

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ С ОБРАЩЕННОЙ КОРОНОЙ ПРИ СВЕРХТОНКОМ СЛОЕ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА НА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ ИСКРА-5

*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*

*Российский федеральный ядерный центр —  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 сентября 2018 г.,  
после переработки 25 сентября 2018 г.  
Принята к публикации 22 ноября 2018 г.

Приведены результаты серии экспериментов на лазерной установке Искра-5 по изучению влияния толщины рабочего слоя из полидейтероэтилена  $(CD_2)_n$  на параметры работы мишени с обращенной короной. Во всех экспериментах данной серии при суммарной энергии лазерного излучения, 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. С помощью нейтронной времяпролетной методики зафиксировано увеличение ионной температуры приблизительно от 6.4 до 14 кэВ при уменьшении толщины слоя  $(CD_2)_n$  от 1 до 0.1 мкм.

DOI: 10.1134/S0044451019040199

## 1. ВВЕДЕНИЕ

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

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

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

— первая стадия — поглощение лазерного излучения (ЛИ) слоем рабочего вещества, его испарение

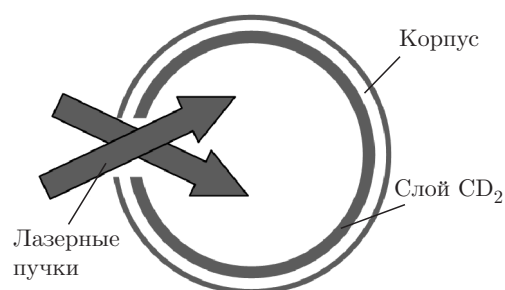


Рис. 1. Принципиальная схема МОК

и образование высокотемпературной плазмы, движущейся к центру мишени;

— вторая стадия — инерционное движение плазмы; 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 энергию и происходит

\* E-mail: staff@vniief.ru

нагрев плазмы до высоких значений ионной температуры  $T_i$ , что способствует интенсивному протеканию термоядерных реакций.

В первых экспериментах на установках серии Искра [1, 2], проведенных на первой 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 1–7 кДж ионная компонента плазмы может быть нагрета до 3–10 кэВ и получен значительный выход нейтронов [2].

Ранее проведенные численные расчеты и эксперименты с МОК [2] показали для случая слоя  $(\text{CD}_2)_n$ , что интегральный нейтронный выход  $Y$  приближенно описывается скейлингом

$$Y \approx a \left( \frac{Q}{R\tau^{0.24}} \right)^{2.7}, \quad (1)$$

где  $Q$  [кДж] — энергия лазерного излучения, введенного в мишень;  $R$  [мм] — внутренний радиус мишени;  $\tau$  [нс] — длительность импульса ЛИ;  $a \approx 1.3 \cdot 10^8$  штук DD-нейтронов при относительно малых значениях энергии ЛИ  $Q = 0.05\text{--}7$  кДж и  $\lambda = 1.315$  мкм.

Скейлинг  $Y(Q, R, \tau)$  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 следующих наглядных соображений.

Рассмотрим случай, когда посторонние атомы рабочего слоя (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 в МОК можно считать, что тепловая энергия в основном содержится в ионах.

Будем также полагать, что температуры изотопов водорода и ионов постороннего вещества одинаковы, т.е. 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 МОК, когда  $Q = 0.05\text{--}7$  кДж,  $0.5 \leq R \leq 2$  мм,  $\tau \approx 0.1\text{--}0.4$  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 частично поглощается в малой окрестности точки 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 поглощенного лазерного излучения  $q$ . Из соображений размерности имеем

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

$$m \approx \rho^* v \tau.$$

Здесь  $v$  — характерная скорость разлета плазмы,  $m$  — поверхностная плотность испаренной массы.

Учитывая, что  $\rho^* \approx \langle A \rangle \lambda^{-2} / \langle i \rangle$ , получим следующее выражение для полной испаренной массы  $M$ :

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

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

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

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

Уравнение для скорости генерации нейтронов в единичном объеме имеет вид

$$\frac{dY}{dt} = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (5)$$

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 МОК оценим следующим образом:

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

Для простоты воспользуемся соотношением  $\langle \sigma v \rangle \sim T_i^{3.5}$ , которое подходит для проводимых

оценок скорости DD-реакций при  $T_i \approx 4$  кэВ. С учетом этой зависимости и ранее полученных оценок имеем

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

Таким образом, скейлинг, построенный из наглядных соображений, качественно согласуется с интерполяционной формулой (1), полученной на основе предыдущих 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 МОК можно использовать гидриды веществ с относительно 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 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.

Нанесение слоя вещества, состоящего, например, из золота и дейтерия, представляет собой сложную технологическую задачу, поэтому в данной работе был предложен и реализован иной способ создания близких условий. В описываемых экспериментах рабочий слой МОК изготавливался в виде двух слоев: тонкого слоя  $(CD_2)_n$  (с варьируемой толщиной), нанесенного на слой из золота, который предварительно был нанесен 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 вопросом таких исследований является зависимость температуры ионов от начальной толщины слоя из  $(CD_2)_n$ . Температура ионов должна увеличиваться при уменьшении толщины этого слоя.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах использовались 12 каналов установки Искра-5. Излучение лазера на второй гармонике вводилось в камеру взаимодействия с помощью селективных отражающих зеркал (коэффициенты отражения для второй и первой гармоник соответственно  $R_{2\omega} > 95\%$ ,  $R_{\omega} < 5\%$ ) и фокусировалось на плоскость отверстия ввода ЛИ. Контраст излучения как по мощности, так и по энергии превышал  $10^5$ – $10^6$ .

Технология изготовления мишени типа МОК изложена в работе [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 мишеней покрыта слоем золота со средней толщиной 1.1–1.2 мкм. На поверхность золота наносился слой дейтерированного полиэтилена  $(CD_2)_n$  толщиной, варьируемой в диапазоне от 0.1 до 1 мкм. Средняя разнотолщинность каждого из двух слоев  $\approx 30\%$ .

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В проведенных экспериментах суммарная энергия ЛИ, подведенная к мишени на второй гармонике, составила 1.6–2.2 кДж при длительности лазерного импульса  $0.37 \pm 0.06$  нс.

Изображение области кумуляции плазмы регистрировалось камерой-обскурой в рентгеновском излучении  $\approx 0.27$  кэВ через отверстие ввода ЛИ с пространственным разрешением  $\Delta r \approx 20$ – $50$  мкм.

Примеры зарегистрированных в экспериментах изображений области кумуляции плазмы приведены на рис. 2. Во всех опытах в пределах отверстия диаметром 0.6 мм видны ярко светящиеся образования, похожие на сходящиеся «струи» от пятен пер-

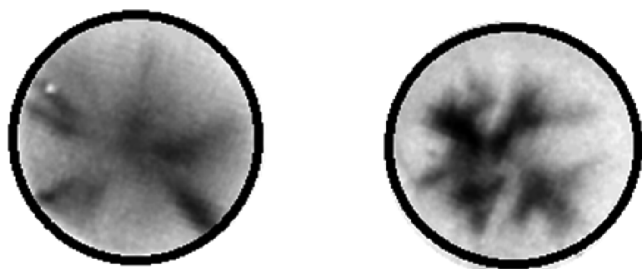


Рис. 2. Примеры интегральных по времени рентгеновских изображений области кумуляции плазмы в центре МОК, зарегистрированных через отверстия ввода ЛИ диаметром 0.6 мм

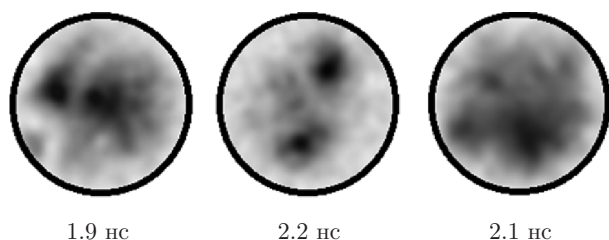


Рис. 3. Примеры кадров СХР7, полученных в разных экспериментах через отверстия ввода ЛИ диаметром 0.6 мм. Время отсчитывается от момента прихода ЛИ на мишень

вичного облучения. Следует отметить, что в области ожидаемого столкновения «струй», в отличие от облучения излучением основной гармоникой установки [2], отсутствует какая-либо более компактная и более яркая область.

Для получения кадровых рентгеновских изображений с временным разрешением использовался рентгеновский регистратор СХР7 [4] с длительностью отдельного кадра  $\sim 100$  пс. Примеры кадров, зарегистрированных вблизи момента максимального сжатия, полученные в разных опытах, приведены на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что область кумуляции вблизи момента максимального сжатия разбивается на отдельные компактные образования размерами  $\sim 100$ – $150$  мкм.

Регистрация динамики сжатия плазмы в оптическом диапазоне проводилась скоростным хронографом со щелевой разверткой через отверстие ввода ЛИ по свечению плазмы внутри бокса вблизи  $\lambda = 480$  нм на участке спектра шириной 50 нм. На рис. 4 приведен пример результата регистрации.

Первый импульс свечения — это свечение внутренней полости бокса во время действия ЛИ. Свече-

ние появляется синхронно<sup>1)</sup> с моментом прихода ЛИ в мишень с точностью до единиц пикосекунд, форма импульса повторяет форму ЛИ. Через некоторое время  $\Delta t \approx 1.3 \pm 0.1$  нс возникает второй максимум свечения за счет кумуляции плазмы. На хронограмме видна динамика появления этого светящегося сгустка плазмы. Минимальный размер сжатой области плазмы на полувысоте интенсивности  $D_m \approx 250$  мкм.

Измерение интегрального нейтронного выхода осуществлялось с помощью штатных методик: метода активации индия (In 1) тепловыми нейтронами и метода затянутой регистрации [5]. Кроме того, был опробован метод прямой активации индия по реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$  (метод In 2) [6]. Результаты, полученные разными методиками, согласуются между собой в рамках экспериментальных погрешностей.

Для измерения температуры ионной компоненты плазмы по нейтронному спектру использовалась времяпролетная методика на пролетной базе  $L = 215 \pm 0.5$  см со сцинтилляционным детектором ТСДИ-45.

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

Абсолютная величина нейтронного выхода  $Y$  уменьшается с уменьшением толщины слоя  $(\text{CD}_2)_n$  за счет снижения количества топлива и увеличивается из-за увеличения скорости термоядерных реакций, обусловленного ростом температуры ионов дейтерия.

При увеличении толщины слоя от 0.1 до 0.3 мкм нейтронный выход растет от  $3 \cdot 10^6$  до  $10^7$ , затем рост замедляется до величины  $2.5 \cdot 10^8$  при толщине  $(\text{CD}_2)_n$  около 1 мкм. На том же рисунке показана зависимость ионной температуры плазмы от толщины слоя  $(\text{CD}_2)_n$ . Температура ионов, определенная по уширению спектра нейтронов, зарегистрированного времяпролетной методикой, возросла примерно вдвое с  $\approx 6.4$  до  $\approx 14$  кэВ при уменьшении толщины слоя  $(\text{CD}_2)_n$  с 1 до 0.1 мкм.

<sup>1)</sup> Время задержки момента появления метки ЛИ на хронограмме откалибровано в предварительных опытах.

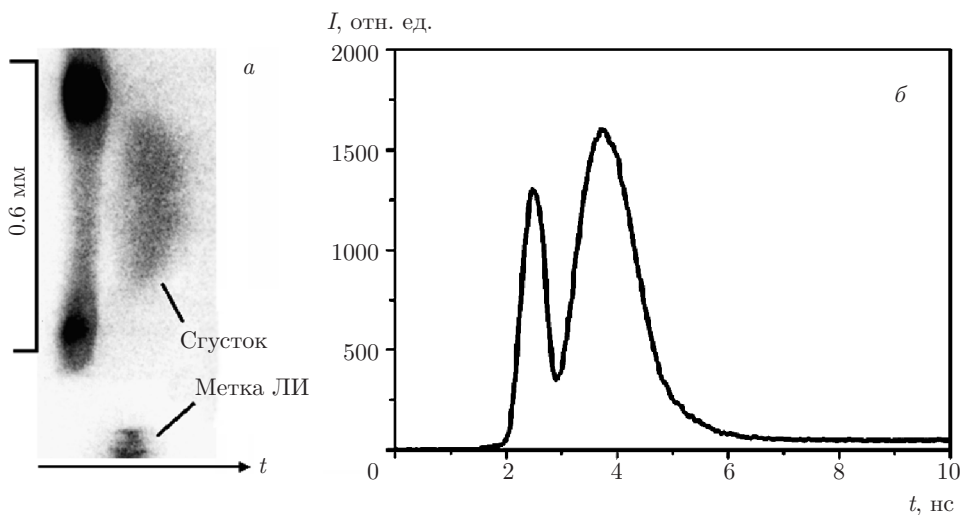


Рис. 4. Результаты регистрации динамики сжатия плазмы в оптическом диапазоне: а) хронограмма, б) пропись хронограммы вблизи центра отверстия

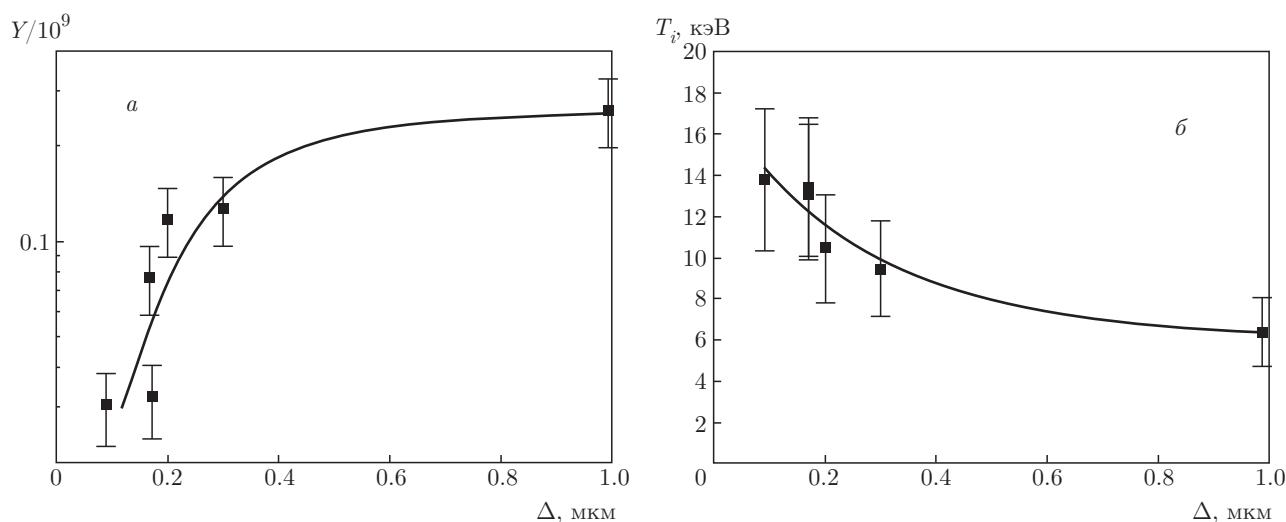


Рис. 5. Зависимость нейтронного выхода (а) и ионной температуры плазмы (б) от толщины слоя  $(\text{CD}_2)_n$ . Величина статистических погрешностей обусловлена сравнительно небольшим нейтронным выходом

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как отмечалось выше, из рентгеновских изображений центральной области мишени видно, что ни в одном из опытов не зарегистрировано 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  $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ . Во всех опытах в пределах отверстия диаметром 600  $\mu\text{m}$  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 больших коэффициентов отражения и рассеяния падающего излучения происходит эффективное выравнивание потоков по внутренней поверхности бокса. В результате достигается лучшая 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

при 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 хронографическая методика регистрации сжатия в оптическом диапазоне, которая показала наличие плазменного образования в центре бокса уже через 1.2–1.4 нс после прихода ЛИ 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  $(\text{CD}_2)_n$  интенсивно излучает в регистрируемую полосу за счет бальмеровской серии дейтерия, а на смену этому излучению, когда слой  $(\text{CD}_2)_n$  полностью прогревается, приходит излучение ионизованного углерода и золота, но уже в мягком рентгеновском диапазоне, которое регистрируется на СХР7.

## 5. ВЫВОДЫ

На установке Искра-5 проведена серия экспериментов на второй гармонике лазерного излучения по исследованию работы мишеней с обращенной коронной и сверхтонким слоем рабочего вещества. Эксперименты были стимулированы расчетными оценками, выявившими зависимость параметров кумулирующей плазмы от степени ионизации и атомного веса.

Для создания близких к расчетным условий рабочий слой МОК изготавливался в виде двух слоев: тонкого слоя  $(\text{CD}_2)_n$  (с варьируемой толщиной), нанесенного на слой из золота, который предварительно был нанесен на внутреннюю поверхность медного сферического корпуса.

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 (от  $\approx 6.4$  до  $\approx 14$  кэВ) при уменьшении толщины слоя  $(\text{CD}_2)_n$  от 1 до 0.1 мкм, что качественно соответствует проведенным расчетным оценкам.

Опробована методика регистрации DD-нейтронов методом прямой активации индия по реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ , которая показала свою работоспособность и перспективность использования на мощных лазерных установках.

**Благодарности.** Авторы благодарят коллектив сотрудников установки Искра-5 за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Бессараб, Г. В. Долголева, А. И. Зарецкий и др., ДАН СССР **282**, 857 (1985).
2. А. В. Бессараб, В. А. Гайдаш, Г. В. Долголева и др., ЖЭТФ **102**, 716 (1992).
3. A. V. Veselov, V. S. Drozhin, A. A. Druzhinin et al., Fusion Technology **28**, 1838 (1995).
4. В. П. Лазарчук, Д. Н. Литвин, А. Г. Кравченко и др., Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ **9**, 132 Саров (2005).
5. А. И. Веретенников, В. М. Горбачёв, Б. А. Предеин, *Методы исследования импульсных излучений*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
6. D. L. Bleuel, C. B. Yeamans, L. A. Bernstein et al., Rev. Sci. Instr. **83**, 10D313 (2012).