

Нейтронные сечения и силовые функции изотопов германия

X. МАЛЭЦКИ, Л. В. ПИКЕЛЬНЕР, И. М. САЛАМАТИН, Э. И. ШАРАПОВ

УДК 539.172.4

В последние годы при исследовании нейтронных сечений различных элементов большое внимание уделялось получению силовых функций в широком интервале энергий. Этому способствовало улучшение разрешения спектрометров, которое составляло менее 1 *нсек/м* для лучших установок. Получение более надежных экспериментальных данных позволяет уточнить параметры оптической модели, которая разрабатывалась в некоторых работах при различных предположениях как о характере ядерного потенциала [1, 2], так и при новом подходе к описанию процесса образования составного ядра [3]. В связи с этим особый интерес представляют измерения на разделенных изотопах, данные по которым довольно ограничены.

В настоящей работе в качестве объектов исследования были выбраны плохо изученные изотопы германия.

Пропускание, самоиндукция и радиационный захват нейтронов измерялись методом времени пролета на импульсном реакторе (ИБР) в режиме работы с микротроном [4]. Этот режим характеризовался следующими параметрами: интегральный выход нейтронов 3×10^{13} *нейтр/сек*; полуширина нейтронного импульса 3 *мсек*; частота повторения 50 *сек*⁻¹. Пропускание измерялось жидкостным сцинтилляционным детектором с метилборатом [5] при пролетном расстоянии 1000 *м*, а радиационный захват (*n*, γ)-детектором, состоявшим

из двух баков с жидким сцинтиллятором емкостью 230 *л* каждый [6], установленным на расстоянии 242 *м* от реактора. В качестве образцов использовались обогащенные изотопы германия в виде двуокиси GeO₂, а также образцы из естественной смеси изотопов, данные о которых приведены в табл. 1.

На рис. 1 приведена экспериментальная кривая, полученная при измерении пропускания с изотопом Ge⁷². Параметры уровней определялись из измерений пропускания с использованием метода площадей с учетом доплеровского уширения и интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием [7]. Для учета интерференции необходимо знать эффективные радиусы ядер для всех изотопов. В литературе опубликованы данные о сечении потенциального рассеяния σ_p только по трем изотопам [8], причем значения сечений очень сильно различаются между собой, поэтому нами были определены сечения потенциальных рассеяний для всех изотопов путем измерения пропускания в широком интервале энергий. Было обнаружено, что сечения в области ниже 1 *кэв* заметно возрастают с уменьшением энергии, причем значительный наклон остается после вычитания вклада соседних уровней. Это можно объяснить влиянием уровней, лежащих ниже энергии связи нейтрона. На присутствие таких уровней указывали также сечения захвата тепловых нейтронов [12], которые для всех изотопов, кроме Ge⁷³, были значительно больше величин, рассчитанных с учетом ближайших положительных уровней.

Из хода кривых пропускания в диапазоне энергии 3—1000 *эв* были оценены сечения потенциального рассеяния σ_p и параметры отрицательных уровней. Для всех изотопов германия σ_p составляет 6 ± 2 *барн*. В табл. 2 приведены данные об отрицательных уровнях четных изотопов германия, полученные в предположении наличия одного отрицательного уровня для каждого изотопа.

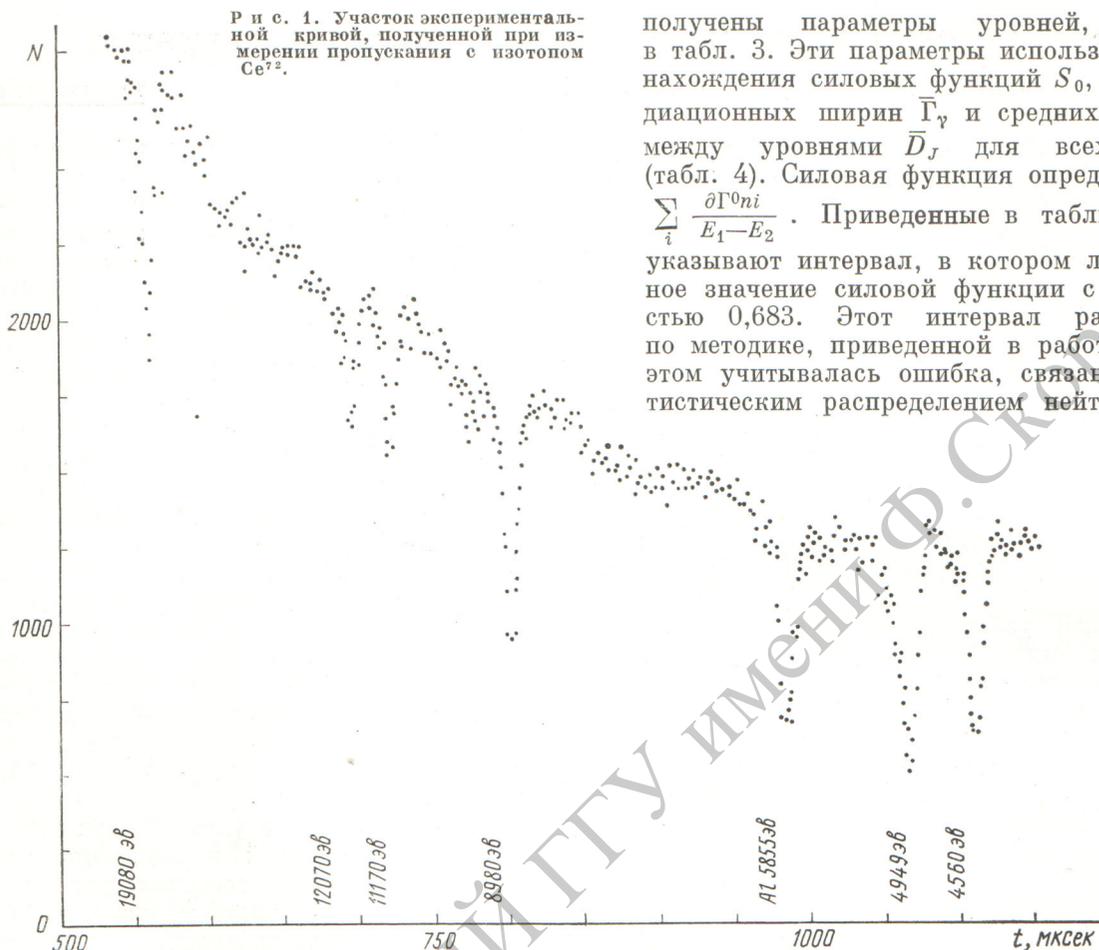
Радиационный захват нейтронов измерялся в основном с целью определения радиационных ширин для изотопов германия, о которых не было ранее никаких данных. Кроме того, эти измерения в сочетании с самоиндикацией и пропусканием использовались для получения нейтронных ширин уровней. Калибровка эффективности (*n*, γ)-детектора проводилась методом

Характеристики применявшихся образцов германия

Таблица 1

Основной изотоп	Содержание основного изотопа, %	Толщина при измерениях пропускания, $\times 10^{22}$ <i>ядер/см</i> ²	Толщина при измерениях (<i>n</i> , γ)-детектором, $\times 10^{22}$ <i>ядер/см</i> ²
Ge ⁷⁰	86	0,81	0,17
Ge ⁷²	89	1,80	0,34
Ge ⁷³	74	0,70	—
Ge ⁷⁴	91	1,16	0,28
Ge ⁷⁶	70	1,20	0,26
Естественная смесь *	—	1,90	0,79

* Для естественной смеси указано число ядер элемента на 1 *см*².



Р и с. 1. Участок экспериментальной кривой, полученной при измерении пропускания с изотопом Ge^{72} .

получены параметры уровней, собранные в табл. 3. Эти параметры использовались для нахождения силовых функций S_0 , средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$ и средних расстояний между уровнями \bar{D}_J для всех изотопов (табл. 4). Силовая функция определялась как $\sum_i \frac{\partial \Gamma^{0ni}}{E_1 - E_2}$. Приведенные в таблице ошибки указывают интервал, в котором лежит истинное значение силовой функции с достоверностью 0,683. Этот интервал рассчитывался по методике, приведенной в работе [11], при этом учитывалась ошибка, связанная со статистическим распределением нейтронных ши-

одновременной регистрации захвата в каналах совпадения и суммирования импульсов [9] с использованием нормировки по экспериментальным данным для соседних элементов. Неопределенность такой калибровки составляет 10—15%. Методика получения параметров резонансов описана в работе [10]. В результате обработки экспериментальных данных были

получены параметры уровней, собранные в табл. 3. Эти параметры использовались для нахождения силовых функций S_0 , средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$ и средних расстояний между уровнями \bar{D}_J для всех изотопов (табл. 4). Силовая функция определялась как $\sum_i \frac{\partial \Gamma^{0ni}}{E_1 - E_2}$. Приведенные в таблице ошибки указывают интервал, в котором лежит истинное значение силовой функции с достоверностью 0,683. Этот интервал рассчитывался по методике, приведенной в работе [11], при этом учитывалась ошибка, связанная со статистическим распределением нейтронных ши-

рин и расстояний между уровнями, а также ошибка в измеренных значениях Γ_{ni} . Для радиационных ширин ошибка связана в первую очередь с точностью калибровки (n, γ)-детектора. Значения \bar{D}_J определялись из гистограммы нарастания числа уровней с энергией, причем использовался участок, близкий к линейному, на котором не ощущалось влияние пропущенных уровней. Обращает на себя внимание наличие слабых уровней с приведенными нейтронными ширинами на два — четыре порядка ниже средних у изотопов Ge^{70} и Ge^{72} . Эти уровни, по-видимому, являются p -волновыми, поэтому они не учитывались при расчете достоверного интервала силовой функции S_0 и среднего расстояния между уровнями.

Полученные значения средних расстояний между s -волновыми резонансами позволяют вычислить плотность a одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми. Плотность уровней

Параметры отрицательных уровней четных изотопов германия Таблица 2

Основной изотоп	$ E_0 , \text{эв}$	$\Gamma_{n^0}, \text{эв}$
Ge^{70}	560	1,0
Ge^{72}	960	1,3
Ge^{74}	1750	1,8
Ge^{76}	1740	1,1

Параметры нейтронных резонансов изотопов германия

Таблица 3

Ядро-мишень	$E_0, \text{эВ}$	$\Delta E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{эВ}$	$\Delta \Gamma_n, \text{эВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{эВ}$	$\Delta \Gamma_\gamma, \text{эВ}$	Ядро-мишень	$E_0, \text{эВ}$	$\Delta E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{эВ}$	$\Delta \Gamma_n, \text{эВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{эВ}$	$\Delta \Gamma_\gamma, \text{эВ}$
Ge ⁷⁰	1 115	4	4,6	1,0	0,160	0,025	Ge ⁷³	1 028	2	0,09	0,02		
	1 469	5	0,70	0,12	0,150	0,025		1 056	2	0,23	0,06		
	1 935	8	0,030	0,006				1 145	2	2,1	0,6		
	3 140	15	0,046	0,010				1 218	3	1,3	0,2	0,210	0,030
	4 230	25	0,055	0,025				1 313	3	1,3	0,2	0,210	0,030
	4 378	25	5,9	1,2	0,185	0,040		1 353	3	0,29	0,05		
	5 570	35	33	7				1 526	3	1,2	0,2		
	6 750	35	15	5				1 650	4	2,5	0,2		
	8 635	45	51	12				1 802	4	1,6	0,2	0,190	0,030
	9 890	80	52	11				1 925	5	0,33	0,20		
	10 310	90	77	16				1 934	5	0,5	0,2		
	11 040	100	8,3	4,7				1 950	5	0,8	0,3		
	11 780	100	22	10				2 011	6	4,0	0,4	0,185	0,030
	13 200	100	95	12				2 256	6	1,7	0,2		
	18 440	150	63	24				2 286	6	3,2	0,3		
	23 820	300	75	26				2 434	8	0,6	0,2		
	25 880	300	94	33				2 558	9	2,1	0,3		
	27 600	350	141	60				2 676	10	1,3	0,2		
28 600	400	75	34			2 940	11	2,6	0,3				
Ge ⁷²	252,0	0,5	0,00034	0,00010			4 040	15	8,4	1,0			
	736	2	0,0025	0,0008			4 238	17	6,0	0,9			
	2 180	7	0,046	0,009			4 440	19	5,5	1,0			
	2 614	8	0,79	0,39	0,135	0,030	4 823	22	1,4	0,6			
	2 743	8	0,40	0,18	0,230	0,040	5 200	25	3,0	0,9			
	3 650	12	0,83	0,43	0,120	0,030	5 357	25	11	2			
	4 560	17	15	3			5 746	30	5,5	1,1			
	4 949	19	27	5			6 200	40	2,7	1,3			
	8 980	50	41	6			6 320	40	2,3	1,0			
	9 640	55	8	5			6 585	45	11,0	2,0			
	11 170	60	22	4			7 770	50	16,5	2,5			
	12 070	70	26	7			8 530	60	36	3			
	19 080	130	146	30			Ge ⁷⁴	2 846	8	8,0	2,0	0,160	0,040
	29 400	300	31	17				3 035	12	1,0	0,6	0,230	0,040
Ge ⁷³	102,6	0,2	1,30	0,12	0,192	0,030	4 170	25	0,064	0,020			
	204,0	0,4	0,23	0,02	0,210	0,030	4 990	30	94	13			
	224,7	0,4	0,45	0,04	0,198	0,030	12 030	70	24	13			
	320,6	0,7	0,23	0,04	0,190	0,030	19 450	150	120	25			
	332,0	0,7	1,36	0,12			21 910	200	50	18			
	367,1	0,6	0,72	0,06	0,200	0,030	25 100	250	44	21			
	408,2	0,6	0,25	0,03	0,200	0,030	42 800	500	500	110			
	490,3	0,9	2,00	0,15	0,185	0,030	61 040	900	810	280			
	516	1	0,038	0,005			Ge ⁷⁶	550	1	0,35	0,08	0,115	0,025
	557	1	0,39	0,04	0,190	0,030		4 760	20	4,2	1,8	0,120	0,025
	668	1	0,026	0,008				13 940	90	12	8		
	735	2	0,017	0,005				15 050	100	84	11		
	752	2	0,020	0,006				21 040	200	41	17		
	807	2	0,021	0,006				22 460	200	195	22		
849	2	0,14	0,02			29 600		300	760	190			
919	2	0,15	0,02			48 700		600	230	120			

с полным моментом J при энергии возбуждения U для любой четности в рамках статистической теории определяется выражением [13]

$$\rho(U, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp(2\sqrt{aU}) \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \times \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \text{ МэВ}^{-1}. \quad (1)$$

Согласно работе [13], параметр σ находится из соотношения

$$\sigma^2 = 0,0888 \sqrt{aU} A^{2/3}. \quad (2)$$

Наблюдаемая плотность уровней может быть связана с теоретическим значением $\rho(U, J)$ соотношением

$$\rho_{\text{набл}} = \frac{1}{2} \sum_J \rho(U, J), \quad (3)$$

Средние параметры для изотопов германия

Таблица 4

Основной изотоп	$S_0 \times 10^4$	$\bar{\Gamma}_\gamma, \text{эв}$	$\bar{D}_J, \text{эв}$	$a, \text{Мэв}^{-1}$
Ge ⁷⁰	$2,3^{+1,0}_{-0,9}$	$0,162 \pm 0,025$	1330 ± 210	$10,79 \pm 0,25$
Ge ⁷²	$1,0^{+0,6}_{-0,4}$	$0,160 \pm 0,025$	1550 ± 270	$12,08 \pm 0,34$
Ge ⁷³	$2,0^{+0,7}_{-0,6}$	$0,197 \pm 0,029$	124 ± 14	$12,60 \pm 0,32$
Ge ⁷⁴	$1,3^{+1,1}_{-0,6}$	$0,195 \pm 0,040$	3900 ± 770	$11,95 \pm 0,38$
Ge ⁷⁶	$2,3^{+2,1}_{-1,0}$	$0,120 \pm 0,025$	4200 ± 835	$12,74 \pm 0,41$

где сумма берется по тем значениям J , которые реализуются в рассматриваемой реакции.

Числовые значения параметра a , рассчитанные на основании формул (1) — (3), приведены в табл. 4. При вычислении энергии возбуждения U вводилась поправка на энергию спаривания нуклонов по формуле П. Э. Неми-

ровского и Ю. В. Адамчука. Для изотопов Ge⁷⁴ и Ge⁷⁶, для которых не было необходимых данных о массах соседних ядер, поправка к величине U вводилась по данным работы [14]. Погрешность в значении a учитывает ошибку в \bar{D}_J и неточность определения энергии возбуждения.

Полученные значения a хорошо согласуются с экспериментальными данными для соседних ядер. Значения силовой функции, найденные для изотопов германия, могут быть сопоставлены с расчетными и экспериментальными данными в рассматриваемой области массовых чисел.

На рис. 2 приведена кривая, полученная в работе Бака и Пери [2], использовавших в расчете по оптической модели потенциал с поверхностным поглощением для динамически деформированных ядер. На этом же рисунке приведены последние экспериментальные данные, заимствованные из работы [15]. Из рисунка видно, что экспериментальные данные по германию удовлетворительно согласуются с теоретической кривой и данными для соседних ядер.

Следует обратить внимание на тот факт, что для точного определения значений силовой функции необходимо проводить измерения в широком интервале энергии нейтронов. Так, в случае Ge⁷⁶ силовая функция S_0 , определенная в интервале $0 < E < 15 \text{ кэв}$, составляет $0,12 \cdot 10^{-4}$, а для интервала $15 \text{ кэв} < E < 30 \text{ кэв}$ $S_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$. Это может быть связано с флуктуацией в распределении нейтронных ширин, так как число уровней в отмеченных интервалах мало (три-четыре уровня). Возможно и другое объяснение, связанное с предложенной Фешбахом [3] концепцией входных состояний, согласно которой силовая функция может заметно меняться с энергией с характерным периодом порядка сотни кэв. Исследованный нами интервал может быть частью этого периода.

Измерения радиационных ширин изотопов германия показали, что значения $\bar{\Gamma}_\gamma$ для всех изотопов лежат в интервале $0,12 - 0,20 \text{ эв}$. Таким образом, ядра с массовым числом около 70, имеющие радиационную ширину менее $0,2 \text{ эв}$, не являются исключением. Следует отметить различие в радиационных ширинах для Ge⁷², превосходящее экспериментальную ошибку. Это может быть связано с тем, что уровни, для которых были определены радиационные ширины, имеют разную четность.

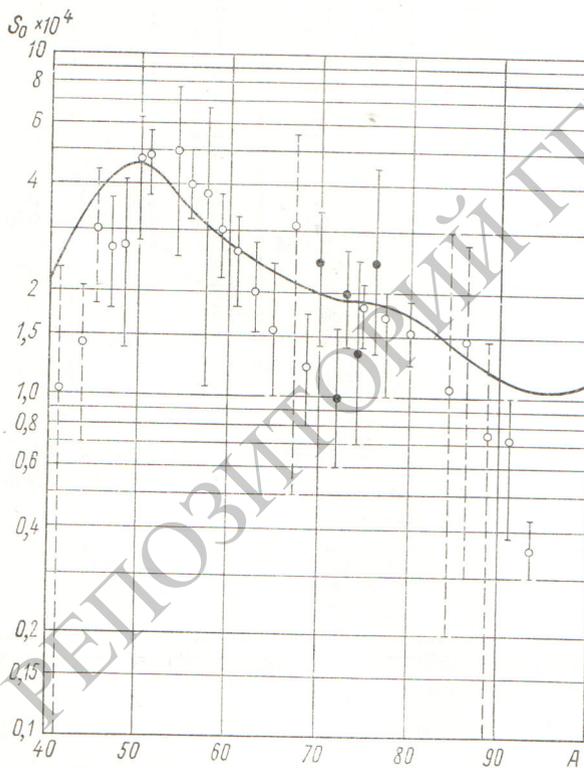


Рис. 2. Силовая функция для s-нейтронов:

● — экспериментальные данные настоящей работы; ○ — экспериментальные данные работы [15]; — — теоретический расчет, проведенный в работе [2].

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. С. Золотарева и его сотрудников за любезное предоставление обогащенных изотопов германия.

Поступила в Редакцию 4/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Елагин. ЖЭТФ, 44, 370 (1963).
2. В. Вуск, Ф. Переу. Phys. Rev. Letters, 8, 444 (1962).
3. Н. Feshbach et al. Ann. Phys., 41, 230 (1967).
4. В. Д. Ананьев и др. «Атомная энергия», 20, 106 (1966).

5. И. Визи и др. Nucl. Electronics. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1962, p. 27.
6. Л. Б. Пикельнер и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 48 (1963).
7. K. Seth, R. Tabony. Ann. Phys., 40, 183 (1966).
8. Von A. Andreeff. Ann. Phys. 7, 413 (1963).
9. Л. Б. Пикельнер, Э. И. Шарапов. Препринт ОИЯИ Р-1547. Дубна, 1963.
10. Ван Най-янь и др. ЖЭТФ, 47, 43 (1964).
11. D. Slavinskask, T. Kennett. Nucl. Phys., 85, 641 (1966).
12. Neutron Cross Sections. Sec. Ed., Suppl. No. 2, BNL-325, 1966.
13. А. В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1953).
14. A. Gilbert, A. Cameron. Canad. J. Phys., 43, 1446 (1965).
15. W. Good et al. Phys. Rev., 151, 912 (1966).

Исследование стинтилляционных характеристик литиевых стекол при детектировании нейтронного, β -и γ -излучений

П. Л. ГРУЗИН, Ю. Ф. БАБИКОВА, О. Е. ГРИШКИН, В. Т. САМОСАДНЫЙ,
Н. З. АНДРЕЕВА, Н. Ф. ОРЛОВ

УДК 539.107:621.387.426

Детектор нейтронов, рассеянных контролируемой средой, является одним из основных элементов нейтронно-изотопного датчика [1, 2]. Высокая эффективность регистрации нейтронов достигнута в неорганических стинтилляторах, в частности в литиево-боратных стеклах [3—6]. Сцинтилляционные стекла более просты в изготовлении, чем кристаллы типа LiJ(Eu) [5, 7—9]. Число ядер поглотителя в единице объема у них такое же, как и в кристаллах иодистого лития, или выше [4].

У стинтилляционных стекол эффективность регистрации γ -квантов Co^{60} на два порядка ниже по сравнению с регистрацией медленных нейтронов [4—6, 7, 9]. Преимуществом детекторов, созданных на основе стинтилляционных стекол, является также то, что они могут иметь различную форму и любые размеры. Сцинтилляционные стекла инертны в воздушной атмосфере и подобно кристаллам иодистого лития не нуждаются в покрытиях для герметизации. Существенный недостаток стинтилляционных стекол — низкий световыход, который составляет 1,4—12% от световыхода кристалла типа NaJ(Tl) и зависит от количества введенного активатора и содержания в стекле кремния и алюминия [3, 7, 9]. Анализ структуры стекол подобного типа, а также их фотолуминисцентные характеристики рассмотрены в работе [7].

В настоящей работе при изучении стинтилляционных характеристик литиевых стекол использовалась установка, схема которой показана на рис. 1. Датчик, помещенный в свето-

непроницаемый кожух, включал в себя фотоумножитель ФЭУ-11Б или ФЭУ-12Б. Для анализа спектра импульсов использовались амплитудные анализаторы АИ-100-1 и АИ-256-1. Фотоумножитель датчика был предварительно опробован со стинтилляционными кристаллами LiJ(Eu) и NaJ(Tl).

Состав некоторых из исследованных стинтилляционных стекол приведен в табл. 1. Основной большей части из них служат системы $Li_2O - MgO - SiO_2$ и $Li_2O - Al_2O_3 - SiO_2$.

В некоторых экспериментах в качестве источников нейтронов использовались Po — В- и Pu — Ве-источники с выходом $(1 \div 4,2) \times 10^5$ нейтр/сек. Для уменьшения фона от

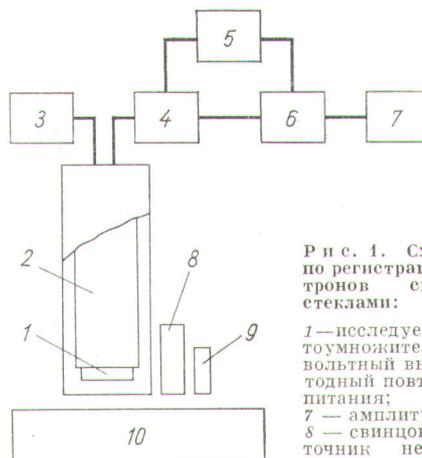


Рис. 1. Схема эксперимента по регистрации медленных нейтронов сцинтилляционными стеклами:

1 — исследуемое стекло; 2 — фотоумножитель; 3 — высоковольтный выпрямитель; 4 — катодный повторитель; 5 — блок питания; 6 — усилитель; 7 — амплитудный анализатор; 8 — свинцовый экран; 9 — источник нейтронов; 10 — парафиновый блок.