кабель длиной 100 м. Сигнал с ограничителя проходит через быстрые ворота I и запускает триггер I. Ворота I открываются блоком "задержка" после того, как амплитуда  $v_{ch}$  на дуантах достигла своего максимального замечания. Они закрываются прежде, чем амплитуда  $v_{ch}$  начинает уменьшаться. Ворота I запираются также после каждого импульса, запускавшего триггер I, на мертвое время 5 мксек. Метки времени получались путем формирования синусоидального напряжения  $v_{ch}$ , поступающего от измерительной емкости в стенке камеры циклотрона через согласованный кабель (см. рис. 1). Если с ФЭУ прошел сигнал через ворота I и запустил триггер I, открываются ворота II и пропускают сформированные импульсы  $v_{ch}$ . Следующий по времени реперный импульс опрокидывает триггер II. Сигналы от триггеров подаются на каскад преобразования времени в амплитуду на лампе 6А3П. Дальше импульсы задерживаются, усиливаются и формируются с помощью линии задержки (продолжительность импульсов 2 мксек). На 100-канальный анализатор они пропускаются в том случае, если амплитуда линейного сигнала от 11-го диода превышает порог дискриминатора.

Дифференциальная линейность сконструированного преобразователя времени в амплитуду лучше  $\pm 3\%$ . Ширина пика от  $\gamma$ -квантов, образующихся в момент попадания частиц пучка на мишень, составляла 6-10 нсек в зависимости от радиуса и значения магнитного поля. При изменении других параметров ускорителя ширина и положение этого пика практически не меняется. Так, к примеру, при снижении амплитуды  $v_{ch}$  от 150 до 90 кв он смещается не более чем на 3 нсек, в то время как нестабильность  $v_{ch}$  обычно не больше чем  $\pm 10$  кв. Хорошая стабильность всей установки вместе с циклотроном позволяла в случаях малой скорости счета проводить часовые экспозиции. Точная калибровка временной шкалы проводилась до и после каждого измерения с помощью калиброванных кабелей. Градуировка порога дискриминатора в линейном канале в единицах энергии протонов отдачи была осуществлена с помощью моноэнергетических нейтронов из реакции  ${}^{11}\text{B}(d,n){}^8\text{He}$  на нейтронном генераторе НГ-200. В ходе работы порог контролировался с помощью комптоновской кромки от  $\gamma$ -лучей источника  $\text{Cs}^{137}$ . Эффективность регистрации нейтронов с энергией  $E_{lab}$  определялась с помощью простого соотношения:

$$\epsilon = (1 - e^{-nh\sigma}) \left(1 - \frac{B}{E_{lab}}\right),$$

где  $V$  - порог в единицах энергии протонов,  $\sigma$  - сечение  $(n-p)$  взаимодействия,  $n$  - число атомов водорода в  $1 \text{ см}^3$  сцинтиллятора,  $h$  - его толщина. Так как мишени были толстыми, рассчитывалась некоторая средняя энергия бомбардирующих частиц по формуле:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_0} E \cdot E(1 - \frac{V}{E}) dE}{\int_0^{E_0} E(1 - \frac{V}{E}) dE} = \frac{1}{3} (2E_0 + V),$$

где  $E_0$  - энергия пучка,  $V$  - кулоновский барьер. Множитель  $(1 - \frac{V}{E})$  весовой функции усреднения  $E(1 - \frac{V}{E})$  представляет собой ход полного сечения реакций в классическом случае; множитель  $E$  учитывает в некотором приближении рост числа нейтронов в каскаде и уменьшение тормозной способности с ростом энергии пучка.

Переход в систему ц.м. осуществлялся с помощью средней по мишени энергии пучка  $\bar{E}$  по соотношениям:

$$E = \frac{\bar{E} m_0 m_n}{M^{*2}} + E_{lab} - 2 \cos \theta_{lab} \frac{\sqrt{E} E_{lab} m_0 m_n}{M^*}$$

$$N(E) = \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} = \frac{d^2 \sigma}{dE_{lab} d\Omega_{lab}} \left( \frac{E}{E_{lab}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Здесь  $m_0, m_n, M^*$  - массы налетающей частицы, нейтрона и составного ядра;  $E, E_{lab}$  - энергия нейтронов в системе ц.м. и в лабораторной системе соответственно. Строго говоря, полученные по второму уравнению сечения  $\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}$  относятся для разных энергий нейтронов к разным углам в системе ц.м. Однако даже в случае облучения меди ионами аргона максимальной энергии углу  $\theta_{lab} = 145^\circ$  для нейтронов с энергией  $E_{CM} = 4 \text{ Мэв}$  соответствует угол  $\theta_{CM} = 159^\circ$ , а для энергии  $E_{CM} = 12 \text{ Мэв}$ ,  $\theta_{CM} = 153^\circ$ .

### Результаты

На рис. 2 и 3 представлены в качестве примера нейтронные спектры, полученные в облучениях меди и олова ионами аргона разных энергий. Как видно из этих графиков, в пределах ошибок можно все спектры представлять в логарифмическом масштабе прямыми линиями, или же в виде  $N(E) = \exp(-\frac{E}{T})$ . Величина  $T$ , которую мы условно назовем температурой, является единственным параметром, который можно извлечь из измеренного спектра. Так как интервал энергии нейтронов, в котором в данных условиях удалось измерить спектры, ограничен снизу, то мы не можем определить более детальную форму спектров.

При разных энергиях пучка спектры имеют почти одинаковый наклон. При более внимательном рассмотрении обнаруживается, что температура немного растет с энергией.

В таблице 1 собраны результаты всех опытов. В первом столбце указана мишень и бомбардирующая частица вместе с массовым числом составного ядра. Во втором столбце - средняя энергия возбуждения составных ядер, вычисленная из средней (по глубине мишени) энергии пучка  $E$  и распаковок по таблице масс<sup>/8/</sup>. В случае многоизотопных мишеней проводилось еще усреднение по всем изотопам. В третьем столбце таблицы содержатся измеренные температуры в Мэв. Как видно, при равных энергиях возбуждения в облучениях Fe и Cu аргоном температура ниже чем, в облучениях аргоном Mo и Sa. Для комбинации Rh+Ar температура примерно равна температуре для Cu+Ar. Тот факт, что при облучении частицами Ar<sup>40</sup> температура не падает с ростом массового числа, можно было бы объяснить тем, что более легкие составные ядра могут с большей вероятностью испускать заряженные частицы и при этом охлаждаться. При облучении меди и молибдена частицами Ne<sup>22</sup> наблюдается однако нормальная зависимость температуры от  $A$ , хотя заряд составного ядра из Cu+Ne<sup>22</sup> еще на 8 единиц меньше заряда составного ядра Cu+Ar<sup>40</sup>. Далее можно предполагать, что высокий угловой момент в облучениях аргоном ведет к аномальному росту температуры с ростом  $A$ . В четвертом столбце таблицы 1 приводится для сравнения максимальный угловой момент  $J_{max}$ , вычисленный по классическому выражению,

$$J_{max} = \frac{1}{h} (R_1 + R_2) \sqrt{2\mu(\bar{E} - V)}$$

Здесь  $R_1, R_2$  - радиусы сталкивающихся ядер,  $\mu$  - их приведенная масса,  $V$  - кулоновский барьер и  $\bar{E}$  - средняя энергия пучка в системе ц.м. Как следует уже из соображений размерности<sup>/7/</sup>, энергия нейтронов может зависеть от спина  $J$  ядра только в комбинации  $\frac{J^2}{2c}$ . Поэтому в пятом столбце содержатся величины  $\frac{J_{max}^2}{2c}$ , где  $ch^2$  - твердотельный момент инерции соответствующего составного ядра. Из таблицы видно, что при равных возбуждениях величины  $\frac{J_{max}^2}{2c}$  практически не различаются. Поэтому нельзя объяснить аномальную зависимость температуры от  $A$  на основе грубого предположения о том, что во всех столкновениях с угловыми моментами вплоть до  $J_{max}$  образуются составные ядра. Известно, однако, что реакции полного слияния не происходят при большом  $J$ <sup>/8/</sup>. В некотором приближении можно считать, что составные ядра образуются во всех столкновениях с  $J$  меньшим некоторого критического  $J_{crit}$ . К сожалению, мало что известно о зависимости  $J_{crit}$  от массовых чисел ядра и частицы.

На основе данной и предыдущей работ<sup>/2/</sup> можно сделать вывод о средней энергии, уносимой  $u$ -квантами  $\bar{E}_u$ . В работе<sup>/2/</sup> были измерены функции возбуждения реакций  $Cd(Ar^{40}, xn) x=4-7$ . Они оказались смещенными в сторону высших энергий



по сравнению с аналогичными реакциями на более легких частицах<sup>/1/</sup>. Среднюю энергию  $\gamma$ -квантов можно оценить по формуле:

$$\bar{E}_\gamma = \bar{E}_{\alpha x} - \rho \sum_{n=1}^x B_n - x E_n$$

где  $\bar{E}_{\alpha x}$  - средняя энергия возбуждения для реакции  $Xn$ ,  $B_n$  - энергия связи  $n$ -того нейтрона,  $E_n$  - средняя энергия одного нейтрона. Для того, чтобы определить среднюю энергию нейтронов из наших измерений, надо знать детальную форму спектра при низких энергиях нейтронов, например, степень  $n$  в выражении  $E^n e^{-E/T}$  для спектра. Хотя мы знаем спектры только выше 4 Мэв, можно дать границу  $n \leq 1,5$ , так как при  $n > 1,5$  можно было бы заметить отклонения от прямой. Если  $n$  берется

в пределах  $0,5 \leq n \leq 1,5$  и используются данные настоящей работы, то получим для всех реакций  $4n - 7n$ ,  $\bar{E}_\gamma = 37 - 44$  Мэв. Можно таким образом утверждать, что в составных ядрах, полученных при бомбардировке такой тяжелой частицей как  $Ar^{40}$  испускание  $\gamma$ -квантов начинается уже при энергии возбуждения намного выше энергии связи нейтрона. Тот факт, что энергия, высвечиваемая  $\gamma$ -квантами (40 Мэв), одинакова для  $4n$  до  $7n$  и не зависит от энергии возбуждения, можно интерпретировать так, что уже в максимуме  $4n$ -реакции максимальный спин  $J_{max} > J_{Knt}$ . При дальнейшем увеличении энергии частиц спины составных ядер не превышают  $J_{Knt}$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Н.Флерову и В.А.Карнаухову, принимавшим активное участие в обсуждениях, А.Н.Филипсону и его группе за обеспечение надежной работы циклотрона. Авторы признательны М.Н.Медведеву за предоставленный им пластический сцинтиллятор.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.M.Alexander, G.N.Simonoff, Phys. Rev. 133, В, 93, 1964.
2. Г.Кумпф, В.А.Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1545, 1964.
3. H.W.Broek. Phys. Rev. 124, 233, 1961.
4. А.Ф.Линев. Препринт ОИЯИ, Р-722, 1961 г.
5. Л.Я.Жильцова, М.Н.Медведев. Сб. "Сцинтилляторы и сцинт. материалы", М., 1960, Изд.ИРЕА.
6. A.G.W.Cameron. Can. Journ. Phys. 35, 102, 1957.
7. T.Ericson, Advances in Physics 9, 425 (1960).
8. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. Препринт ОИЯИ Р-1347, 1963 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июля 1964 г.

Таблица 1

Реакция $A^*$	$\bar{E}_{ex}$	$T$	$\gamma_{max}$	$\frac{\gamma_{max}^2}{ZC}$
$Fe + Ar$	100	1,6	65	71
96	108	1,6	71	81
$Cv + Ar$	78	1,5	53	41
104	94	1,6	65	62
	102	1,6	71	73
	110	1,7	76	86
$Mo + Ar$	74	1,9	64	38
136	83	2,1	72	49
	91	2,5	80	59
$Rh + Ar$	77	1,5	66	37
143	90	1,6	78	52
	104	1,7	90	69
$Sn + Ar$	68	1,7	62	28
160	81	1,9	76	41
	95	1,9	89	56
	109	2,1	102	74
$Cu_{86}^+ Ne^{22}$	72	2,1	45	42
$Mo + Ne^{22}$	72	1,5	47	26
118	82	1,6	55	36
$Mo + B^{11}$	54	1,6	23	7
167	59	1,8	26	9

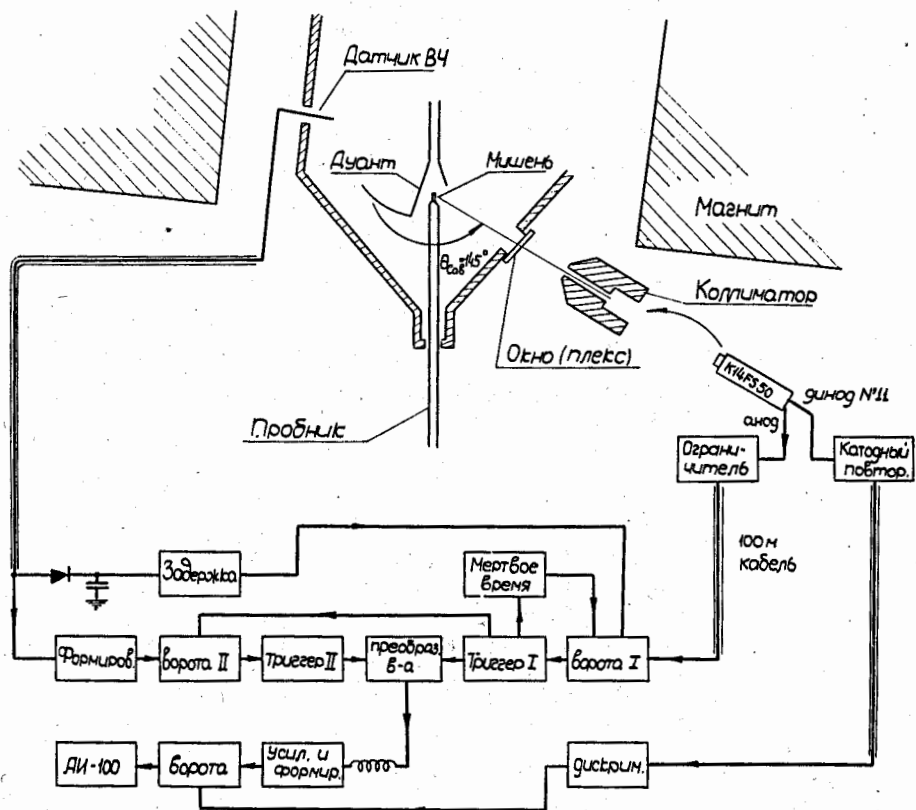


Рис. 1. Схема опыта.

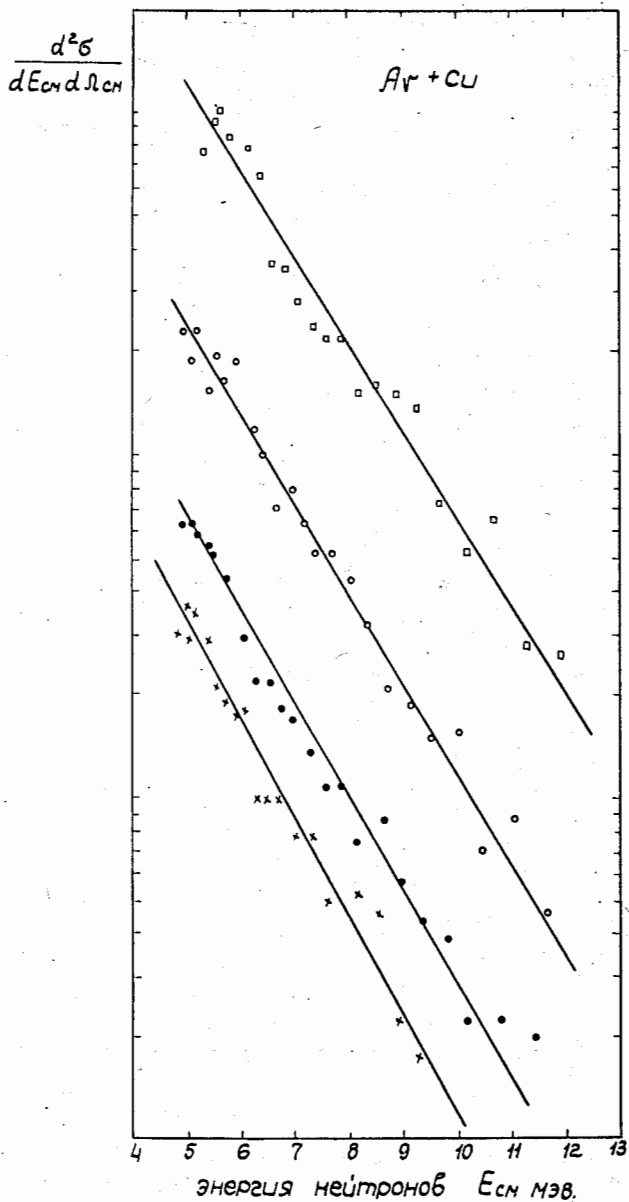


Рис. 2. Спектры нейтронов в системе ц.м. при облучении меди ионами  $Ar_{40}$ . Средняя энергия бомбардирующих частиц в лаб. системе:  $\times$  175 Мэв;  $\bullet$  210 Мэв;  $\circ$  230 Мэв;  $\square$  250 Мэв.

$$\frac{d^2\sigma}{dE_{сн} d\Omega_{сн}}$$

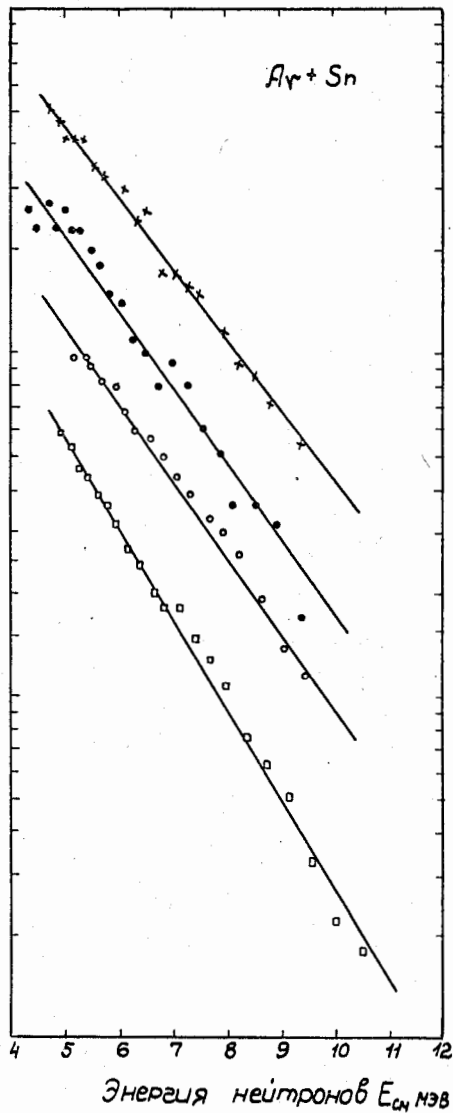


Рис. 3. Спектры нейтронов в системе ц.м. при облучении олова ионами  $Ar^{40}$  со средней энергией  $\square$  170,  $\circ$  190,  $\bullet$  210,  $\times$  230 МэВ.