

# ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ Sn

Б.С. Ишханов<sup>1,2</sup>, В.А. Четверткова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ им. Ломоносова

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ

E-mail: tche@rambler.ru

Yields of various photonuclear reactions on natural mix of tin isotopes are measured using Bremsstrahlung radiation with two different values of upper limit:  $T=19.5$  and  $29.1$  MeV. The results of previous experiments are analyzed. Obtained results are compared with theoretical calculations based one simple semi-microscopic model.

Механизм взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами зависит от энергии  $\gamma$ -квантов. Область энергий возбуждения ядра до 30 МэВ можно разделить на два интервала: область возбуждения гигантского дипольного резонанса (ГДР,  $\approx 10$ -30 МэВ) – широкого максимума в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов атомными ядрами [1], и область ниже ГДР, где происходит возбуждение отдельных уровней ядра.

Целью настоящей работы является изучение парциальных каналов распада ГДР изотопов Sn в области энергий до 30 МэВ.

Sn – магическое по количеству протонов ядро ( $Z=50$ ), поэтому у этого химического элемента существует большое число стабильных изотопов. Процентное содержание стабильных изотопов в естественной смеси приведено в таблице 1. Пороги отделения нуклона в разных изотопах варьируются в пределах от 7.5 до 12 МэВ (таблица 1), в зависимости от массового числа  $A$ . Пороги реакций, приведенные в таблице 1, рассчитывались на основе данных обзора [1].

Таблица 1. Изотопный состав и пороги реакций на изотопах Sn

Изотоп	Содержание, %	Пороги реакций, МэВ						
		$\gamma, n$	$\gamma, p$	$\gamma, 2n$	$\gamma, 2p$	$\gamma, pn$	$\gamma, 3n$	$\gamma, 3p$
<sup>112</sup> Sn	0.97	10.79	7.55	18.96	12.89	17.55	30.24	21.81
<sup>114</sup> Sn	0.65	10.30	8.48	18.04	14.56	17.93	28.83	24.21
<sup>115</sup> Sn	0.34	7.55	8.75	17.85	15.57	16.03	25.59	25.28
<sup>116</sup> Sn	14.53	9.56	9.28	17.11	16.09	18.32	27.41	26.37
<sup>117</sup> Sn	7.68	6.94	9.44	16.51	16.89	16.22	24.06	27.32
<sup>118</sup> Sn	24.23	9.33	10.00	16.27	17.52	18.77	25.84	28.54
<sup>119</sup> Sn	8.59	6.48	10.13	15.81	18.22	16.48	22.76	29.37
<sup>120</sup> Sn	32.59	9.11	10.69	15.59	18.98	19.24	24.92	30.71
<sup>122</sup> Sn	4.63	8.81	11.39	14.98	20.55	19.57	24.09	33.26
<sup>124</sup> Sn	5.79	8.49	12.10	14.43	22.09	20.02	23.25	35.44

Для экспериментального определения выходов различных реакций на изотопах Sn, мишень из естественной смеси изотопов олова облучалась в пучке тормозных  $\gamma$ -квантов с верхними границами  $T = 19.5$  МэВ и  $T = 29.1$  МэВ. Пучок тормозных  $\gamma$ -квантов диаметром  $d \sim 1$  см получался на разрезном

микротроне РТМ-70, НИИЯФ МГУ [2] в результате облучения вольфрамовой мишени толщиной 2.5 мм электронами. Измерения спектров остаточной активности  $\gamma$ -квантов проводились на детекторе из сверхчистого германия HPGe. Эффективность детектора – 30%. Разрешение детектора изменяется в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов и составляет 0.9 кэВ при энергии 122 кэВ и 1.9 кэВ при энергии 1.33 МэВ.

Изучаемый образец Sn представлял собой металлический диск диаметром  $d \sim 2$  см и толщиной  $t \sim 0.2$  мм. Размеры облучаемого образца были подобраны таким образом, чтобы избежать возможной неоднородности пучка и максимально уменьшить краевые эффекты при смещении пучка относительно центра мишени.

Облучение при максимальной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов  $T = 19.5$  МэВ проводилось в течение 4 часов, измерение спектров  $\gamma$ -квантов остаточной активности началось через 5 минут после окончания облучения. Было измерено 36 спектров по 10 минут и 275 спектров по 30 минут. Спектры  $\gamma$ -квантов измерялись в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 35 кэВ до 2.9 МэВ. На рис. 1 представлены суммарные спектры за первый и за последний час счета активности облученной мишени в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 35 до 700 кэВ.

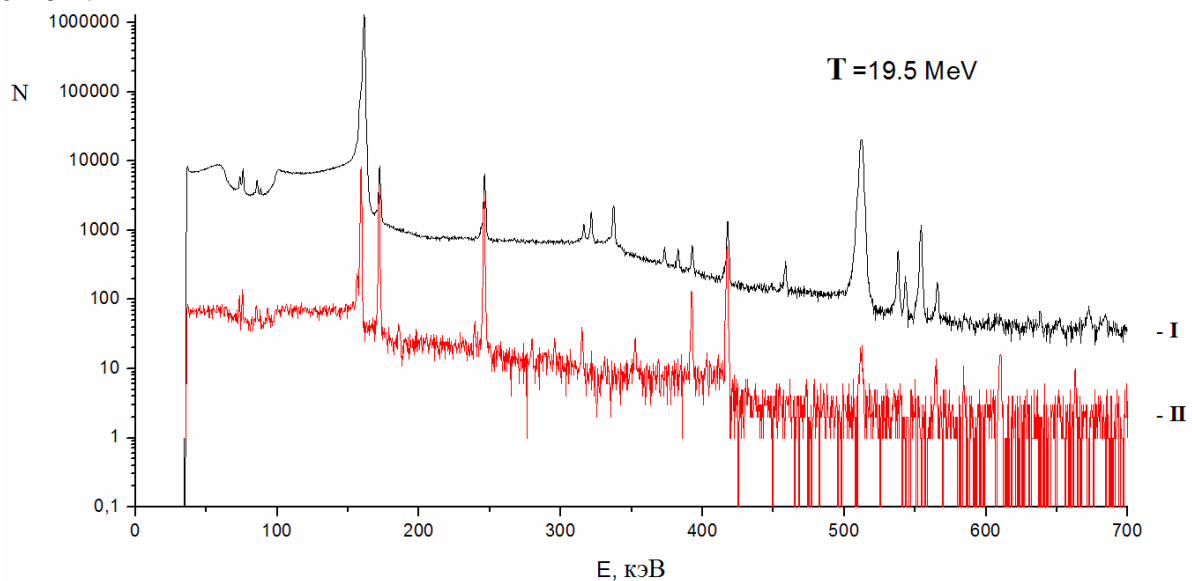


Рис.1. Суммарные спектры длительностью 1 час, полученные при максимальной энергии фотонов  $T = 19.5$  МэВ (I – сразу после окончания облучения; II – через 6 дней после окончания облучения).

При энергии  $T = 29.1$  МэВ образец облучался в течение 1 часа. Измерения спектров начались также через 5 минут после окончания облучения. Было измерено 268 спектров, из них 72 по 5 минут, 36 по 10 минут и 160 по 30 минут. Полученные спектры остаточной  $\gamma$ -активности приведены на рис.2.

В результате облучения  $\gamma$ -квантами с верхней границей энергии  $T < 30$  МэВ, на изотопах олова могут происходить реакции с вылетом до 2 нуклонов:  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, pn)$ . Пороги реакций приведены в Таблице 1. Образующиеся радиоактивные изотопы имеют различные периоды полураспада, лежащие в пределах от нескольких секунд до сотен дней. Метод проведения эксперимента

(время облучения, время переноса, время измерения спектров) позволяет наблюдать изотопы с периодами полураспада,  $t_{1/2} > 5$  мин.

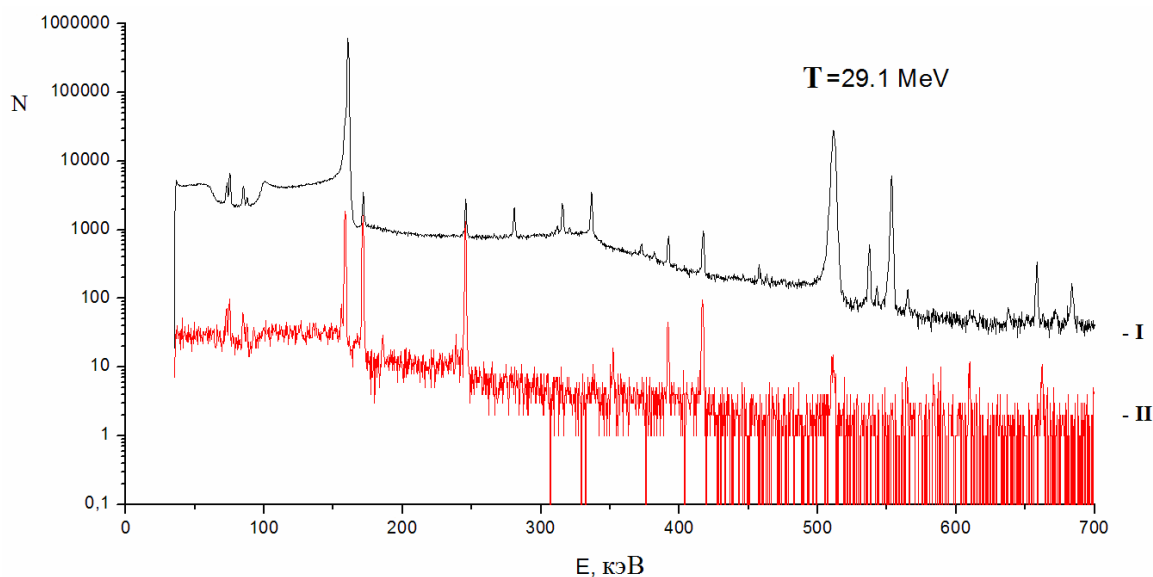


Рис.2. Суммарные спектры длительностью 1 час, полученные при максимальной энергии фотонов  $T = 29.1$  МэВ (I – сразу после окончания облучения; II – через 4 дня после окончания облучения).

Расшифровка спектров  $\gamma$ -квантов остаточной активности проводилась как по энергиям максимумов в спектре  $\gamma$ -квантов конечных, образующихся в результате фотоядерной реакции, ядер, так и по периодам полураспада конечных ядер. В спектрах обнаружено свыше 60 максимумов.

Спектр тормозных  $\gamma$ -квантов  $W(E, T)$  рассчитывался с помощью компьютерного моделирования. Результаты расчета спектра тормозных  $\gamma$ -квантов показаны на рис. 3. Расчет проводился для двух значений верхней границы энергий  $\gamma$ -квантов – 19.5 и 29.1 МэВ, соответствующих условиям проведения эксперимента. Для каждого из тормозных спектров рассчитывалось облучение тормозной мишени  $10^6$  электронами. Облучаемый образец помещался вплотную к тормозной мишени. Ширина канала рассчитанного спектра тормозных  $\gamma$ -квантов составляла 10 кэВ.

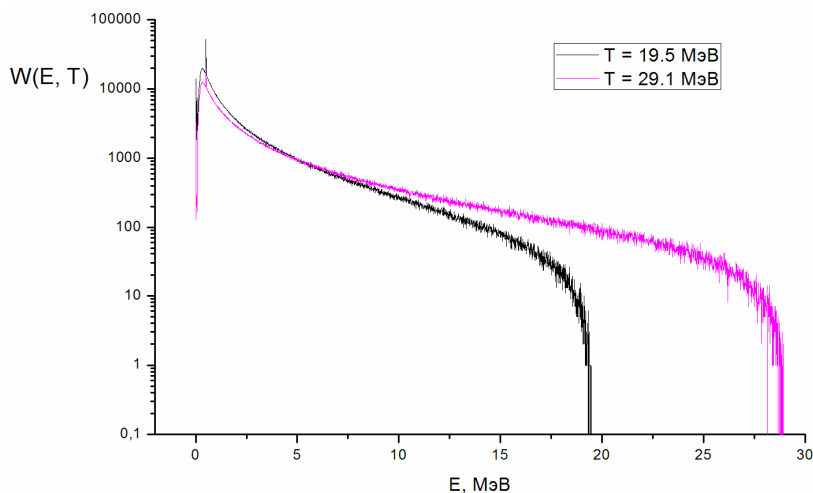


Рис. 3. Тормозные спектры (Максимальная энергия электронов  $T = 19.5$  МэВ,  $T = 29.1$  МэВ)

Выходы реакций рассчитывались по интенсивностям  $\gamma$ -линий в спектрах остаточной активности. При расчете выходов реакции учитывались следующие факторы, влияющие на интенсивность максимумов в спектре: зависимость эффективности детектора от энергии  $E$   $\gamma$ -квантов, временные факторы, учитывающие время облучения, время переноса мишени к детектору, время счета остаточной активности, процентное содержание различных изотопов в мишени.

Ранее сечения реакций  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  для изотопов Sn были измерены в экспериментах на пучке квазимонохроматических фотонов [3, 4]. Сечения  $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  были получены на пучке тормозных фотонов [5,6] (таблица 2).

Таблица 2. Полученные сечения фотоядерных реакций [3,4,5,6]

Изотоп	Измеренные сечения [3]	Измеренные сечения [4]	Рассчитанные сечения[5,6]
$^{112}\text{Sn}$			$(\gamma, Xn)$
$^{114}\text{Sn}$			$(\gamma, Xn)$
$^{116}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, Xn)$
$^{117}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, Xn)$
$^{118}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, Xn)$
$^{119}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$		$(\gamma, Xn)$
$^{120}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, Xn)$
$^{122}\text{Sn}$			$(\gamma, Xn)$
$^{124}\text{Sn}$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, n), (\gamma, 2n)$	$(\gamma, Xn)$

На пучке квазимонохроматических фотонов непосредственно измеряются сечения  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . На пучке тормозных фотонов сечения реакции  $(\gamma, Xn)$  рассчитывались из выходов соответствующих реакций. Учитывалась множественность выхода нейтронов выше порога реакции  $(\gamma, 2n)$  и рассчитывались сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . На рис.4 для примера приведены полученные в этих работах [3,4,6] сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ .

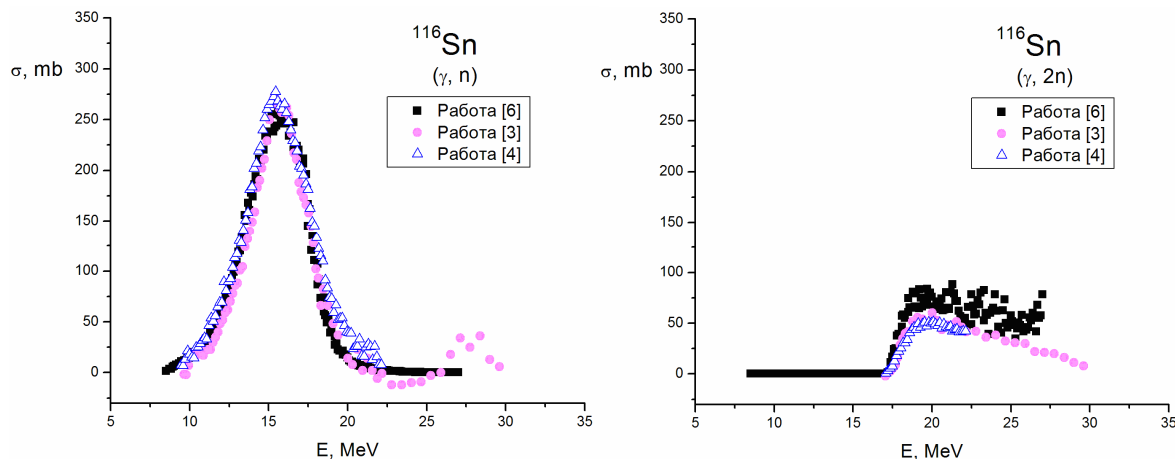


Рис. 4. Сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на изотопах  $^{116}\text{Sn}$ , полученные в работах [3,4,6].

Из сравнения полученных в работах [3,4,5,6] результатов видно, что в целом полученные результаты согласуются между собой. Однако наблюдаются определенные различия:

- в величинах сечений в максимуме  $\sigma_m$
- в положениях максимумов сечения  $E_m$
- в ширинах резонансов  $\Gamma$

Для сравнения полученных сечений с результатами теоретических расчетов [7] нами были рассчитаны оцененные сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  для всех экспериментально полученных в работах сечений [3,4,5,6]. В тех случаях, когда для данного изотопа было известно несколько сечений, оцененные сечения получались в результате усреднения результатов и их сглаживания на сетке в 200 кэВ. В тех случаях, когда для данного изотопа имелся только один результат, сечение сглаживалось на сетке в 200 кэВ. Энергетические сдвиги сечений или какие-либо калибровки энергетических шкал не проводились. На рис. 5 приведены полученные нами оцененные сечения реакций для  $^{116}\text{Sn}$ .

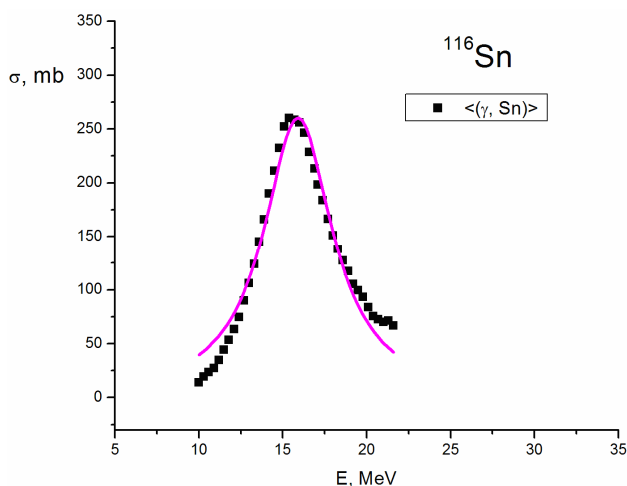


Рис. 5. Оцененное сечение реакции  $(\gamma, Sn)$  на  $^{116}\text{Sn}$ , аппроксимированное лоренцианом

Из полученных таким методом оцененных сечений рассчитывались затем сечения реакций  $\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n)$ . Т.к. каналы реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  являются основными каналами ГДР для исследуемых изотопов Sn, сечение реакции  $\sigma(\gamma, Sn)$  хорошо описывает полное сечение поглощения на этих изотопах. Поэтому сечение реакции  $(\gamma, Sn)$  должно хорошо описываться с помощью кривой Лоренца, используемой для описания полного сечения поглощения  $\gamma$ -квантов в области ГДР. Аппроксимация полученного сечения реакции  $\sigma(\gamma, Sn)$  на ядре  $^{116}\text{Sn}$  с помощью лоренцевской кривой приведена на рис.5.

Аппроксимации сечений, полученные с помощью лоренцевских кривых, и оцененные сечения реакций были использованы для расчетов выходов реакции для двух значений верхних границ тормозного излучения  $T = 19.5$  и  $29.1$  МэВ. Полученные значения относительных выходов наблюдаемых реакций приведены в таблицах 3 и 4. Выходы реакций отнормированы на выход реакции  $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123m}\text{Sn}$ .

Приведенные в таблицах 3 и 4 результаты свидетельствуют о том, что впервые на изотопах Sn обнаружены ранее не изученные каналы распада ГДР с

испусканием протонов ( $\gamma, p$ ) и ( $\gamma, pn$ ). На изотопах  $^{117}\text{Sn}$  и  $^{123}\text{Sn}$  измерены выходы изомерных состояний, образующихся в результате фотонейтронных реакций.

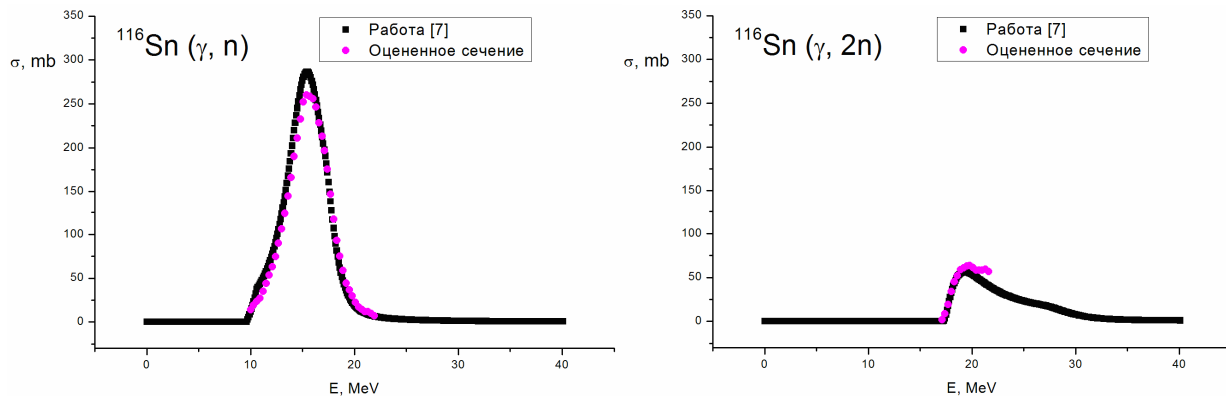


Рис.6. Сравнение полученных оцененных сечений и теоретически рассчитанных [7] сечений реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) на изотопе  $^{116}\text{Sn}$

Сравнение полученных нами результатов с теоретическими расчетами (рис. б), выполненными на основе простой полумикроскопической модели [7] показывает, что эта модель адекватно описывает экспериментальные данные для всех измеренных сечений и выходов фотоядерных реакций, в том числе и для редких каналов распада, составляющих несколько процентов от основных каналов распада ГДР.

Таблица 3. Облучение при максимальной энергии фотонов  $T = 19,5 \text{ МэВ}$

Положение максимума в спектре $\gamma$ -квантов, $E_{\text{max}}$ , кэВ	Природа перехода	$Y$ , относительный выход реакции
160,33	$^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123\text{m}}\text{Sn}$	1.00E+00
381,4		1.31E+00
156,02	$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117\text{m}}\text{Sn}; ^{119}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{117\text{m}}\text{Sn}$	8.71E-01
159,562		8.71E-01
391,69	$^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}; ^{115}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{113}\text{Sn}$	5.11E-03
1152,98	$^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn};$	2.62E+00
1542,75		1.56E+00
1610		7.86E+00
1914,7		6.08E+00
458,5	$^{117}\text{Sn}(\gamma, p)^{116\text{m}}\text{In}$	5.11E-03
1293,558		4.36E-03
336,24	$^{116}\text{Sn}(\gamma, p)^{115\text{m}}\text{In}; ^{117}\text{Sn}(\gamma, pn)^{115\text{m}}\text{In}$	3.24E-03
391,69	$^{114}\text{Sn}(\gamma, p)^{113\text{m}}\text{In}; ^{115}\text{Sn}(\gamma, pn)^{113\text{m}}\text{In}$	1.26E-02
171,28	$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$	6.05E-03
245,4		6.62E-03

Таблица 4. Облучение при максимальной энергии фотонов  $T = 29,1$  МэВ

Положение максимума в спектре $\gamma$ -квантов, $E_{\max}$ , кэВ	Природа перехода	Y, относительный выход реакции
160,33	$^{124}\text{Sn}(\gamma, n) ^{123\text{m}}\text{Sn}$	1.00E+00
156,02	$^{118}\text{Sn}(\gamma, n) ^{117\text{m}}\text{Sn}; ^{119}\text{Sn}(\gamma, 2n) ^{117\text{m}}\text{Sn}$	1.80E-02
159,562		1.46E-02
391,69	$^{114}\text{Sn}(\gamma, n) ^{113}\text{Sn}; ^{115}\text{Sn}(\gamma, 2n) ^{113}\text{Sn}$	7.89E-03
1152,98	$^{112}\text{Sn}(\gamma, n) ^{111}\text{Sn};$	1.76E-01
761,97		4.42E-01
1610		2.15E-01
1914,7		1.82E-01
683,06	$^{119}\text{Sn}(\gamma, p) ^{118\text{m}}\text{In}$	1.23E-03
158,562	$^{118}\text{Sn}(\gamma, p) ^{117\text{m}}\text{In}; ^{119}\text{Sn}(\gamma, pn) ^{117\text{m}}\text{In}$	2.17E-02
315,562		4.83E-04
158,562	$^{118}\text{Sn}(\gamma, p) ^{117}\text{In}; ^{119}\text{Sn}(\gamma, pn) ^{117}\text{In}$	9.19E-01
553		3.81E+01
416,86	$^{117}\text{Sn}(\gamma, p) ^{116\text{m}}\text{In}$	6.27E-05
1097,326		7.61E-05
1293,558		1.55E-05
336,24	$^{116}\text{Sn}(\gamma, p) ^{115\text{m}}\text{In}; ^{117}\text{Sn}(\gamma, pn) ^{115\text{m}}\text{In}$	1.29E-03
391,69	$^{114}\text{Sn}(\gamma, p) ^{113\text{m}}\text{In}; ^{115}\text{Sn}(\gamma, pn) ^{113\text{m}}\text{In}$	4.26E-05
171,28	$^{112}\text{Sn}(\gamma, p) ^{111}\text{In}$	6.10E-03
245,4		7.17E-03
537,22	$^{112}\text{Sn}(\gamma, p) ^{111\text{m}}\text{In}$	2.03E-03
657,7622	$^{112}\text{Sn}(\gamma, pn) ^{110}\text{In}$	2.94E-04

- [1] G.Audi, A.H.Wapstra, C.Thibault, "The Ame2003 atomic mass evaluation (II)", Nuclear Physics A729 p. 337-676, December 22, 2003.
- [2] А.Н. Ермаков, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, МГУ, Москва, 2004.
- [3] S.C. Fultz et al., Photoneutron Cross Sections for  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ , and Indium, Phys. Rev, vol. 186, p. 1255, 10.1969
- [4] Lepretre et al., Nucl. Phys. A219, p.39, 1974
- [5] Ю.И. Сорокин и др., Ядерная физика, 20, 233, 1974
- [6] Ю.И. Сорокин и др., Известия АН, 39, 114, 1975
- [7] Ишханов Б.С., Орлин В.Н, ЭЧАЯ, 2007, т. 38, в. 2, с. 460-503.