

С 343 Ж

Д-504

4/8-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна 1965

2049



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г. Юнгклауссен

ИСПАРЕНИЕ НЕЙТРОНОВ
ИЗ СОСТАВНОГО ЯДРА
С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

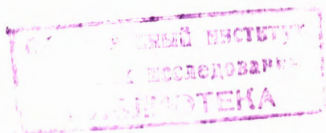
1965

3126/3 чф.

Г. Юнклауссен

ИСПАРЕНИЕ НЕЙТРОНОВ
ИЗ СОСТАВНОГО ЯДРА
С БОЛЬШИМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



В в е д е н и е

В реакциях с тяжелыми ионами образуются составные ядра с высокой энергией возбуждения и с большим угловым моментом. Энергия возбуждения снимается в основном путем испарения частиц. Оставшийся после испарительного каскада угловой момент ядра снимается γ -излучением. В трудных условиях работы на внутреннем пучке циклотрона Карамян и др.^{/1/} использовали пороговые индикаторы для исследования испарительных нейтронов. В настоящей работе также используются пороговые индикаторы, однако принцип нашего метода существенно отличается от метода Карамяна. Оказывается возможным получать надежную информацию относительно энергетического и углового распределений нейтронов, применяя несколько индикаторов из одного и того же материала.

1. Метод пороговых индикаторов

1.1. Принцип метода (идеализированные индикаторы)

Для объяснения принципа метода пороговых индикаторов представим себе, что в нашем распоряжении имеется материал, который активируется под действием нейтронов строго определенной энергии ϵ_a (сечение активации имеет форму δ -функции). Разместим одинаковые куски такого материала по окружности, в центре которой находится мишень. Окружность расположена так, чтобы пучок тяжелых ионов проходил по ее диаметру. Идея эксперимента сразу выясняется из ответа на вопрос: какова будет энергия ϵ нейтронов, которые активируют индикаторы, в системе центра масс?

Энергии в лабораторной системе и в системе центра масс связаны между собой соотношением:

$$\epsilon = \epsilon_L + \epsilon_0 - 2\sqrt{\epsilon_L \epsilon_0} \cos \theta_L, \quad (1)$$

ϵ_L — энергия нейтрона в лабораторной системе,

ϵ_0 — кинетическая энергия составного ядра, приходящаяся на один нуклон,

θ_L — угол вылета нейтрона относительно направления пучка в лабораторной системе.

Величины без индекса (ϵ , θ) относятся к системе центра масс. Из (1) видно, что при постоянном значении $\epsilon_L = \epsilon_a$, которое задается индикатором, существует однозначное соответствие между ϵ и θ_L , причем ϵ растет с увеличением θ

(см. рис. 1). Таким образом, зависимость наведенной нейтронами активности индикаторов Y от угла θ отражает энергетический спектр нейтронов.

Если все нейтроны испускаются ядрами с одной и той же энергией возбуждения, то нормированный к единице спектр имеет вид^{/2/}

$$n(\epsilon) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/T}}{T^2}, \quad (2)$$

где T — ядерная температура. В случае испарительного каскада спектр можно представить в виде^{/3/}

$$n(\epsilon) = \frac{\epsilon^\kappa e^{-\epsilon/T_*}}{T_*^{\kappa+1} \Gamma(\kappa+1)}, \quad (3)$$

где T_* — эффективная температура,
 $\kappa = 0,5$.

Для вычисления зависимости наведенной активности Y от ϵ (с точностью до постоянного множителя) достаточно умножить (3) на якобиан^{/4/} $\partial(\epsilon, \Omega)/\partial(\epsilon_L, \Omega_L) = \sqrt{\epsilon_L/\epsilon}$ (переход к лабораторной системе).

Логарифмическая производная от Y при постоянном ϵ_L равняется:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\epsilon} [\ln Y]_{\epsilon_L = \text{const}} &= \frac{d}{d\epsilon} \left[\ln \left(\sqrt{\frac{\epsilon_L}{\epsilon}} \epsilon^\kappa e^{-\epsilon/T_*} \right) \right]_{\epsilon_L = \text{const}} = \text{const} \quad (4) \\ &= \frac{\epsilon_L^{-1/2}}{\epsilon} - \frac{1}{T_*}. \end{aligned}$$

Первым членом в правой части равенства можно пренебречь, тогда температура будет определяться из экспериментального распределения $Y(\theta_L)$ по наклону прямой $\ln Y(\epsilon)$ совершенно так же, как это делается в случае спектрометрических методов (см. рис. 2).

1.2. Уточнения (реальные индикаторы)

Изложенная простая картина осложняется двумя обстоятельствами.

1. Сечение активации любых материалов быстрыми нейтронами охватывает довольно большой интервал энергий нейтронов, например, для реакции $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$, которая оказалась наиболее подходящей для проведения данного эксперимента, примерно от 6 до 23 Мэв. Однако эффективная функция возбуждения, т.е. энергетическая зависимость вероятности процесса (n, α) , вызванного именно испарительными нейтронами со спектром (2), представляет собой сравнительно узкое распределение вследствие экспоненциального спада спектра нейтронов. Полуширина $\Delta\epsilon_n$ составляет в наших условиях для алюминиевых индикаторов примерно 4 Мэв, центр тяжести ϵ_n лежит около 9 Мэв.

2. Мы предполагали, что спектр нейтронов не зависит от угла θ . Это неверное допущение; известно^{1/5,6/}, что угловой момент составного ядра ведет к усилению испарения в направлениях вперед и назад (относительно пучка). Согласно гипотезе составного ядра с учетом закона сохранения углового момента, угловое распределение в системе центра масс симметрично относительно $\theta = 90^\circ$. Теория Эриксона-Струтинского предсказывает увеличение анизотропии с увеличением энергии нейтрона. Это влечет за собой зависимость формы спектра от угла θ . Под углами $\theta = 0^\circ$ и 180° спектр будет жестче, чем под углом 90° . И эта зависимость должна быть симметрична относительно $\theta = 90^\circ$.

Учитывая эффект анизотропии, нужно ожидать, что экспериментальные точки будут лежать не на прямой, показанной на рис. 2, а на кривой вида пунктирной линии рис. 2. В следующем разделе будет показано, что температура определяется по наклону кривой в точке, отвечающей углу примерно 90° .

1.3. Учет анизотропии испарения

Для определения температуры из экспериментального распределения $Y(\theta)$, когда угловой момент составного ядра заметно влияет на спектр нейтронов, необходима формула, аналогичная формуле (4), но с учетом эффекта анизотропии. Для вывода подобного соотношения исходим из приближенной формулы для углового распределения нейтронов, когда параметр $l\ell/\sigma^2$ мал^{1/5,6/}.

$$W(\theta) = 1 + \frac{I_m^2 \ell_m^2}{48 \sigma^4} P_2(\cos \theta). \quad (5)$$

Через $W(\theta)$ обозначается нормированное к единице дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ при заданном ϵ ; I , ℓ и I_m , ℓ_m — угловой момент составного ядра и орбитальный момент нейтрона и соответственно их максимальные значения в классическом приближении; для ℓ_m мы имеем:

$$\ell_m = A^{1/3} \sqrt{2\epsilon/s}, \quad (6)$$

где $s = \hbar^2/(m r_0^2) = 25$ Мэв для $r_0 = 1,28$ ф; m — масса нейтрона $\sigma^2 = \mathcal{J}/\hbar^2$, где \mathcal{J} — момент инерции составного ядра. Подставляя для \mathcal{J} значение сферического ядра \mathcal{J}_0 , вычисленное для твердого тела, получим:

$$\sigma^2 = \frac{2}{5} A^{5/3} \frac{T}{s}. \quad (7)$$

Учитывая формулы (3), (5), (6) и (7), мы можем написать приближенное выражение $W(\epsilon, \theta)$ для нормированного к единице дифференциального сечения

$$W(\epsilon, \theta) = \frac{\epsilon^\kappa e^{-\epsilon/T_*}}{T_*^{\kappa+1} \Gamma(\kappa+1)} \left(1 + \frac{\alpha \epsilon}{T_*^2} P_2(\cos \theta)\right), \quad (8)$$

$$\alpha = 1,3 I_m^2 A^{-8/3} = 0,2 U_{\text{рот}} / A,$$

$$U_{\text{рот}} = \frac{\pi^2 I_m^2}{24_0}. \quad (9)$$

Обратим внимание на то, что приближенное распределение (8) правильно передает зависимость энергетического спектра от угла θ , в то время как влияние углового момента составного ядра на среднюю энергию нейтронов не отражено.

Логарифмическая производная от выражения

$$Y(\epsilon) \propto \sqrt{\frac{\epsilon \Gamma}{\epsilon}} \epsilon^\kappa e^{-\epsilon/T_*} \left(1 + \frac{\alpha \epsilon}{T_*^2} P_2(\cos \theta)\right)$$

принимает вид:

$$\frac{d}{d\epsilon} [\ln Y]_{\epsilon_{\text{л}} = \text{const}} = -\frac{1}{T_*} + \frac{\alpha}{T_*^2} \frac{d}{d\epsilon} [\epsilon P_2(\cos \theta)]_{\epsilon_{\text{л}} = \text{const}}. \quad (10)$$

При этом мы учитывали малость параметра $I\ell/\sigma^2$ и пренебрегли слагаемым $(\kappa - 1/2)/\epsilon$. Из (10) видно, что температуру следует определить из логарифмической производной экспериментального распределения в точке, отвечающей углу θ_0 , для которого выполняется равенство:

$$\frac{d}{d\epsilon} [\epsilon P_2(\cos \theta)]_{\epsilon_{\text{л}} = \text{const}} = 0,$$

откуда следует:

$$\cos \theta_0 = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon}}. \quad (11)$$

Например, для $\epsilon = 9$ Мэв и $\epsilon_0 = 0,7$ Мэв (реакция $\text{Cu} + 245$ Мэв Ag) получается $\theta_0 = 95^\circ$. Угол θ_0 уменьшится, если большой угловой момент вызывает заметный рост средней энергии нейтронов. Однако обратим внимание на следующее обстоятельство.

Из экспериментальных данных, полученных спектрометрическими методами, например методом времени пролета, температура определяется, как правило, без учета влияния углового момента. Поэтому, чтобы сравнивать подобные данные с нашими, необходимо выбрать θ_0 именно согласно (11) и сопоставить с результатами, полученными для угла в системе центра масс $\theta = 90^\circ$ с помощью спектрометрических методов.

Условие малости параметра $1\ell/v^2$ в наших экспериментах не всегда соблюдается. Тем не менее оценка (11) является достаточно хорошей, как показывают численные расчеты.

2. Эксперимент

2.1. Выбор пороговых индикаторов

Пороговые индикаторы должны удовлетворять следующим требованиям.

1. Сечение активации должно быть достаточно велико и его зависимость от энергии нейтронов хорошо известна. Значение $\bar{\epsilon}_a$ должно лежать в районе 10 Мэв. При более высоких значениях активация будет слишком мала, а при низких $\bar{\epsilon}_a$ относительная ширина эффективной функции возбуждения $\Delta\epsilon_a/\bar{\epsilon}_a$ принимает слишком большое значение, что вносит искажения в результаты обработки экспериментальных данных по формуле (10). Кроме того, при уменьшении $\bar{\epsilon}_a$ уменьшается интересующая нас анизотропия углового распределения.

2. В процессе активации должен образоваться γ -излучатель с подходящим периодом полураспада (несколько часов) и с энергией квантов, обеспечивающей эффективный счет при использовании толстых индикаторов. Подлежащее измерению излучение должно однозначно выделяться.

Всем этим требованиям отвечает реакция $Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$ (см. таблицу 1).

2.2. Измерения

Эксперимент был поставлен на 300-сантиметровом циклотроне ОИЯИ. Толстые мишени из Ti, Cu и Mo облучались ионами Ar и Ne²² разных энергий (см. таблицу 2). В качестве индикаторов служили алюминиевые пластинки размерами 33x33x8 мм³. Они прикреплялись к кольцу-держателю диаметром 18 см, центр которого был смещен относительно мишени так, как показано на рис. 3.

Облучение длилось около двух часов. Измерения наведенной активности проводились при помощи сцинтилляционного счетчика и одноканального анализатора через два часа после конца облучения. Считались все импульсы, отвечающие энергиям в интервале от 0,8 до 3 Мэв. Оказалось, что в таком режиме присутствие фоновых активностей (например, от реакции $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$) было незаметно.

На рис. 4 показано одно из полученных экспериментальных распределений. Как ожидалось, экспериментальные точки лежат на кривой, подобной пунктирной линии на рис. 2. Полученные значения для температуры приведены в таблице 2. Результаты, полученные для реакции Cu + Ar, совпадают с результатами Кумлфа и др.^{17/} в пределах 20%. Для реакции Mo + Ar наши измерения дали температуру несколько ниже указанной в работе^{17/}.

3. Параметр плотности уровней и момент инерции

Для полной обработки экспериментальных данных необходимы довольно громоздкие вычисления по следующим причинам. Во-первых, параметр $1\ell/\sigma^2$ принимает значения от 0 до 10 и выше. Поэтому нельзя ограничиться вторым полиномом Лежандра в общей формуле Эриксона-Струтинского. Во-вторых, как энергия возбуждения U , так и угловой момент I ядер принимают самые различные значения. С одной стороны, при облучении толстой мишени образуются составные ядра с различными U и I . С другой стороны, в течение процесса испарения обе величины постепенно уменьшаются. Поэтому подходящим параметром для теоретического описания является не зависящий от энергии возбуждения параметр плотности уровней, который связывает между собой тепловую часть энергии возбуждения и температуру ядра соотношением

$$U - U_{\text{rot}} = aT^2.$$

Для сравнения с теорией Эриксона-Струтинского был произведен расчет на машине М-20 ожидаемой активности индикаторов. Расчетная формула имеет вид:

$$Y \propto \int_{E=B}^{E_0} dE \cdot \frac{1}{E \cdot dE/dx} \int_{I=0}^{I_m} dI \cdot I \int_{\epsilon_L=0}^{\infty} d\epsilon \cdot \frac{d\sigma_{n\alpha}}{d\epsilon} \cdot N \cdot n(\epsilon) \cdot W(\theta).$$

Здесь E, E_0 — энергия иона и ее начальное (максимальное) значение,

B — кулоновский барьер,

dE/dx — ионизационные потери,

$d\sigma_{n\alpha}/d\epsilon_L$ — дифференциальное сечение реакции $Al^{27}(n, \alpha)Na^{27}$, Эффективная температура T^* и параметр κ , входящие в $n(\epsilon)$ (см. формулу (3)), а также среднее число нейтронов на каскад определялись согласно теории Ле Кутера и Лэнга /3/ в предположении, что отношение $\Gamma_p : \Gamma_n = 0,1 + 0,2^{I/8}$.

Угловое распределение $W(\theta)$ при заданных значениях I, T^*, ϵ вычислялось по формуле:

$$W(\nu) = \frac{\int_{\ell=0}^{\ell_m} d\ell \cdot \ell \sum_{k=0}^3 C_k j_{2k} \left(i \frac{1\ell}{\sigma^2} \right) P_{2k}(\cos\theta)}{\int_{\ell=0}^{\ell_m} d\ell \cdot \ell \cdot j_0 \left(i \frac{1\ell}{\sigma^2} \right)};$$

j_{2k} — сферическая функция Бесселя $2k$ -го порядка,

$$C_k = (-1)^k (4k-1) \left[\frac{(2k)!}{(2^k k!)^2} \right]^2.$$

Интегрирование по I и ℓ производится до максимальных значений в классическом приближении.

Теоретические значения Y подгоняются под экспериментальные данные подбо-

ром параметра a . Полученные значения a приведены в таблице 2. В пределах ошибок они согласуются как с теоретическими значениями, вычисленными по полуэмпирической формуле Абдельмалека и Ставинского^{/8/}, так и со значениями, вытекающими из модели ферми-газа без учета структурных эффектов, которая дает $A/a = 7,6$ для $r_0 = 1,6 f$. Какие-либо заключения относительно влияния оболочечной структуры на основании наших измерений делать нельзя.

На рис. 5 изображены те же экспериментальные точки, что и на рис. 4 но в другом представлении, чтобы более детально показать эффект анизотропии. Теоретические распределения вычислены для $g/g_0 = 0,3; 1; 3$ и ∞ . Подъем углового распределения в направлении вперед за счет прямых реакций не наблюдается. Все результаты согласуются в пределах ошибок с твердотельным значением момента инерции сферического ядра.

4. Точность результатов

После учета необходимых поправок ошибка для отдельной экспериментальной точки составляет 5%, а для точки, отвечающей максимальному углу, около 10%. Об отсутствии существенных систематических ошибок свидетельствуют следующие экспериментальные факты: 1) кривая $\ln Y(\epsilon)$ приближается к прямой при уменьшении энергии пучка, т.е. при уменьшении среднего углового момента составного ядра; 2) применение индеевых индикаторов дает те же результаты.

Существенный вклад в ошибки для a и g вносится неточностью теоретического расчета, главным образом неточным учетом испарительного каскада и проницаемости поверхности ядра для вылетающих частиц. Полная ошибка составляет для параметра плотности $\pm 20\%$, а для момента инерции $g/g_0 = 1 \begin{matrix} + 0,6 \\ - 0,3 \end{matrix}$.

З а к л ю ч е н и е

Оценивая метод пороговых индикаторов в целом, нужно сказать следующее. Относительно количества информации, которое можно получить в идеальных условиях эксперимента (качество пучка, фон и т.д.) индикаторный метод не может соперничать со спектроскопическими методами, например с методами фотопластинок и времени пролета. Однако метод очень прост и надежен и применим в тяжелых фоновых условиях на внутреннем пучке циклотрона. Метод не требует трудоемкой обработки, как метод фотопластинок, и свободен от ошибок, связанных с неточностью измерения интеграла тока и с неточным знанием эффективности детектора, устанавливаемого под разными углами.

Автор выражает свою глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г.Н. Флерову за предоставление темы и постоянный интерес к работе В.А. Карнаухова, В.М. Струтинскому и Г. Кумпфу за обсуждение результатов, группе ускорителя, руководимой А.Н. Филиппоном за бесперебойную работу циклотрона и А.А. Корнейчуку и Г.Ф. Юнгклауссен за проведение расчетов на электронной вычислительной машине.

Л и т е р а т у р а

1. А.С. Карамян, Г.А. Дорофеев и Д.С. Клочков. ЖЭТФ, 40, 1004 (1961).
- 2. Дж. Блатт и В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, Москва, 1954.
- 3. K.J.Le Couteur and D.W.Lang. Nucl. Phys., 13, 32 (1959).
4. H.W. Broek. Phys. Rev., 124, 233 (1961).
- 5. T.Ericson and V.Strutinski. Nucl. Phys., 8, 284 (1958).
- 6. T.Ericson. Advances in Phys., 9, 425 (1960).
7. Г. Кумпф, Л. Кумпф, Ши Шуан-уй. Препринт ОИЯИ, P-1765, Дубна, 1964.
8. D.Ibdansky. Annual Rev. Nucl. Scie., 12, 100 (1962).
9. N.N.Abdelmalek and V.S.Stavinsky. Nucl. Phys., 58, 601 (1964).
10. A.G.W.Cameron. Can. Journ. Phys., 35, 102 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1965 г.

Т а б л и ц а 1

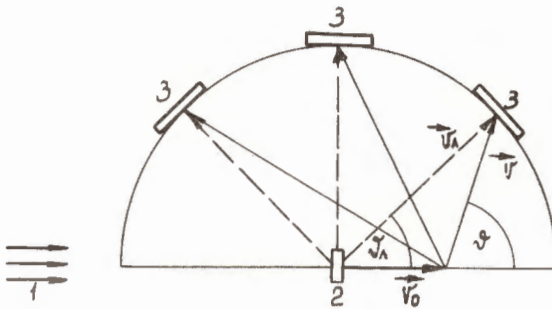
Р е а к ц и я	$T_{1/2}$	E_{γ}	$\bar{\epsilon}_n$	$\Delta \epsilon_n$
$Al^{27} (n, \alpha) Na^{24}$	15 ч	1,37	0	4
$In^{115} (n, n') In^{115m}$	4,5 ч	2,76 0,335	3	3

Примененные пороговые индикаторы. E_{γ} — энергия γ -квантов, $\bar{\epsilon}_n$ и $\Delta \epsilon_n$ — центр тяжести и полуширина эффективной функции возбуждения данной реакции для испаряющихся нейтронов. Все энергии в Мэв.

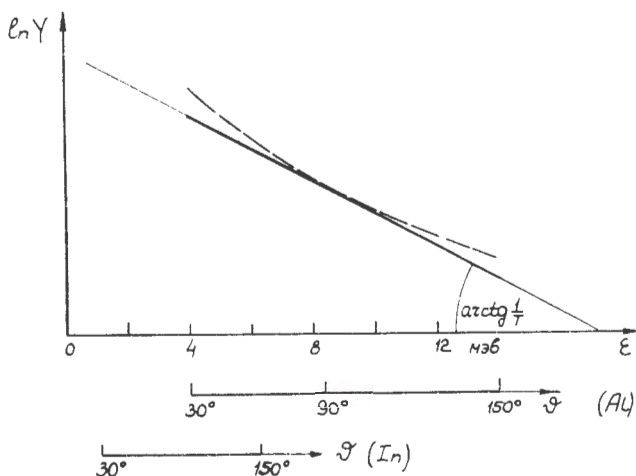
Т а б л и ц а 2

Р е а к ц и я	Z	A	E_0	\bar{U}	$\bar{\Gamma}_m$	\bar{U}_{rot}	T, МэВ	$a_{МэВ}^{экс}$	$a_{МэВ}^{теор}$	$\frac{A}{a_{экс}}$
Ti + Ne ²²	32	70	148	92	48	30	2,4	8	8	8,7
Ti + Ar	40	88	265	114	72	46	2,3	10	13	8,8
Cu + Ar	47	104	138	63	36	9	1,6	15	14	7,0
			206	91	65	29	1,8	13	14	8,0
			245	107	77	40	2,0	13	14	8,0
Mo + Ar	60	136	245	105	88	34	1,8	19	17	7,2

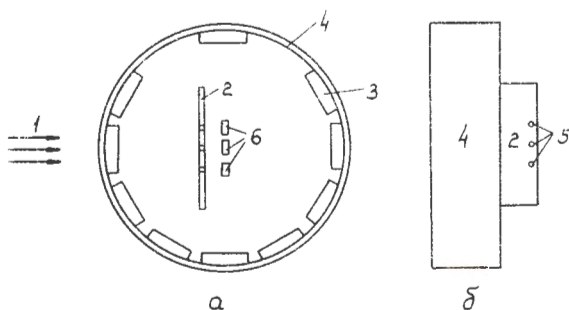
Основные параметры и результаты измерений. Z, A – порядковое и массовое число составного ядра, E_0 – энергия пучка до попадания в мишень, \bar{U} – энергия возбуждения составных ядер, вычисленная из средней (по глубине мишени) энергии пучка E и с помощью таблиц Камерона /10/; $\bar{\Gamma}_m$ – максимальный угловой момент составных ядер, вычисленный для \bar{E} в классическом приближении; \bar{U}_{rot} – средняя энергия вращения составных ядер, вычисленная по формуле (9), с подстановкой для $\bar{\Gamma}_m$ значения $\frac{1}{2} \bar{\Gamma}_m^2$. Все энергии в МэВ. T – экспериментальное значение температуры составных ядер; $a_{экс}$, $a_{теор}$ – параметр плотности уровней, полученный нами и вычисленный согласно работе/8/. Проводилось усреднение по A.



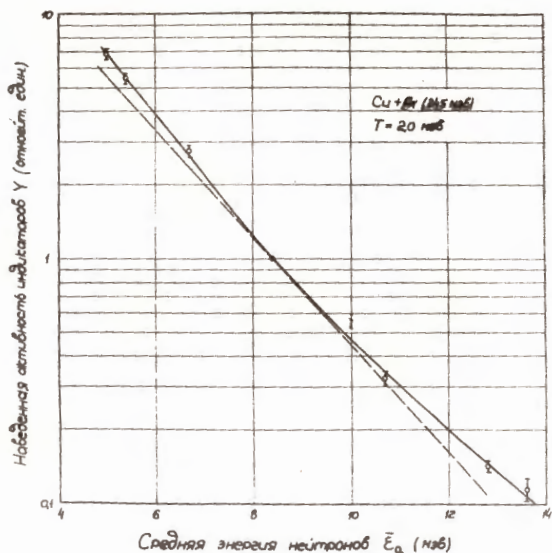
Р и с. 1. Сложение скоростей; \vec{v}_0 – скорость составного ядра, \vec{v}_n , \vec{v}_L – скорость нейтрона в системе центра масс и в лабораторной системе, $v_L = \text{const}$; 1-пучок, 2-мишень, 3-индикаторы.



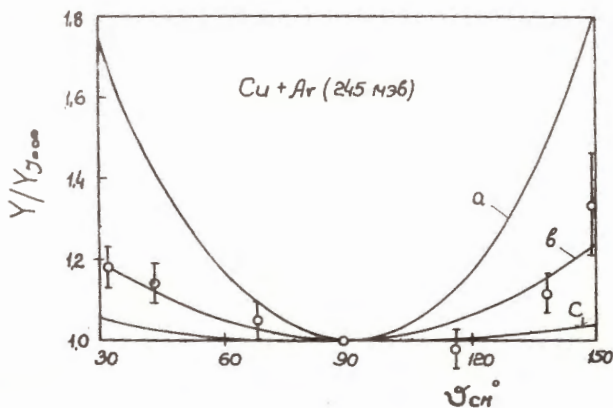
Р и с. 2. Логарифм наведенной активности индикаторов $\ln Y$ в зависимости от угла разлета θ в системе центра масс (для алюминиевых и для индиевых индикаторов) и соответственно от энергии нейтронов в системе центра масс (схематическое изображение). Приведенные значения соответствуют примерно реакции $\text{Cu} + 200 \text{ МэВ Ag}$. Пунктир - то же при наличии угловой анизотропии.



Р и с. 3. Геометрия опыта: а - вид в направлении к центру циклотрона, б - вид в направлении пучка, 1 - пучок, 2 - мишень, 3 - индикаторы (алюминиевые или индиевые пластинки), 4 - кольцо-держатель; 5 - отверстия; 6 - коллиматоры (для юстировки пучка).



Р и с. 4. Результаты, полученные при облучении меди ионами Ar энергии 245 МэВ. По оси абсцисс отложена средняя энергия нейтронов \bar{E}_n в системе центра масс, активирующих данный индикатор. Сплошная линия – теоретическое распределение для значения параметра плотности уровней $\alpha = 13$. Экспериментальное и теоретическое распределения нормированы к единице при $\theta = 90^\circ$. Из наклона пунктирной прямой определяется температура $T = 2,0$ МэВ.



Р и с. 5. Кривые а, б, в – отношение теоретических значений Y для $\beta/\beta_0 = 0,3; 1; 3$ соответственно к значению $Y_{j=\infty}$ для $\beta=\infty$ (изотропное распределение). Кружочки – отношение экспериментальных значений Y (из рис. 4) к $Y_{j=\infty}$. Кривые, нормированные к единице при $\theta = 90^\circ$.