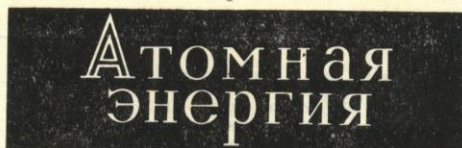


Ж 53
A92

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР



Ежемесячный журнал
ГОД ИЗДАНИЯ ТРИНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 25 ■ Ноябрь ■ Вып. 5

Главный редактор
М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ

Заместители главного редактора
Н. А. ВЛАСОВ, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, А. К. КРАСИН,
А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, П. Н. ПАЛЕЙ,
Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО

СОДЕРЖАНИЕ

СЕДЬМОЙ КОНГРЕСС МИРОВОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ (секция «Атомные электростанции»)

- А. П. Александров. Ядерная энергетика и ее роль в техническом прогрессе 355
- С. М. Фейнберг. Атомные электростанции 363
- А. И. Лейпунский, И. И. Африкантов, О. Д. Казачковский, В. В. Орлов, М. С. Пинхасик, М. Ф. Троянов. Развитие ядерной энергетики с реакторами на быстрых нейтронах в СССР 380
- Н. А. Доллежал, Ю. И. Корякин. Некоторые вопросы работы АЭС в энергосистемах 387
- А. И. Чурин, В. А. Клячко, Ю. И. Корякин, Г. М. Соловьев, А. А. Логинов, В. В. Рыбачев. Совмещение крупных атомных электростанций с опреснительными установками 394
- А. И. Лейпунский, И. И. Африкантов, И. С. Головин, Ф. М. Митенков, В. В. Орлов, М. С. Пинхасик, А. А. Ринейский, В. В. Стекольников, М. Ф. Троянов, В. И. Ширяев. Атомная электростанция с реактором БН-600 403
- В. В. Стекольников, В. А. Сидоренко, В. П. Татарников, Б. С. Язвенко, В. П. Денисов. Атомная электростанция с двумя реакторными блоками мощностью по 440 Мвт (2 × 440 Мвт) 408
- Рефераты иностранных докладов секции «Атомные электростанции» 416

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

- Н. С. Николаев, А. Т. Садигова. Комплексные соединения гексафторида урана с фторидами щелочных металлов (Сообщение первое) 422
- В. А. Храмченков. Радиолиз смесей насыщенных и ароматических фторуглеродов 423
- В. Н. Смирнов, М. И. Ушкова, А. М. Новиков. Использование изотопа Te^{125m} качестве источника рентгеновского излучения 424

- Е. М. Войнов, Г. Д. Ефремова, Н. А. Колокольцов. Теоретическое и экспериментальное исследование естественной конвекции газа в замкнутом контуре 425
- Б. В. Окулов. О зависимости интенсивности тормозного излучения от энергии ускоренных электронов 426
- С. А. Чурин. Расчет матричным методом спектрально-угловых характеристик излучения внутри плоских барьеров 426

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

- Ю. А. Шуклюков, Г. Ш. Ашкенадзе. Определение константы скорости спонтанного деления U^{235} по накоплению изотопов ксенона в урановых минералах 428
- А. В. Безносикова, Е. С. Смотряцкая, Н. Т. Чеботарев. Структура соединения PuPd 430
- Н. Т. Чеботарев, Ю. Н. Сокурский, М. А. Андрианов, А. А. Иванов. Магнитная восприимчивость сплавов плутония с палладием 431
- Л. В. Павлинов. Диффузия урана в титан-молибденовых сплавах 434
- А. А. Лукьянов, С. А. Эль-Вакиль. Многоуровневое описание энергетической структуры нейтронных сечений 435
- Ф. Насыров. Средние по спектру нейтронов деления сечения реакций $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) 437
- Э. Т. Шипатов, Б. А. Кононов. Энергетическое распределение протонов с энергией 6,72 Мэв, прошедших через монокристаллы 439
- В. Н. Байер, В. А. Хоае. Эффекты рассеяния частиц внутри пучков поляризованных электронов в накопителях 440
- А. М. Кольчужкин, В. В. Учайкин. К расчету прохождения γ -излучения через неоднородный барьер 442
- В. Д. Виленский, В. В. Емельянов. Концентрация Si^{32} в атмосфере 444

235408



РГ

Средние по спектру нейтронов деления сечения реакций $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α)

Ф. НАСЫРОВ

УДК 539.172.4

Усредненные по спектру деления сечения $\bar{\sigma}$, эффективные пороги $E_{эфф}$ и эффективные сечения $\sigma_{эфф}$ пороговых реакций, связанные известным соотношением

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) N(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E) dE} = \frac{\sigma_{эфф} \int_{E_{эфф}}^{\infty} N(E) dE}{\int_0^{\infty} N(E) dE} \quad (1)$$

[$\sigma(E)$ — сечение реакций; $N(E)$ — спектр нейтронов], широко используются в экспериментах, проводимых на нейтронах реакторов. Значения $E_{эфф}$ для нейтронов деления, как правило, оказываются такими же и для реакторных спектров. При плавном увеличении сечения реакции, зная величину $\sigma_{эфф}$ или $E_{эфф}$, можно достаточно точно определить одну из них. Для большого числа реакций, обладающих плавным ростом сечения, $E_{эфф}$ определяется сечением, составляющим примерно $1/3$ $\sigma_{эфф}$. Это относится прежде всего к сечениям, линейно возрастающим от нуля до максимального значения, равного $\sigma_{эфф}$, в интервале энергий $E_1 \div E_2$, где спектр нейтронов близок к простой

экспоненте $N(E) \sim \exp(-0,766 E)$ [1]. В этом случае решение уравнения (1) имеет вид

$$E_{эфф} = \frac{1}{a} \ln \frac{\exp aE_1 - \exp aE_2}{a(E_1 - E_2)}, \quad a = -0,766.$$

Согласно этому выражению для обычных интервалов энергии $E_1 \div E_2 = 5 \div 10$ Мэв $E_{эфф}$ определяется сечением $(0,35 \div 0,27) \sigma_{эфф}$.

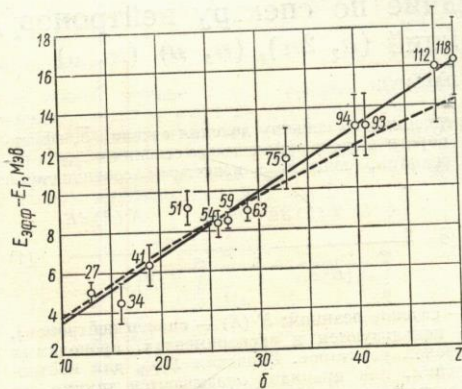
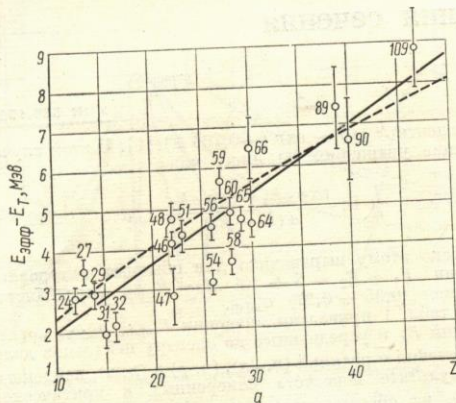
В табл. 1 приведены значения $E_{эфф}$, $\sigma_{эфф}$, пороги реакций E_T и усредненные по спектру нейтронов деления сечения $\bar{\sigma}$ реакций $(n, 2n)$, (n, p) и (n, α) , найденные в результате пересчета измеренных в критической сборке из обогащенного урана средних сечений $\bar{\sigma}_0$. Были пересчитаны также измеренные ранее сечения $\bar{\sigma}_0$ [2].

При измерениях основное внимание уделялось реакциям с образованием длиннопериодных активностей. Часть реакций с известным сечением $\sigma(E)$ служила для определения спектра нейтронов [2]. Для других реакций значения $E_{эфф}$ были найдены из формы спектра нейтронов и результатов измерения $\bar{\sigma}_0$.

Сечения реакций $(n, 2n)$, (n, p) и (n, α) для нейтронов деления

Таблица 1

Реакция	$T_{1/2}$	E_T , Мэв	$E_{эфф}$, Мэв	$\sigma_{эфф}$, мбэрн	$\bar{\sigma}_0$, мбэрн (критическая сборка)	$\bar{\sigma}$, мбэрн (нейтроны деления)
$C^{12}(n, 2n)C^{11}$	20,5 мин	20,3	23,3	17,5	$(3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-7}$	$(3,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-7}$
$O^{16}(n, 2n)O^{15}$	121 сек	16,7	20,8	18,5	$(3,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$	$(4,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-6}$
$F^{19}(n, 2n)F^{18}$	111 мин	11,0	13,6	97	$(4,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	$(7,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$
$Na^{23}(n, 2n)Na^{22}$	2,58 годы	12,9	14,5	100	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	$(2,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$
$Mg^{24}(n, p)Na^{24}$	14,9 ч	4,9	7,7	200	$0,70 \pm 0,09$	$1,30 \pm 0,17$
$Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$	14,9 ч	3,2	8,3	130	$0,32 \pm 0,04$	$0,58 \pm 0,07$
$Si^{29}(n, p)Al^{29}$	6,7 мин	3,1	6,0	100	$1,33 \pm 0,10$	$2,40 \pm 0,18$
$Ti^{46}(n, p)Sc^{46}$	84 дня	1,6	5,7	300	$5,20 \pm 0,40$	$9,30 \pm 0,73$
$Ti^{47}(n, p)Sc^{47}$	3,44 дня	-0,2	2,6	120	$17,0 \pm 2,0$	$26,0 \pm 3,1$
$Ti^{48}(n, p)Sc^{48}$	44 ч	3,3	8,0	65	$0,133 \pm 0,030$	$0,240 \pm 0,054$
$V^{51}(n, p)Ti^{51}$	5,8 мин	1,7	6,0	30	$0,41 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,08$
$V^{51}(n, \alpha)Sc^{48}$	44 ч	2,1	11,3	35	$(8,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$	$(15,3 \pm 2,7) \cdot 10^{-3}$
$Mn^{55}(n, 2n)Mn^{54}$	291 день	10,4	12,3	1000	$0,112 \pm 0,010$	$0,202 \pm 0,018$
$Fe^{54}(n, p)Mn^{54}$	291 день	-0,1	3,0	500	$42,5 \pm 5,8$	67 ± 9
$Fe^{54}(n, \alpha)Cr^{51}$	27,8 дня	-0,8	7,6	110	$0,28 \pm 0,08$	$0,50 \pm 0,15$
$Fe^{56}(n, p)Mn^{56}$	2,578 ч	3,0	7,5	115	$0,53 \pm 0,05$	$0,96 \pm 0,09$
$Co^{59}(n, 2n)Co^{58}$	71,3 дня	10,6	11,5	800	$0,190 \pm 0,016$	$0,340 \pm 0,030$
$Co^{59}(n, p)Fe^{59}$	45 дней	0,8	6,5	75	$0,64 \pm 0,08$	$1,15 \pm 0,15$
$Co^{59}(n, \alpha)Mn^{56}$	2,578 ч	-0,3	8,2	28	$0,073 \pm 0,006$	$0,131 \pm 0,011$
$Ni^{58}(n, p)Co^{58}$	71,3 дня	-0,4	3,2	620	58 ± 8	96 ± 13
$Ni^{60}(n, p)Co^{60}$	5,27 года	2,1	7,0	150	$0,94 \pm 0,10$	$1,69 \pm 0,18$
$Cu^{63}(n, \alpha)Co^{60}$	5,27 года	-1,7	7,3	40	$0,212 \pm 0,020$	$0,382 \pm 0,036$
$Cu^{65}(n, p)Ni^{65}$	2,564 ч	1,3	6,0	21	$0,290 \pm 0,028$	$0,52 \pm 0,05$
$Zn^{64}(n, p)Cu^{64}$	12,8 ч	-0,2	4,4	320	$15,0 \pm 2,3$	$27,0 \pm 4,1$
$Zn^{66}(n, p)Cu^{66}$	5,1 мин	1,9	8,3	75	$0,18 \pm 0,06$	$0,32 \pm 0,11$
$As^{75}(n, 2n)As^{74}$	17,5 дня	10,4	11,5	1150	$0,168 \pm 0,020$	$0,304 \pm 0,036$
$Nb^{93}(n, 2n)Nb^{92}$	10,1 дня	8,9	10,4	460	$0,207 \pm 0,017$	$0,370 \pm 0,030$
$Mo^{92}(n, p)Nb^{92}$	10,1 дня	-0,3	—	—	$3,73 \pm 0,35$	$6,70 \pm 0,63$
$Ag^{107}(n, 2n)Ag^{106m}$	8,2 дня	—	~ 11	800	$0,22 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,07$
$J^{127}(n, 2n)J^{126}$	13 дней	9,2	10,3	1300	$0,90 \pm 0,13$	$1,62 \pm 0,024$
$Tl^{203}(n, 2n)Tl^{202}$	12,5 дня	8,8	9,8	1400	$1,5 \pm 0,3$	$2,75 \pm 0,55$



Зависимость $E_{эфф} - E_T$ от атомного номера ядра мишени соответственно для (n, p) - и (n, α) -реакций (рис. а и б соответственно). Цифрами обозначены массовые числа ядер мишеней. Пунктиром показана высота кулоновского барьера.

Измерения σ_0 выполнены методом активации. Неведенная активность образцов измерялась на однокристалльном γ -спектрометре NaI (Tl) размером 80×80 мм. Чувствительность спектрометра калибровалась по γ -источникам известной мощности.

В качестве $\sigma_{эфф}$ были взяты наибольшие из $\sigma(E)$ или близкие к наибольшим. Значения $E_{эфф}$ для реакций с известным ходом сечения [3—8] найдены из выражения (1) численным интегрированием. При этом в качестве исходного был взят спектр критической сборки. Большинство порогов $E_{эфф}$ совпадает со значениями, полученными из приведенных выше простых оценок. В случае реакций на ядрах Si^{29} , Ti^{48} , 47 , 48 , V^{51} , Fe^{54} [(n, α -реакция), Co^{59} [(n, p)-реакция], Zn^{66} , Mo^{92} , Nb^{93} , для которых распределение $\sigma(E)$ не было известно в достаточном объеме, значения $E_{эфф}$ определялись на основании интегрального спектра нейтронов критической сборки по числу нейтронов с энергией выше $E_{эфф}$, определяемому, согласно выражению (1), отношением $\sigma_n/\sigma_{эфф}$. При этом для выбора $\sigma_{эфф}$ экспериментальных данных оказалось достаточно [3—8].

В качестве отношения чисел реакций на нейтронах деления и нейтронах критической сборки для пересчета сечений взято отношение чисел нейтронов в спектрах при энергии, определяемой наибольшим значением $\sigma(E)N(E)$ для реакций с порогом выше 2 Мэв, где спектры практически одинаковы. В нашем случае это отношение равно приблизительно 1,8 в интервале энергий нейтронов $3-10$ Мэв. Для реакций с низкими порогом отношение интенсивности реакций менее $1,8$ определялось с учетом распределений $\sigma(E)$ и $N(E)$. Когда сечение $\sigma(E)$ не было достаточно известно, использовалось отношение между числом нейтронов в спектрах при $E = E_{эфф}$. Спектр нейтронов деления аппроксимировался формулой [9] $N(E) = 0,484e^E \times \text{sh} \sqrt{2E}$.

Ранее в работах [6—8, 10—15] были указаны экспериментальные сечения σ для большинства реакций, приведенных в табл. 1. Наши результаты noticeably расходятся с прежними данными, за исключением сечений реакций $Fl^{19}(n, 2n)Fl^{18}$, $V^{51}(n, \alpha)Sc^{48}$, $Co^{59}(n, p)Fe^{59}$, $Ni^{60}(n, p)Co^{60}$.

Зависимости от Z (см. рисунок) величины $E_{эфф} - E_T$, которая может рассматриваться как избыток энергии составного ядра над порогом реакции, получены на основании результатов настоящей работы и [3—6]. Увеличение $E_{эфф} - E_T$ с ростом Z обусловлено в основном высотой кулоновского барьера, которая для стабильных изотопов была найдена из выражения

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

где Z_1 , A_1 и Z_2 , A_2 относятся к остаточному ядру и к вылетающей частице соответственно; $r_0 = 1,5 \times 10^{-13}$ см; e — заряд электрона. При этом $E_{эфф} - E_T$ реакции (n, α) возрастает примерно в два раза быстрее по сравнению с реакцией (n, p) . Значения $E_{эфф} - E_T$ реакции (n, p) для изотопов одного и того же элемента заметно различаются. Например, те изотопы Ti , Fe , Ni , Zn , для которых возможна реакция на медленных

Расчетные сечения (n, p) - и (n, α) -реакций для нейтронов деления Таблица 2

Реакция	$E_{эфф}$, Мэв	$\sigma_{эфф}$, мбарн	$\bar{\sigma}$, мбарн
$P^{31}(n, \alpha)Al^{28}$	7,1	130	1,4
$S^{34}(n, p)P^{34}$	7,4	80	0,67
$K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$	5,0	160	8,0
$Sc^{45}(n, \alpha)K^{42}$	7,4	55	0,47
$Cr^{52}(n, p)V^{52}$	7,5	110	0,85
$Mn^{55}(n, \alpha)V^{52}$	8,9	42	0,11
$Ga^{69}(n, p)Zn^{69m}$	5,5	45	1,6
$As^{75}(n, p)Ge^{75}$	6,1	20	0,45
$Br^{79}(n, \alpha)As^{76}$	9,6	14	0,02
$Sr^{88}(n, p)Rb^{88}$	10,9	20	0,01
$Zr^{90}(n, p)Y^{90}$	8,3	45	0,18
$Zr^{92}(n, \alpha)Sr^{89}$	9,6	10	0,014
$Ag^{109}(n, p)Pd^{109}$	8,3	15	0,06

нейтронах, имеют низкие значения $E_{эфф} - E_T$ по сравнению со значениями для высокопороговых реакций на других изотопах. Для (n, α) -реакции экспериментальных данных меньше, но, очевидно, разброс значений $E_{эфф} - E_T$ должен быть таким же, как и для реакции (n, p) .

В работе [16] отмечалась возможность определения сечений реакций (n, p) и (n, α) из выражения (1) на основании известного спектра деления и значения $E_{эфф} - E_T$. Отклонение найденного таким способом сечения от фактического определяется ошибкой при задании $E_{эфф} - E_T$ и погрешностью в выборе $\sigma_{эфф}$.

В табл. 2 приведены рассчитанные сечения для тех реакций, для которых оказалось возможным выбрать $\sigma_{эфф}$ [3—6].

Значения $E_{эфф} - E_T$ взяты из приведенных на рисунке зависимостей. Несмотря на то что сечения некоторых реакций были измерены [11, 15, 16] и они согласуются с данными, приведенными в табл. 2, нельзя рассчитывать на хорошее согласие с экспериментом для любой реакции, учитывая разброс значений $E_{эфф} - E_T$, а также ошибку при выборе $\sigma_{эфф}$.

Поступило в Редакцию 17/1 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Гольдштейн. В сб. «Биологическая защита ядерных реакторов». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1965, стр. 24.

2. Ф. Насыров, Б. Д. Сциборский. «Докл. АН СССР», 180, № 4, 836 (1968).
 3. P. Jessen et al. Ducl. Data, 1A, 102 (1966).
 4. Neutron Cross Section, BNL-325, Second Edition, Vol. I, Suppl. No. 2, 1964; Vol. IIA, Suppl. No. 2, 1966.
 5. Neutron Cross Section for Fast Reactor Materials. Part 1. Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1966.
 6. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, вып. 1, 1964; вып. 2, 1965; вып. 3, 1966.
 7. H. Liskien, A. Paulsen. Nucleonik, 8, 315 (1966).
 8. D. Santry, J. Bulter. Canad. J. Phys., 44, 1183 (1966).
 9. B. Watt. Phys., Rev., 87, 1037 (1952).
 10. S. Pearlstein. Nucl. Sci. and Engng, 23, 238 (1965).
 11. H. Yuly et al. Nucl. Instrum. and Methods, 33, 277 (1965).
 12. A. Bresesti et al. Nucl. Sci. and Engng, 29, 7 (1967).
 13. J. Boldeman. J. Nucl. Energy, Parts A/B, 18, 417 (1964).
 14. E. Carrol et al. Nucl. Sci. and Engng, 22, 411 (1965).
 15. R. Rochlin. Nucleonics, 17, 54 (1959).
 16. Д. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. М., Изд-во иностр. лит., 1954.

Энергетическое распределение протонов с энергией 6,72 Мэв, прошедших через монокристаллы

УДК 539.121.7:548.55

Э. Т. ШИЦАТОВ, Б. А. КОНОНОВ

Для изучения закономерностей эффекта каналирования, наблюдаемого при движении положительно заряженных частиц вдоль кристаллографических направлений и плоскостей монокристаллов, исследованы энергетические распределения протонов с начальной энергией $E_0 = 6,72$ Мэв в кубических ионных монокристаллах (NaCl, KCl, KBr) и в монокристаллах Si, Ge [1, 2].

На рис. 1 представлены энергетические спектры протонов с $E_0 = 6,72$ Мэв, измеренные при различных углах поворотов монокристалла NaCl толщиной 73 мк в горизонтальной α и в вертикальной β плоскостях. Горизонтальная плоскость поворота параллельна плоскостям (100) монокристалла и угол α отсчитывается от кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$. По оси абсцисс отложена энергия протонов E , по оси ординат — число импульсов N .

Энергетический спектр протонов, прошедших монокристалл в хаотическом пучке (кривая 6 на рис. 1), представляет распределение Гаусса, характерное для спектрального распределения протонов, прошедших

аморфную мишень NaCl. Потери энергии протонов в хаотическом пучке хорошо согласуются с вычисленными по формуле Бете — Блоха:

$$\Delta E_{хаот} = 760 \pm 45 \text{ кэв}, \quad \Delta E_{теор} = 742 \text{ кэв}.$$

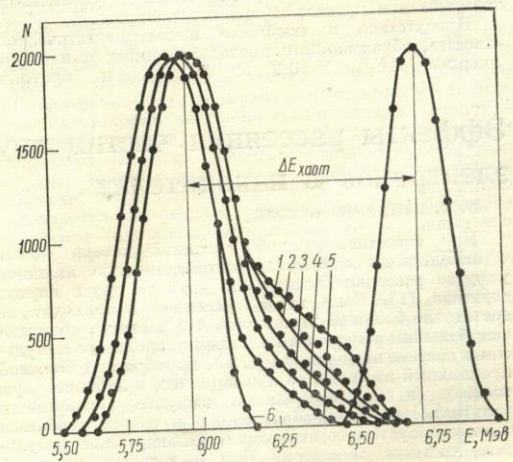


Рис. 1. Энергетическое распределение протонов с $E_0 = 6,72$ Мэв, прошедших монокристалл NaCl толщиной 73 мк; при различных углах относительно кристаллографических плоскостей (100):

1 — $\alpha = 0^\circ$ (ось $\langle 100 \rangle$); 2 — $\alpha = 0,06^\circ$; 3 — $\alpha = 0,18^\circ$; 4 — $\alpha = 10^\circ$; 5, 6 — $\alpha = 20^\circ$. Кривые 1 — 5 получены при $\beta = 0^\circ$, кривая 6 — при $\beta = 1^\circ$. В правой части рисунка приведен энергетический спектр падающих на монокристалл протонов.