

# ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ ИНДИЯ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

*И. П. Елин, Н. В. Жидков, Н. А. Суслов, Г. В. Тачаев*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

Одним из важнейших параметров, характеризующих проведенный эксперимент по исследованию работы термоядерных мишеней по проблеме инерциального термоядерного синтеза (ИТС) на лазерных установках, является нейтронный выход. Развитие методик его измерения – важная задача для исследования. Особенно актуально это сейчас, когда на базе РФЯЦ-ВНИИЭФ создается лазерная установка нового поколения, которая потребует целый спектр различных методик по измерению нейтронного выхода.

В настоящее время на установке «Искра-5» [1] применяются следующие методики регистрации нейтронного выхода: метод затянутой регистрации; метод прямой активации меди 14 МэВ нейтронами; метод активации индия тепловыми нейтронами, основанный на реакции  $^{115}\text{In}(n, \beta, \gamma)^{116}\text{Sn}$ , регистрирующий замедленные нейтроны; времяпролетная методика регистрации нейтронов сцинтилляционными датчиками.

Так как на установке проводилась серия экспериментов с мишенями с обратной короной (МОК) [2, 3] где требуется регистрация ДД-нейтронов, разрабатывалась и применялась методика прямой активации индия ДД-нейтронами  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ . Значительное преимущество методов прямой активации различных материалов заключается в том, что при известном сечении активации и геометрических характеристиках облучаемого образца не требуется проводить калибровку метода на системах генерации нейтронов, а достаточно откалибровать аппаратуру регистрации вторичных излучений активированного образца, что относительно просто делается с помощью промышленно выпускаемых эталонных источников излучений.

Методика прямой активации успешно применяется на установке NIF в Ливерморе в составе комплексов DIM-NAD и SNOUT-NAD для определения нейтронного выхода как в экспериментах с ДД-топливом, так и в экспериментах с ДТ-топливом [4].

Основная цель описанной здесь работы – подготовка, проведение экспериментов по отработке и использованию этой методики на установке «Искра-5» в опытах с мишенями типа МОК, а также обработка результатов. Необходимо было оценить возможности методики, ее чувствительность и саму возможность ее применения на установке, после чего разработать конкретный вариант ее применения и откалибровать

получаемую систему регистрации. После проведения эксперимента следовало обработать результаты и сделать выводы о точности и перспективах применения методики, как на существующих, так и на строящейся лазерных термоядерных установках.

## Описание методики измерения и ее применение на установке

В данной работе разрабатывалась и применялась методика активации индия по реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$  в экспериментах с мишенями МОК на установке Искра-5. В реакции синтеза дейтериевой плазмы в мишени образуется моноэнергетический поток нейтронов с энергией 2,45 МэВ.

В ходе реакции неупругого рассеяния с их участием  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$  в индии образуется изомер с периодом полураспада  $T_{1/2} = 4,49$  ч. Распад изомера до  $^{115}\text{In}$  сопровождается испусканием гамма квантов с энергией 336 кэВ и ветвлением распада 45,8 % [5, 6].

Суть методики заключается в следующем: образец индия подставляется под поток нейтронов, после эксперимента измеряется его наведенная активность на гамма-спектрометре по регистрации гамма-квантов с энергией 336 кэВ, а затем вычисляется нейтронный выход из мишени.

В ходе расчетов возможно выделить так называемый калибровочный фактор – величину, учитывающую все необходимые фундаментальные поправки. Необходимая калибровка с целью определения данного фактора может быть произведена с использованием образцовых спектрометрических гамма-источников.

Заранее очевидно, что для достижения максимальной чувствительности методики необходимо подвести образец как можно ближе к мишени, при этом максимально увеличив площадь его облучения. Эти параметры в совокупности ограничены необходимостью не создавать помех для иного применяемого на камере оборудования, а также не перекрывать лазерные пучки, идущие в мишень. Кроме того, близкое расположение позволяет избежать рассеяния нейтронов на материалах камеры по пути к образцу индия.

Методика применялась в двух различных сериях экспериментов с мишенями МОК. Из них первая серия двенадцатиканальных опытов на основной камере с ожидаемым выходом нейтронов порядка  $1-3 \cdot 10^8$  н/имп и вторая серия двухканаль-

ных опытов на малой камере с ожидаемым выходом  $1-5 \cdot 10^7$  н/имп.

После облучения индий помещался в германиевый полупроводниковый гамма-детектор для измерения наведенной активности по площади пика соответствующей гамма-линии. Измерения проводились с периодом 1 час в течение 12 часов, после чего возможно определить нейтронный выход мишени.

### Оценка ожидаемых результатов в измерении нейтронного выхода

Концентрация атомов  $^{115}$  индия в образце:

$$n = \frac{\rho N_a \epsilon_A}{A_W} = 0,0365 \cdot 10^{24} \frac{1}{\text{см}^3}, \quad (1)$$

где  $\rho = 7,31 \text{ г/см}^3$  – плотность индия;  $N_a = 6,02 \times 10^{23} \text{ 1/моль}$  – число Авогадро;  $\epsilon_A = 0,9572$  – содержание  $^{115}\text{In}$  в природном индии;  $A_W = 115$  – атомная масса.

Поток нейтронов на единицу площади:

$$\varphi = \frac{Y}{(t_0 4\pi d^2)}, \quad (2)$$

где  $d$  – расстояние между источником и образцом;  $Y$  – выход нейтронов;  $t_0$  – время облучения.

Активность:

$$A = n\sigma(E)\varphi \epsilon_B \left(1 - e^{-\lambda t_0}\right) V e^{-\lambda t} = \frac{MN_a \epsilon_A \lambda t_0 \sigma(E)\varphi \epsilon_B e^{-\lambda t_0}}{A_W}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_B$  – ветвление распада;  $M$  – масса образца в граммах.

Так как время облучения мало  $\left(1 - e^{-\lambda t_0}\right) = \lambda t_0$ .

Скорость счета на детекторе:

$$V_{\text{счета}} = A \epsilon_D \epsilon_S, \quad (4)$$

где  $\epsilon_D$  – эффективность детектора,  $\epsilon_S$  – самопоглощение в образце.

Количество зафиксированных отсчетов на 336 кэВ от  $\text{In } ^{115}\text{m}$ :

$$(C - B) = \int_{t_1}^{t_2} v_{\text{счета}} dt = \int_{t_1}^{t_2} \epsilon_D \epsilon_S \frac{MN_a \epsilon_A \lambda t_0 \sigma(E)\varphi \epsilon_B e^{-\lambda t_0}}{A_W} dt = \frac{\epsilon_D \epsilon_S MN_a \epsilon_A \lambda t_0 \sigma(E)\varphi \epsilon_B \left(e^{-\lambda t_0} - e^{-\lambda t_1}\right)}{\lambda A_W} = \frac{\epsilon_D \epsilon_S MN_a \epsilon_A \sigma(E)Y \epsilon_B \left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}{4\pi d^2 A_W}, \quad (5)$$

где  $C$  – площадь пика с фоном,  $B$  – площадь фона.

Калибровочный фактор в экспериментальных величинах:

$$F = \frac{(C - B)t_0 4\pi d^2 \lambda}{YM \left[\left(1 - e^{-\lambda t_0}\right)\left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)\right]} = \frac{(C - B)4\pi d^2}{YM \left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}. \quad (6)$$

Калибровочный фактор в теоретических величинах:

$$F = \frac{\epsilon_A \epsilon_D \epsilon_S \epsilon_B \sigma(E)N_a}{A_W}. \quad (7)$$

Конечная формула для нейтронного выхода:

$$Y = \frac{(C - B)}{a_\varphi \epsilon_D \epsilon_S n \sigma(E) \epsilon_B V \left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}. \quad (8)$$

Погрешность:

$$\Delta Y = \frac{\Delta(C - B)}{a_\varphi \epsilon_D \epsilon_S n \sigma(E) \epsilon_B V \left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}. \quad (9)$$

Экспериментально определяемая активность (11):

$$(C - B) = \int_{t_1}^{t_2} v_{\text{счета}} dt = \epsilon_D \epsilon_S \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt = \epsilon_D \epsilon_S A_{\text{ср}} (t_2 - t_1); \quad (10)$$

$$A_{\text{ср}} = \frac{C - B}{\epsilon_S \epsilon_D (t_2 - t_1)}. \quad (11)$$

Погрешность:

$$\Delta A_{\text{ср}} = \frac{\Delta(C - B)}{\epsilon_S \epsilon_D (t_2 - t_1)}. \quad (12)$$

Коэффициент самопоглощения находился по приближенной формуле для ближней геометрии цилиндра [7]:

$$\epsilon_S = 1/CF(AT); \quad (13)$$

$$CF(AT) = \frac{-\ln(T^k)}{(1 - T^k)}, \quad (14)$$

где  $k$  – коэффициент приближения, в данном случае  $k = 0,8$ .

$$T = e^{-\mu_m x} = e^{-\mu_m \rho x}, \quad (15)$$

где  $\mu_m$  – массовый коэффициент пропускания;  $\rho$  – плотность вещества;  $x$  – линейное расстояние, проходимое гамма-квантами.

Эффективность спектрометра зависит от спектра излучения образца и взаимной геометрии его и детектора. Наиболее распространенным способом определения эффективности детектора является экспериментальная калибровка с использованием калиброванных источников.

### Калибровка гамма-спектрометра

Следующим этапом работы стали измерения эффективности детектора с использованием калиброванного источника гамма-квантов. Характеристики источника приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики калиброванного источника гамма-квантов для проведения калибровки спектрометра

Основной радионуклид	Барий-133
Активность радионуклида в источнике, согласно паспорту на 01 ноября 2007 года, кБк	48,99
Погрешность, % ( $P = 0,95$ )	2
Период полураспада, суток	3862
Активность радионуклида в источнике на текущее время, кБк	27,8±0,6

Барий был выбран в связи с тем, что у него имеется линия на энергии  $E = 356$  кэВ, что весьма близко к энергии линии индия, измеряемой в экспериментах ( $E = 336$  кэВ). Были проведены одиночные измерения на расстояниях 0, 5 и 10 см от детектора, каждое в течение 30 минут живого времени.

Таблица 2

Результаты измерений

Расстояние от детектора до образца $l$ , см	Эффективность детектора, согласно статье [4], $\epsilon_D$	Эффективность детектора по результатам измерений, $\epsilon_D$
0	0,091	0,093±0,002
5	0,012	0,0146±0,0008
10	0,0048	0,0052±0,0002

Как видно из табл. 2, в самом важном для нас случае расстояния до детектора 0 см, эффективность совпадает в пределах погрешности. Погрешность можно объяснить различием в организации экспериментов и неучтенных факторах, не описывающихся в статье. При дальнейших расчетах используются значения эффективности детектора, полученные в ходе экспериментальной калибровки.

### Подготовка и проведение 12-канальных опытов

Первой запланированной серией экспериментов, в которой предполагалось применения методики, являлась серия 12-канальных опытов на основной

камере установки Искра-5 с мишенями типа МОК. Основным вопросом по организации установки образца на подходящее расстояние являлся выбор крепления.

Крепление представляло собой специальную штангу, ранее использовавшуюся для размещения трековых детекторов в непосредственной близости от мишени. Капсула для детектора была адаптирована под индиевый образец.

Конструкция штанги позволяет изъять капсулу с образцом из пространства камеры сразу после эксперимента, не дожидаясь напуска воздуха в пространство камеры. Это позволяет сократить время простоя перед началом измерения гамма-активности образца с 2–3 часов до 10 минут, что является значимой величиной, учитывая период полураспада  $^{115m}\text{In}$ , равный 4,49 ч. Крепление позволило установить образец достаточно близко к мишени, на расстояние  $d = 3,5 \pm 0,1$  см от нее. Из минусов крепления стоит назвать малый размер капсулы, в которую устанавливался образец индия, что ограничивает его эффективную площадь и объем. Для избегания деформации и плавления материала рассеянным излучением, загрязнения продуктами реакции, индий покрыт алюминиевой фольгой толщиной 105 микрон.

Основные данные по образцу для первой серии экспериментов представлены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры и характеристики образца

Наименование параметра	Значение параметра
Объем, $V$ , см <sup>3</sup>	1,16±0,10
Форма	Цилиндр
Эффективная площадь, $S_{\text{пов}}$ , см <sup>2</sup>	0,79±0,06
Расстояние до мишени, $R$ , см	3,5±0,1
Масса, $M$ , г	8,5±0,7
Содержание $^{115}\text{In}$	0,9572

Всего было проведено 6 полноценных измерений, результаты которых представлены в табл. 4. Здесь In 1 – методика измерения нейтронного выхода, основанная на реакции  $^{115}\text{In}(n,\beta,\gamma)^{116}\text{Sn}$ ; МЗР – метод затянутой регистрации; ВПМ – времяпролетная методика регистрации нейтронов скintилляционными датчиками; In 2 – исследуемая методика.

Таблица 4

Нейтронный выход в 12-канальных опытах

№ опыта	$E_{\text{sum}}$ , Дж	In 1*	МЗР*	ВПМ*	In 2
1	1700	$(2,7 \pm 0,3) \times 10^8$	$(2,1 \pm 0,5) \times 10^8$	$(3,0 \pm 0,6) \times 10^8$	$(1,7 \pm 0,6) \times 10^8$
2	1650	$(1,1 \pm 0,6) \times 10^7$	$(3,0 \pm 1,3) \times 10^7$	$(5,0 \pm 3,6) \times 10^7$	$(4 \pm 4) \times 10^7$
3	2400	$(1,5 \pm 0,2) \times 10^8$	$(0,9 \pm 0,3) \times 10^8$	$(1,1 \pm 0,2) \times 10^8$	$(1,0 \pm 0,4) \times 10^8$
4	2000	$(1,0 \pm 0,2) \times 10^8$	$(1,8 \pm 0,5) \times 10^8$	$(1,0 \pm 0,2) \times 10^8$	$(7 \pm 4) \times 10^7$
5	1900	$(3,1 \pm 0,8) \times 10^7$	$(3,0 \pm 1,3) \times 10^7$	$(3,5 \pm 1,1) \times 10^7$	$(4 \pm 4) \times 10^7$
6	2200	$(7,5 \pm 1,3) \times 10^7$	$(8,2 \pm 2,6) \times 10^7$	$(7,3 \pm 1,4) \times 10^7$	$(4 \pm 4) \times 10^7$

\* – приведенные для сравнения диагностики описаны в [8]

График падения активности для опыта 1 представлен на рис. 1.

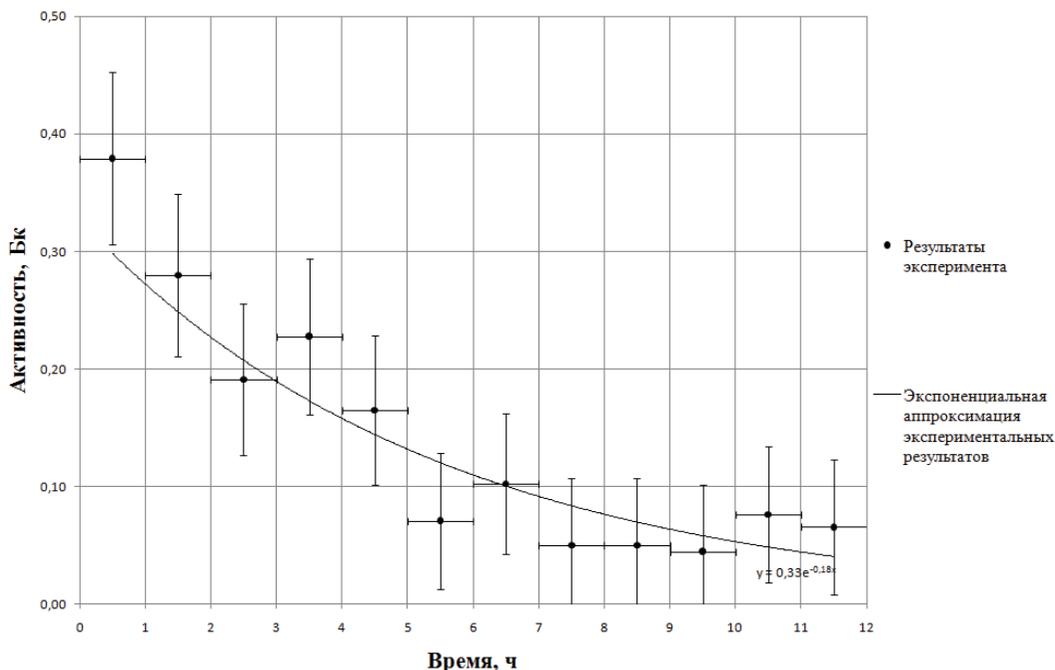


Рис. 1. Активность изомера в индиевом образце после эксперимента № 1

Постоянная распада для кривой аппроксимации, построенной по экспериментальным точкам, составляет  $\lambda_{\text{аппр.}} = (5,1 \pm 1,5) \times 10^{-5}$ , а для изомера  $^{115\text{m}}\text{In}$   $\lambda_{\text{изом. In}} = 4,3 \times 10^{-5}$  [5]. Таким образом, падение активности образца, облученного в эксперименте, соответствует по скорости распаду изомера  $^{115\text{m}}\text{In}$ .

Минимальная измеряемая активность на установке [9]:

$$A_{\text{min}} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\text{ф}} T}}{\delta^2 \epsilon_S \epsilon_D T}, \quad (16)$$

где  $T = t_{\text{ф}} + t$  – общее время измерения;  $n_{\text{ф}} = B3600$  – скорость счета фона;  $\delta$  – задаваемая относительная погрешность измерения (0,5).

Найдя активность для всех периодов измерений, можно, сопоставив, определить минимальный измеримый выход нейтронов в применяемой для 12-канальных опытов геометрии  $Y = 1,4 \times 10^8$  н/имп.

Два опыта не дали измеримого нейтронного выхода, из остальных шести лишь в двух выход нейтронов превысил порог минимально измеримого с учетом погрешностей.

### Подготовка и проведение 2-канальных опытов

Для применения методики в двухканальных опытах на малой камере была полностью переработана геометрия образца с целью увеличения площади облучения, так как ожидаемые потоки нейтронов составляли порядка  $10^7$  н/имп. Образец представлял собой цилиндр диаметром 5 см и толщиной 1 см, который размещался на расстоянии 1–1,5 см от мишени. Основные характеристики образца перечислены в табл. 5.

Таблица 5

### Нейтронный выход в 2-канальных опытах

Наименование параметра	Значение параметра
Объем, $V$ , см <sup>3</sup>	$20,6 \pm 1,7$
Форма	Цилиндр
Эффективная площадь, $S_{\text{пов}}$ , см <sup>2</sup>	$19,6 \pm 1,6$
Расстояние до мишени, $R$ , см	$(1-1,5) \pm 0,1$
Масса, $M$ , г	$151 \pm 12$
Содержание $^{115}\text{In}$	0,9572

Для новой геометрии потребовалась коррекция формул.

Нейтронный выход:

$$Y = \frac{(C - B)}{a_{\text{ф}} \epsilon_D \epsilon_S n \sigma(E) \epsilon_B V (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}, \quad (17)$$

$$a_{\text{ф}} = \frac{R(R-l)}{2R^2 \pi r^2}, \quad (18)$$

где  $r$  – радиус образца;  $l$  – расстояние от источника до образца;  $R$  – расстояние от источника до края образца.

Активность:

$$A = n \sigma(E) a_{\text{ф}} Y \epsilon_B \lambda V e^{-\lambda t} \quad (19)$$

Результаты применения методики в двухканальных опытах приведены в табл. 6.

Погрешности приведены в рамках 1σ.

Значительное повышение точности результата демонстрирует нам широкую вариативность диапазона применения методики, имеющую в основном геометрические ограничения. Пример графика активности образца для опыта 9 приведен на рис. 2.

Параметры и характеристики образца для двухканальных опытов

№ опыта	$E_{\text{sum}}, \text{Дж}$	$\ln 1^*$	МЗР*	ВПМ*	$\ln 2$	$\delta(\ln 2)$
1	450	$(4,0 \pm 0,9) \times 10^7$	$(3,9 \pm 1,6) \times 10^7$	$(3,9 \pm 1,2) \times 10^7$	$(9 \pm 2) \times 10^6$	0,22
2	650	$(2,0 \pm 0,7) \times 10^7$	$(1,5 \pm 1,2) \times 10^7$	–	$(7,8 \pm 1,2) \times 10^6$	0,15
3	800	$(6,3 \pm 1,1) \times 10^7$	$(2,8 \pm 1,2) \times 10^7$	$(5,0 \pm 1,3) \times 10^7$	$(2,5 \pm 0,4) \times 10^7$	0,16
4	400	$(2,0 \pm 0,6) \times 10^7$	$(5 \pm 3) \times 10^6$	$(2,4 \pm 0,8) \times 10^7$	$(5,0 \pm 1,3) \times 10^6$	0,26
5	1000	$(1,0 \pm 0,2) \times 10^8$	$(6,0 \pm 0,8) \times 10^7$	$(7,0 \pm 1,5) \times 10^7$	$(6,6 \pm 0,6) \times 10^7$	0,09

\* – приведенные для сравнения диагностики описаны в [8]

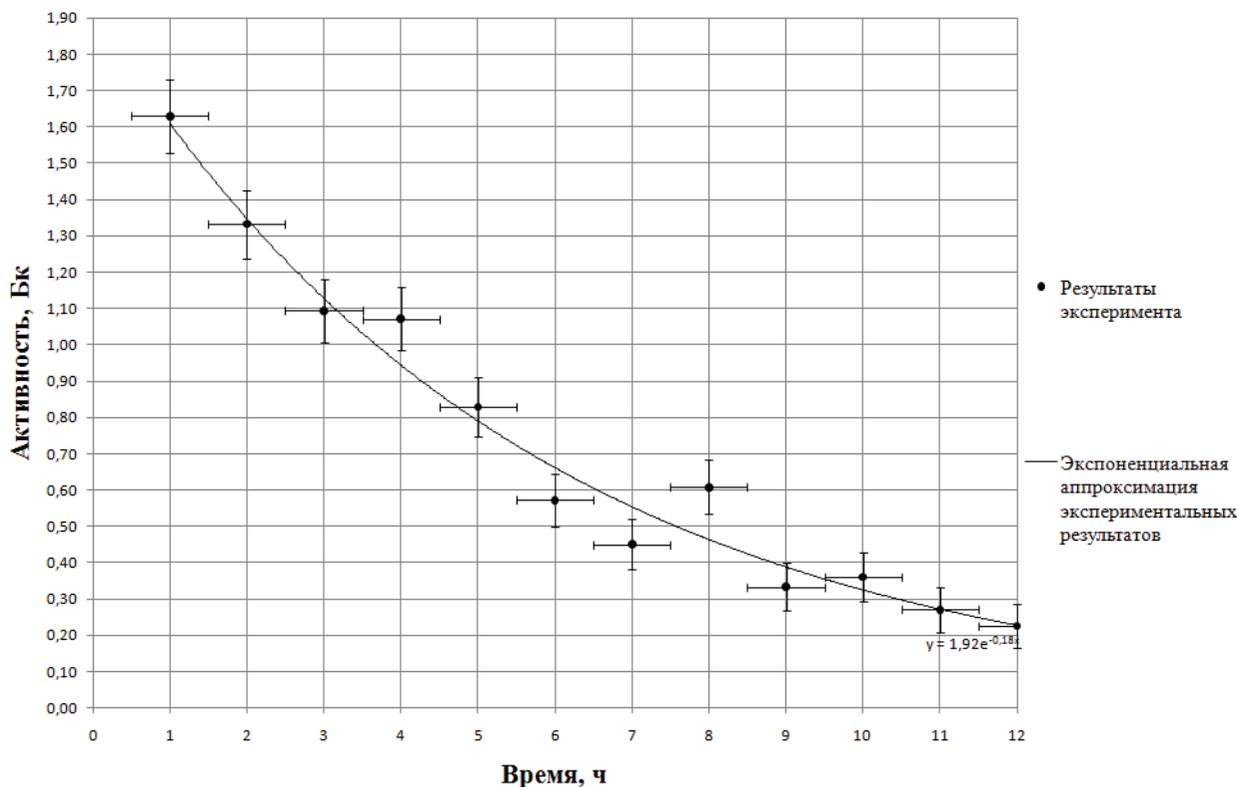


Рис. 2. Активность изомера в индиевом образце после эксперимента № 9

Минимальный измеримый выход нейтронов в применяемой для 2-канальных опытов геометрии  $Y = 3 \times 10^6$  н/имп.

### Заключение

Предлагаемая методика нахождения нейтронного выхода имеет значительные перспективы по применению, как на существующих установках ИТС, так и на потенциально более мощных. Проведенная работа по разработке и применению методики дала следующие итоги.

1. Исследование вопросов применения методики в условиях малого выхода нейтронов показало, что необходимо принять все меры для достижения достаточной чувствительности. Необходима разработка

специального крепления, либо иной способ быстрого извлечения образца из камеры установки. В случае выхода нейтронов более  $10^{12}$  нейтронов на импульс индиевый образец может быть установлен снаружи камеры, что значительно упрощает доступ и работу с ним. Варианты с креплением в колодце внутри камеры и снаружи камеры применены на установке NIF в рамках комплексов измерительных приборов WELL-NAD, DIM-NAD, SNOOT-NAD.

2. Проведенные оценки показали, что в имеющихся условиях чувствительность методики составляет порядка  $10^8$  нейтронов на импульс с относительной погрешностью около 0,5. Расчет показывает, что выход нейтронов больше  $10^9$  может быть изменен с относительной погрешностью не более 0,15.

3. Вариативность способов установки и размеров образца позволяет использовать методику для боль-

шого спектра показателей нейтронного выхода, в том числе и на мощных установках нового поколения. Имеется возможность использовать другие материалы для измерения нейтронного выхода от ДТ-плазмы.

4. Калибровка методики сводится к калибровке аппаратуры регистрации вторичных излучений активированного образца с помощью промышленно выпускаемых эталонных источников излучений. Это исключает необходимость использования калиброванного источника нейтронов.

5. Чувствительность к энергетическому спектру нейтронов позволяет исследовать параметры сжатой плазмы и, в частности, колебания параметра сжатия топлива  $\langle \rho R \rangle$  в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу при использовании активационных индикаторов из различных материалов.

6. Методика позволяет восстановить пространственное распределение потока нейтронов после эксперимента за счет установки активируемых образцов в различных точках в камере и вне нее.

### Литература

1. Анненков В. И., Багрецов В. А., Безуглов В. Г. и др. Импульсный лазер мощностью 120 ТВт «Искра-5» // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 5. С. 536–537.

2. Бессараб А. В., Долголева Г. В., Зарецкий А. И. и др. Исследование термоядерной лазерной плазмы в мишенях с обращенной короной // Доклады АН СССР. 1985. Т. 282. С. 857–861.

3. Результаты первых экспериментов с термоядерными мишенями на мощной лазерной установке «Искра-5» // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1992. Т. 102. № 6(12).

4. Bleuel D. L., Yeamans C. B., Bernstein L. A. et al. Neutron activation diagnostics at the National Ignition Facility // Rev. Sci. Instrum. 2012. 83. 10D313.

5. Маслов И. А., Лукницкий В. А. Справочник по нейтронному активационному анализу. Ленинград: Наука, 1971.

6. Cooper G. W., Ruiz C. L. NIF total neutron yield diagnostic // Rev. Sci. Instrum. 2001. Vol. 72. P. 814.

7. Райли Д., Энслин Н., Смит Х., мл. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. М.: Наука, 2007

8. Абзаев Ф. М., Бессараб А. В., Кириллов Г. А. Методы и аппаратура для диагностики плазмы на установке «Искра-5» // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 4. С. 68–73.

9. Дементьев В. А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов. М: Атомиздат, 1967.