

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ МИШЕНЕЙ С ОБРАЩЕННОЙ КОРОНОЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСТАНОВКИ «ИСКРА-5»

### THE INVESTIGATION OF INVERTED CORONA TARGET PERFORMANCE UNDER IRRADIATION OF SECOND HARMONIC AT «ISKRA-5» LASER FACILITY

*С. Г. Гаранин, Л. А. Душина, И. П. Елин, Н. В. Жидков, В. М. Изгородин, Н. А. Калмыков, В. П. Коваленко, А. Г. Кравченко, Д. Н. Литвин, С. И. Петров, Е. В. Поздняков, В. Г. Рогачев, К. В. Стародубцев, Н. А. Суслов, Г. В. Тачаев, А. Е. Чаунин*

*S. G. Garanin, L. A. Dushina, I. P. Yelin, N. V. Zhidkov, V. M. Izgorodin, N. A. Kalmikov, V. P. Kovalenko, A. G. Kravchenko, D. N. Litvin, S. I. Petrov, E. V. Pozdniakov, V. G. Rogachev, K. V. Starodubcev, N. A. Suslov, G. V. Tachaev, A. E. Chaunin*

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

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics  
tel.: 8(83130)24802, fax: 8(83130)29494, E-mail: staff@vniief.ru

Приведены результаты серии полномасштабных экспериментов на установке «Искра-5» по исследованию влияния толщины слоя  $CD_2$  на параметры работы мишени с обращенной короной с целью оптимизации конструкции для достижения максимальной температуры ядер дейтерия на не криогенных мишенях. Во всех экспериментах серии при суммарной энергии ЛИ, подведенной к мишени двенадцатью пучками на второй гармонике в диапазоне 1,6–2,2 кДж, зарегистрирован нейтронный выход на уровне  $10^7 - 3 \cdot 10^8$  DD нейтронов за выстрел. Температура ионов возросла с ~6,4 до ~14 кэВ при уменьшении толщины слоя  $CD_2$  с 1 до 0,1 мкм.

In this report are presented the results of a series of full-scale experiments at «Iskra-5» laser facility dedicated to an investigation of an influence of the  $CD_2$  layer thickness on the performance of an inverted corona target. The goal of layer thickness optimization was to achieve maximum temperature of deuterium nuclei on a non-cryogenic inverted corona target. In all the series of experiments, the neutron yield was recorded at the level of  $10^7 - 3 \cdot 10^8$  DD-neutrons per shot with a total energy of twelve laser beams at the second harmonic to be in the range of 1.6–2.2 kJ. The ion temperature has increased from ~6.4 to ~14 keV with a decrease in the thickness of the  $CD_2$  layer from 1 to 0.1  $\mu m$ .

#### Введение

Простейшим вариантом конструкции мишени для исследования термоядерных процессов с внутренним вводом излучения является мишень с обращенной короной (МОК) [1, 2], принципиальная схема которой изображена на рис. 1.

Лазерные пучки вводятся через отверстия ввода с целью максимально однородного облучения внутренней поверхности сферического корпуса, на которую нанесен слой гидрида материала с тяжелыми изотопами водорода. Условно режим

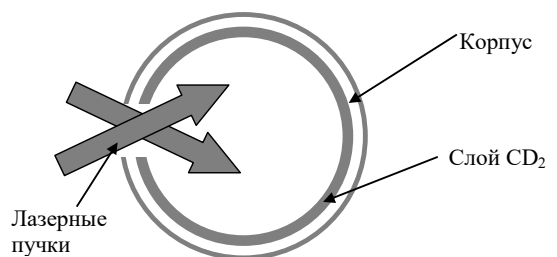


Рис. 1. Принципиальная схема мишени МОК

работы мишени МОК характеризуется наличием трех стадий и вкратце состоит в следующем [2]:

На первой стадии – поглощение ЛИ слоем рабочего вещества, его испарение и образование высокотемпературной плазмы.

Вторая стадия – стадия инерционного движения плазмы к центру мишени, внутренняя энергия вещества переходит в кинетическую, заключенную преимущественно в ионной компоненте.

Третья стадия – фокусирование плазмы и образование высокотемпературного сгустка в центре МОК, кинетическая энергия ионов эффективно преобразуется в тепловую и происходит нагрев плазмы до ионной температуры  $T_i$  масштаба 10–20 кэВ. Высокая ионная температура способствует интенсивному протеканию термоядерных реакций.

Уже в первых экспериментах на установках серии Искра [1, 2], проведенных на 1 гармонике ЛИ (длина волны 1,315 мкм), было показано, что мишени этого типа обладают большим коэффициентом использования энергии ЛИ при относительно невысоких требованиях к однородности облучения и пригодны для исследования неравновесных процессов в высокотемпературной плазме. Было показано, что при введении в мишень ЛИ с энергией 1–10 кДж ионная компонента плазмы может быть нагрета до 3–10 кэВ и получен значительный выход DD нейтронов, достигающий величины масштаба  $10^{10}$ /выстрел [2].

Как ранее показали численные расчеты и результаты проведенных экспериментов [2], интегральный нейтронный выход  $Y$  в зависимости от энергии лазерного излучения  $Q$ , введенного в мишень, от длительности импульса  $\tau$  и внутреннего радиуса мишени  $R$  при относительно малых значениях энергии ЛИ  $Q = 0,05 \div 1$  кДж и  $\lambda = 1,315$  мкм можно приближенно аппроксимировать выражением:

$$Y \approx a \left( \frac{Q}{R \cdot \tau^{0,24}} \right)^{2,7}, \quad (1)$$

где  $Q$  в кДж,  $R$  в мм,  $\tau$  в нс,  $a \approx 1,310^8$  штук

Характер скейлинга  $Y(Q, R, \tau)$  с учетом ряда других параметров, таких, как средняя степень ионизации вещества  $\langle i \rangle$ , средний атомный номер  $\langle A \rangle$  и длина волны лазерного излучения  $\lambda$  легко получить из простых и наглядных соображений.

Рассмотрим в начале случаи, когда посторонние атомы (не изотопы водорода) имеют относительно малый заряд ядра, и можно пренебречь энергией, идущей на их ионизацию. Из-за сильного отрыва температур  $T_e \ll T_i$ , на стадии генерации нейтронов можно считать, что тепловая энергия в основном содержится в ионах.

Будем также полагать, что температуры изотопов водорода и ионов постороннего вещества одинаковы, то есть успевают выравниваться в процессах ион-ионного взаимодействия. Как следует из серии оценок и расчетов, перечисленные выше требования выполняются для элементов с атомным номером  $A \leq 16$  в условиях экспериментов с мишенями МОК, когда  $Q = 50 \div 7000$  Дж,  $0,5 \leq R \leq 2$  мм,  $\tau \approx 0,1 \div 0,4$  нс. Учитывая эти ограничения, определим зависимость  $Y(Q, R, \tau, \langle i \rangle, \langle A \rangle, \lambda)$ , воспользовавшись соображениями размерности и моделью поглощения ЛИ, справедливой при больших потоках излучения. В этой модели предполагается, что для падающего лазерного излучения корона прозрачна, излучение свободно проходит сквозь плазму и поглощается в точке с критической плотностью  $\rho = \rho^*$ . Задача расчета короны в этом приближении имеет автомодельное решение, характеризующееся только двумя размерными параметрами: критической плотностью  $\rho^*$  и плотностью потока лазерного излучения  $q$ . Из соображений размерности имеем:

$$\rho^* v^3 \sim q \sim \frac{Q}{R^2 \tau}, \quad v \sim \left( \frac{Q}{R^2 \tau} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad m \sim \rho^* v \tau. \quad (2)$$

Здесь  $v$  – характерная скорость разлета плазмы.

Учитывая, что  $\rho^* \sim \frac{\langle A \rangle}{(i)} \lambda^{-2}$ , получим следующее выражение для испаренной массы:

$$M \sim \left( \frac{i}{\langle A \rangle} \right)^{-\frac{2}{3}} Q^{\frac{1}{3}} R^{\frac{4}{3}} \tau^{\frac{2}{3}} \lambda^{-\frac{4}{3}}. \quad (3)$$

После фокусировки плазмы в центре МОК практически вся поглощенная энергия лазерного излучения будет содержаться в виде ионной тепловой энергии в центральной области. Энергией электронов при этом можно пренебречь. Отсюда следует, что

$$T_i \sim \frac{Q \cdot \langle A \rangle}{M} = Q^{\frac{2}{3}} R^{-\frac{4}{3}} \tau^{-\frac{2}{3}} \lambda^{\frac{4}{3}} \langle A \rangle^{\frac{1}{3}} \langle i \rangle^{\frac{2}{3}}. \quad (4)$$

Радиус высокотемпературной области, в которой в основном протекают термоядерные реакции, приближенно пропорционален внутреннему радиусу мишени. Характерное время ее существования, а значит и характерное время протекания термоядерных реакций в МОК, оценим следующим образом  $\Delta t \sim \frac{R}{v} \sim R M^{\frac{1}{2}} Q^{-\frac{1}{2}}$ .

Уравнение для скорости генерации нейтронов имеет вид:

$$\frac{dY}{dt} = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle, \quad \frac{1}{(\text{см}^3 \cdot \text{с})}, \quad (5)$$

где  $N_1, N_2$  – концентрации реагирующих частиц (D+D или D+T),  $\langle \sigma v \rangle$  – скорость термоядерной реакции, зависящая лишь от ионной температуры и типа реакции.

Интегральный нейтронный выход из мишени МОК оценим следующим образом

$$Y \sim nR^3 \sim \langle \sigma v \rangle \frac{\rho^2}{\langle A \rangle^2} \Delta t R^3, \quad (6)$$

где  $\rho \sim \frac{M}{R^3}$ .

Для простоты воспользуемся соотношением  $\langle \sigma v \rangle \sim T_i^{3.5}$ , которое подходит для проводимых оценок скорости DD реакций в диапазоне  $T_i \sim 4-10$  кэВ. С учетом этой зависимости и ранее полученных оценок для  $M$  окончательно имеем скейлинг

$$Y \sim \langle i \rangle^{0.67} \langle A \rangle^{0.83} Q^{2.67} R^{-3.33} \tau^{-0.67} \lambda^{1.33}. \quad (7)$$

Таким образом, построенный из простых и наглядных соображений скейлинг, качественно согласуется с интерполяционной формулой (1), полученной на основе экспериментальных данных.

При одинаковых значениях  $Q, R, \tau, \lambda$  нейтронный выход будет тем больше, чем больше  $\langle i \rangle$  и  $\langle A \rangle$ . Проведенные оценки указывают на то, что для повышения нейтронного выхода в мишенях МОК можно использовать гидриды веществ с большим атомным номером. К тому же, отрицательная роль кинетических эффектов, приводящих к некоторому снижению нейтронного выхода, в этих веществах проявляется слабее. Это связано с тем, что кулоновские пробеги по соударениям более тяжелых ионов заметно меньше, чем ионов углерода и газодинамическое приближение для их описания является более обоснованным. Естественно, что при увеличении атомного номера (при заданных условиях облучения) может достигаться лишь частичная ионизация вещества и одновременно увеличиваются затраты на ионизацию и нагрев электронной компоненты плазмы. Указанные факторы ограничивают максимальные значения ионной температуры, которая достигается в центре МОК, по сравнению с веществами с малым значением атомного номера. Температура изотопов водорода из-за наличия сильно нагретых тяжелых ионов дополнительно увеличивается за счет процесса ион – ионной релаксации. Таким образом, можно специально значительно увеличить ионную температуру термоядерного вещества, если оно будет перемешано с веществом, имеющим значительно больший атомный номер, например, с золотом.

Создание слоя вещества, состоящего, например, из золота и дейтерия, представляет сложную технологическую задачу, поэтому в данной работе был предложен и реализован иной способ создания подобных условий. Предложено изготавливать рабочий слой МОК в виде двух слоев: тонкого слоя  $CD_2$  (с варьируемой толщиной), нанесенного на слой из золота, нанесенного в свою очередь на внутреннюю поверхность медного сферического корпуса. Такая реализация достигается сравнительно простыми методами, однако при этом получается более сложный состав плазмы (дейтерий, углерод и золото).

Слой из дейтерополиэтилена должен быть достаточно тонким (сотни ангстрем), чтобы сквозь него заметная часть энергии была доставлена до золотого слоя, привела к образованию золотой плазмы, которая при фокусировании в центре мишени привела бы к проникновению ионов золота в плазму из дейтерополиэтилена и к его дополнительному нагреву.

Основным результатом таких исследований является зависимость температуры ионов от начальной толщины слоя из  $CD_2$ . Очевидно, что температура ионов должна увеличиваться при уменьшении толщины этого слоя.

### Постановка экспериментов

В экспериментах использовались 12 каналов установки. Излучение лазера на второй гармонике вводилось в основную камеру с помощью селективных отражающих зеркал ЗТ4 (коэффициенты отражения для второй и первой гармоник, соответственно,  $R_{2\omega} > 95\%$ ,  $R_{\omega} < 5\%$ ) и фокусировалась на плоскость отверстия ввода ЛИ. По результатам измерений в проведенных опытах контраст излучения, как по мощности, так и по энергии превышал  $10^5 \div 10^6$ .

Технология изготовления мишени типа МОК изложена в [3]. Сферический корпус мишени собирается из двух медных полусфер диаметром 2 мм со средней толщиной  $t_{Cu} \approx 9$  мкм с шестью отверстиями ввода ЛИ диаметром 600 мкм. Внутренняя поверхность во всех мишенях покрыта золотом со средней толщиной 1,1–1,2 мкм и разнотолщинностью  $\sim 30\%$ . На поверхность золота наносился слой дейтерированного полиэтилена –  $(CD_2)_n$  варьируемой толщины в диапазоне от 0,1 до 1 мкм со средней разнотолщинностью слоя  $\sim 30\%$ .

## Результаты экспериментов

В проведенных экспериментах суммарная энергия ЛИ, подведенная к мишени на второй гармонике составила величину 1,6–2,2 кДж, при длительности лазерного импульса  $\sim 0,37 \pm 0,06$  нс.

Изображение области кумуляции в РИ плазмы регистрировалось камерой-обскурой в диапазоне 0,27 кэВ через отверстие ввода ЛИ с пространственным разрешением  $\Delta r \approx 20 \div 50$  мкм. Примеры зарегистрированных в экспериментах изображений области кумуляции плазмы приведены на рис. 2. Во всех опытах в пределах отверстия  $\varnothing 0,6$  мм видны ярко светящиеся образования, похожие на сходящиеся в некоторой области «струи» от пятен первичного облучения. Следует отметить, что в области ожидаемого столкновения «струй», в отличие от облучения излучением основной гармоники установки [2], отсутствует какая-либо более компактная и более яркая область.

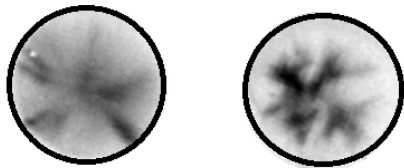


Рис. 2. Примеры изображений области кумуляции плазмы в центре МОК, полученных через отверстия ввода ЛИ диаметром 0,6 мм

Для получения кадровых рентгеновских изображений с временным разрешением использовался рентгеновский регистратор СХР7 с длительностью отдельного кадра  $\sim 100$  пс. Примеры кадров, зарегистрированных вблизи момента максимального

сжатия, полученные в разных опытах, приведены на рис. 3.

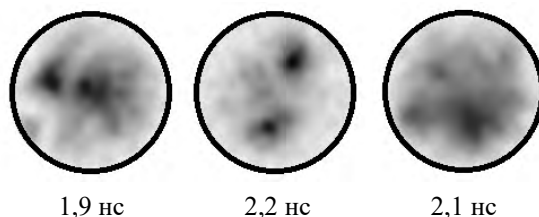


Рис. 3. Примеры кадров СХР7, полученных в экспериментах через отверстия ввода ЛИ диаметром 0,6 мм. Время отсчитывается от момента прихода ЛИ на мишень

Видно, что область кумуляции вблизи момента максимального сжатия разбивается на отдельные компактные образования размером  $\sim 100$ – $150$  мкм.

Регистрация динамики сжатия плазмы в оптическом диапазоне проводилась скоростным хронографом со целевой разверткой [4] через отверстие ввода ЛИ по свечению плазмы внутри боксав участке спектра вблизи  $\lambda = 480$  нм с шириной 50 нм. На рис. 4 приведен пример результата измерений.

Первый импульс свечения – это свечение внутренней полости бокса во время действия ЛИ. Это свечение появляется синхронно с моментом прихода ЛИ в мишень с точностью до единиц пикосекунд, форма импульса повторяет форму ЛИ. Через некоторое время масштаба  $\Delta t \approx 1,3 \pm 0,1$  нс возникает второй максимум свечения за счет кумуляции плазмы. На хронограмме видна динамика появления этого светящегося сгустка плазмы. Минимальный размер сжатой области плазмы на пороге интенсивности  $D_m \approx 250$  мкм.

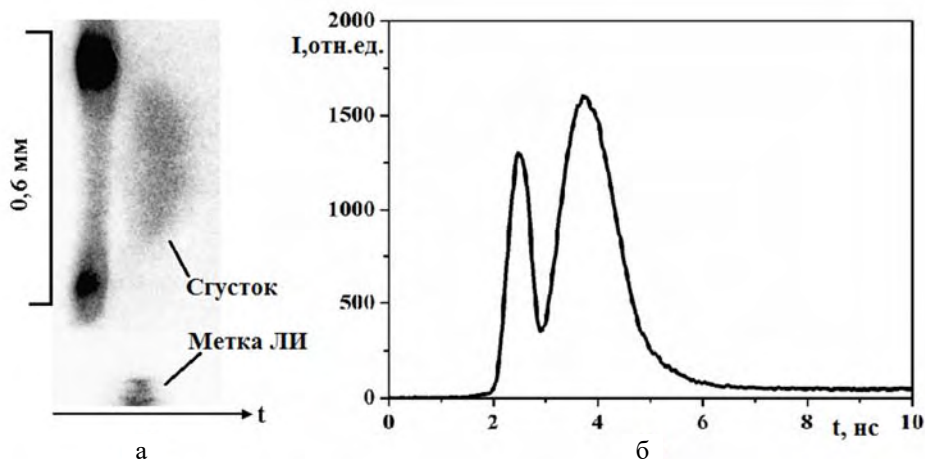


Рис. 4. Результаты измерения динамики сжатия плазмы в оптическом диапазоне: а – хронограмма, б – пропись хронограммы вблизи центра отверстия

### Обсуждение полученных результатов

В рассматриваемой серии экспериментов измерение интегрального нейтронного выхода осуществлялось с помощью методик разработанных ранее: метод активации индия ( $\text{In } 1$ ) тепловыми нейтронами и, метод затянутой регистрации [4]. Кроме того был опробован метод прямой активации индия по реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$  (метод  $\text{In } 2$ ) [5]. Результаты, полученные разными методиками, согласуются с учетом экспериментальных погрешностей.

Для измерения температуры ионной компоненты плазмы по нейтронному спектру использовалась времяпролетная методика (ВПМ) на пролетной базе  $L = 214,8 \pm 0,5$  см сцинтилляционным детектором ТСДИ-45.

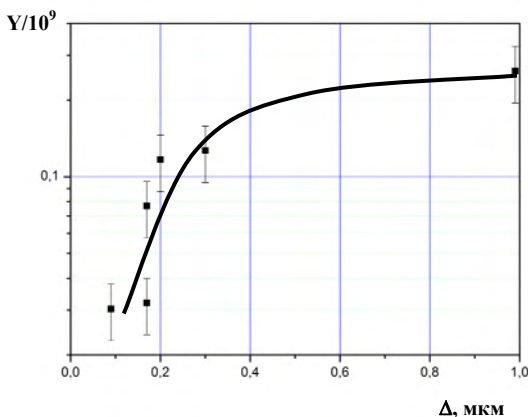
Основная задача проведенных экспериментов заключалась в исследовании влияния толщины слоя  $\text{CD}_2$  на параметры срабатывания МОК. На рис. 5 показаны полученные в экспериментах зависимости нейтронного выхода и ионной температуры плазмы от толщины слоя  $\text{CD}_2$ .

Как и предполагалось, абсолютная величина нейтронного выхода уменьшается с уменьшением толщины слоя за счет снижения концентрации ядер дейтерия в кумулирующей плазме. При росте толщины с 0,1 до 0,3 мкм нейтронный выход растет с  $3 \cdot 10^6$  до  $10^7$ , затем рост замедляется до величины  $2,5 \cdot 10^8$  при толщине  $\text{CD}_2$  около 1 мкм. На том же рисунке показана зависимость ионной температуры плазмы от толщины слоя  $\text{CD}_2$ . Температура ионов, определенная по уширению спектра нейтронов, зарегистрированного времяпролетной методикой возросла примерно вдвое с  $\sim 6,4$  до  $\sim 13$  кэВ при уменьшении толщины слоя  $\text{CD}_2$  с 1 до 0,1 мкм.

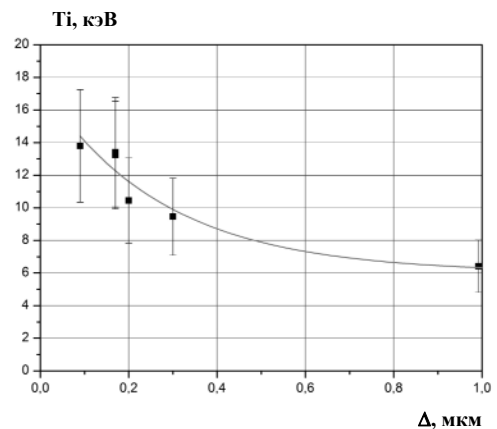
Ранее уже отмечалось, что из рентгеновских изображений центральной области мишени видно, что ни в одном из опытов компактной области кумуляции плазмы в центре мишени, подобной той, которая регистрировалась ранее в опытах с подобными мишенями [2] при их облучении основной гармоникой установки с  $\lambda = 1,315$  мкм, не зарегистрировано. Во всех опытах в пределах отверстия диаметром 600 мкм видны ярко светящиеся образования, похожие на сходящиеся в некоторой области «струи».

Отсутствие компактной центральной области на рентгеновских изображениях свидетельствует о том, что при использовании первой гармоники в ранее проведенных опытах из-за высокого коэффициента отражения и рассеяния падающего излучения происходит эффективное выравнивание потоков по внутренней поверхности бокса. В результате достигается хорошая симметрия потоков плазмы со стенок к центру бокса, и область кумуляции плазмы имеет компактный вид. В случае воздействия излучением второй гармоники достигается высокий коэффициент поглощения ЛИ уже на первом падении излучения на внутреннюю поверхность, в результате чего наблюдается струйный характер течения плазмы от стенок к центру мишени, симметрия течения плазмы нарушается, и область кумуляции становится слабо выраженной.

В проведенной серии экспериментов использовалась фотохронографическая методика регистрации сжатия в оптическом диапазоне, которая показала наличие плазменного образования в центре бокса уже через 1,2 – 1,4 нс после прихода ЛИ



а



б

Рис. 5. Зависимость величины нейтронного выхода: а – ионной температуры плазмы, б – от толщины слоя  $\text{CD}_2$ . Величина погрешностей обусловлена сравнительно небольшим нейтронным выходом в проведенной серии экспериментов

на внутреннюю стенку бокса. Создается ситуация, при которой свечение в центре бокса в оптическом диапазоне ( $\lambda = 480$  нм с шириной 50 нм) возникает и прекращается раньше, чем в рентгеновском. Можно предположить, что на ранних стадиях движения плазма  $CD_2$  интенсивно излучает в регистрируемую полосу за счет бальмеровской серии дейтерия, а на смену этому излучению приходит (когда слой  $CD_2$  полностью прогревается) излучение ионизированного углерода и золота, но уже в мягком рентгеновском диапазоне, которое регистрируется на СХР7.

### Выводы

- На установке «Искра-5» проведена серия полномасштабных экспериментов на второй гармонике лазерного излучения по исследованию работы мишеней с обращенной короной.
- Во всех экспериментах серии при суммарной энергии ЛИ, подведенной к мишени на второй гармонике в диапазоне от 1,6 до 2,2 кДж, зарегистрирован нейтронный выход на уровне от  $10^7$  до  $3 \cdot 10^8$  DD нейтронов за выстрел. При этом температура ионов, определенная по уширению спектра нейтронов, зарегистрированного времяпролетной методикой, возросла примерно вдвое с  $\sim 6,4$  до  $\sim 14$  кэВ при уменьшении толщины слоя  $CD_2$  с 1 до 0,1 мкм.
- Опробована методика регистрации DD нейтронов методом прямой активации индия по

реакции  $^{115}In(n, n\gamma)^{115m}In$ , которая показала свою работоспособность и хорошие перспективы использования на мощных лазерных установках.

Авторы благодарят коллектив сотрудников установки Искра-5 за помощь в постановке и проведении экспериментов.

### Список литературы

1. Бессараб А. В., Долголева Г. В., Заречный А. И. и др. Исследование термоядерной лазерной плазмы в мишенях с обращенной короной // Доклады АН СССР. 1985. Т. 282. С. 857–861.
2. Бессараб А. В., Гайдаш В. А., Долголева Г. В. и др. Результаты первых экспериментов с термоядерными мишенями на мощной лазерной установке «Искра-5» // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 6 (12). С. 716–727.
3. Андроманова Ю. В., Веселов А. В., Жидков Н. В., Иванов И. А. и др. Технология мишеней с непрямым облучением для исследований по инерциальному синтезу в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров. 2001. В. 1. С. 332–339.
4. Веретенников А. И., Горбачёв В. М., Предеин Б. А. Методы исследования импульсных излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Bleuel D. L., Yeamans C. B., Bernstein L. A. et al. Neutron activation diagnostics at the National Ignition Facility // Rev. Sci. Instrum. 2012. Vol. 83. 10D313. P. 1–5.