

## ИССЛЕДОВАНИЯ ПО НЕПРЯМОМУ (РЕНТГЕНОВСКОМУ) ОБЛУЧЕНИЮ ВЫСОКОАСПЕКТНЫХ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИКРОМИШЕНЕЙ НА УСТАНОВКЕ ИСКРА-5

Ф. М. Абзаев<sup>а</sup>, С. А. Бельков<sup>а\*</sup>, А. В. Бессараб<sup>а</sup>, С. В. Бондаренко<sup>а</sup>, В. С. Бушуев<sup>б</sup>,  
В. А. Гайдаш<sup>а</sup>, С. Г. Гаранин<sup>а</sup>, Г. В. Долголева<sup>а</sup>, В. М. Дорогоготовцев<sup>б</sup>, Н. В. Жидков<sup>а</sup>,  
В. М. Изгородин<sup>а</sup>, Г. А. Кириллов<sup>а</sup>, Г. Г. Кочемасов<sup>а†</sup>, Д. Н. Литвин<sup>а</sup>,  
С. П. Мартыненко<sup>а</sup>, Ю. А. Меркульев<sup>б</sup>, В. М. Муругов<sup>а</sup>, Л. С. Мхитарьян<sup>а</sup>,  
А. В. Пинегин<sup>а</sup>, С. И. Петров<sup>а</sup>, А. В. Сеник<sup>а</sup>, Н. А. Суслов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Российский федеральный ядерный центр  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия

<sup>б</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 января 1998 г.

На лазерной установке Искра-5 впервые выполнены эксперименты по непрямому (рентгеновскому) облучению высокоаспектных капсул (с отношением диаметра к толщине  $\approx 900$ ), наполненных DT-газом. Показано, что все измеренные характеристики (нейтронный выход, температура ионов, время схождения оболочки и т.д.) хорошо воспроизводятся в расчетах по одномерной программе неравновесной радиационной газовой динамики СНДП (спектральная неравновесная диффузия поглощения). В расчетах находят объяснение и экспериментально зарегистрированный факт генерации меньшего количества нейтронов в опыте с более высоким измеренным значением ионной температуры DT-газа.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Система непрямого облучения мишеней со сферическим боксом-конвертором, используемая в экспериментах на установке Искра-5, позволяет, как показывают расчеты и эксперименты [1], реализовать близкие к сферически-симметричным условия сжатия DT-топлива, находящегося внутри стеклянных микрооболочек. Из расчетов следует, что при отношении  $D/d \approx 7$ , где  $D$  и  $d$  — соответственно диаметры кожуха и оболочки, характерная величина неоднородности облучения при учете разброса лазерной энергии по фокусируемым лучам составляет около 3%.

Представляют, однако, интерес эксперименты с оболочками относительно большого диаметра:  $D/d \approx 2-3$ . Несмотря на то что такие оболочки будут частично освещаться лазерным излучением и степень симметризации рентгеновского излучения при сравнительно малом зазоре между кожухом и оболочкой будет заметно меньше, чем при  $D/d \approx 7$ , можно попытаться реализовать близкое к сферически-симметричному сжатию DT-топлива, используя толщину оболочки заметно меньше той, которая прогревается за

\*E-mail: belkov@otd13.vniief.ru

†E-mail: kochemasov@otd13.vniief.ru

время действия рентгеновского импульса. Как показали эксперименты [2], прогреваемая толщина стекла в боксе диаметром  $D = 2$  мм, составляет величину  $\Delta_{defl} \approx 5-7$  мкм.

Эксперименты с тонкими оболочками миллиметрового диаметра интересны также с точки зрения отработки новых методик и повышения точности средств диагностики плазмы. Так, например, увеличение времени схлопывания оболочки позволяет повысить относительную точность определения момента генерации нейтронов, что важно для проверки ряда тонкостей в программах расчета работы мишеней. Для проведения экспериментов на установке Искра-5 [3] в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН были изготовлены две оболочки диаметром 0.8–0.9 мм с толщиной стенки  $\approx 1$  мкм.

В данной статье представлены результаты двух экспериментов с этими оболочками, выполненных по схеме непрямого облучения на установке Искра-5 [3]. В одном из них диаметр золотого бокса-конвертора был равен  $D = 2$  мм, в другом —  $D = 4$  мм. Характерная интенсивность облучения внутренней поверхности кожуха лазерными лучами различалась в этих опытах примерно в четыре раза. Согласно имеющимся на сегодняшний день представлениям, в четырехмиллиметровом боксе ведущим является тормозное поглощение лазерного излучения. В двухмиллиметровом боксе действующая на поверхность кожуха интенсивность составляет  $I \approx (5-7) \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Поэтому параметр  $I\lambda^2$ , характеризующий нелинейность взаимодействия лазерного излучения с плазмой, достаточно велик ( $I\lambda^2 \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>·мкм<sup>2</sup>). В результате заметная часть энергии из лазерной короны уносится быстрыми ионами, имеющими скорость  $\approx 5 \cdot 10^8$  см/с. Эти ионы могут передавать оболочке, как показали эксперименты с магниевым покрытием кожуха [4], энергию достаточную для генерации около  $10^9$  нейтронов за импульс. Поэтому варьирование диаметра кожуха позволяет пролить дополнительный свет на роль быстрых ионов.

В работе проводится также расчетный анализ результатов экспериментов и даются рекомендации по развитию данного направления исследований.

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ, МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Параметры лазерного излучения

Суммарная энергия установки на выходе усилителей составила в первом опыте  $E_{\Sigma} \approx 9700$  Дж ( $\langle E_{chan} \rangle = 810$  Дж), во втором  $E_{\Sigma} \approx 10060$  Дж ( $\langle E_{chan} \rangle = 840$  Дж). Зарегистрированная форма отдельных импульсов близка к гауссовой.

Расходимость излучения в каналах близка к номинальной  $\theta_{0.8E} < 10^{-4}$  рад. Контраст излучения во всех каналах был достаточно высок:  $k_E \geq 10^6$ ,  $k_P \geq 10^6$ . Как показывает опыт многолетних исследований, при таком уровне контраста отсутствует самовозбуждение усилителей и до прихода основного импульса плазма на внутренней поверхности мишени не образуется. Точность поперечного наведения на мишень равна  $\pm 30$  мкм, точность продольного согласования фокусов юстировочного и силового излучения —  $\pm 100$  мкм. Диаметр перетяжек лазерных пучков составляет  $\sim 100$  мкм.

Форма суммарного импульса излучения по всем каналам, полученная методом интегрирования отдельных импульсов с учетом энергии канала и разновременности прихода импульсов на мишень, приведена на рис. 1. Там же приведена кривая набора энергии, полученная интегрированием суммарного лазерного импульса.

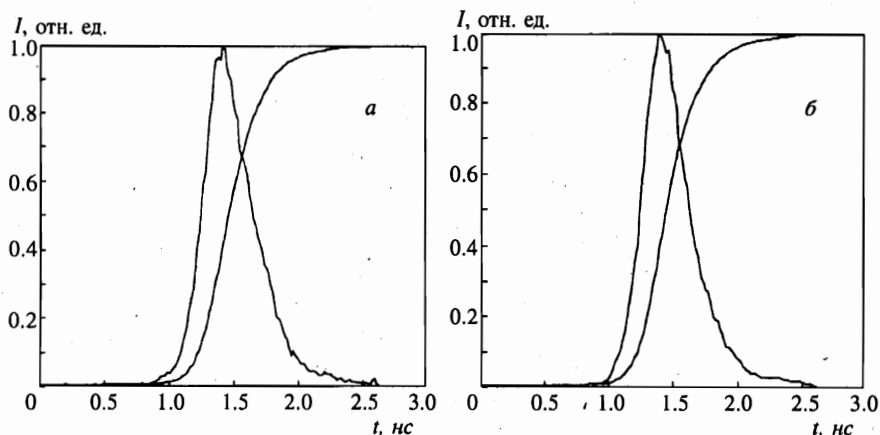


Рис. 1. Форма импульса лазерного излучения и интегральный импульс: *a* — опыт № 1,  $\tau_{0.5} = 0.38$  нс; *б* — опыт № 2,  $\tau_{0.5} = 0.37$  нс

## 2.2. Особенности конструкции мишени

Мишень состояла из медного тонкостенного сферического корпуса (кожуха), внутренняя поверхность которого покрыта слоем золота толщиной  $\sim 1$  мкм, а внешняя — висмутом толщиной 0.1–0.3 мкм. Диаметр отверстий ввода лазерного излучения составлял 0.6 мм в боксе диаметром  $D = 2$  мм и 0.7 мм в боксе диаметром  $D = 4$  мм. В центре располагалась стеклянная микросфера диаметром 0.8–0.9 мм с толщиной стенки около 1 мкм, наполненная газообразной DT-смесью с давлением  $P_{DT} \approx 3.5$  атм. Микросферы были изготовлены в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, корпуса — во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики.

## 2.3. Диагностика параметров воздействия лазерного излучения на мишень

Комплекс диагностической аппаратуры установки Искра-5 подробно описан в работе [5]. Ниже приводятся основные результаты экспериментов, при необходимости дополненные особенностями измерительных методик. Основные результаты экспериментов приведены в табл. 1.

Для регистрации изображений мишени в собственном рентгеновском излучении использовался набор камер-обскур: обзорные для наблюдения за состоянием всех шести отверстий для ввода излучения, камера-обскура для наблюдения состояния центральной микромисени. На рис. 2 приведены рентгеновские изображения сжатой области центральной капсулы, наблюдаемые через отверстие для ввода лазерного излучения. Видно, что в обоих экспериментах рентгеновское свечение сжатой области имеет кольцеобразную форму с провалом интенсивности в центре. Диаметр кольца по максимуму интенсивности свечения составляет 250–260 мкм в опыте № 1 и 225–235 мкм в опыте № 2. В опыте № 1 распределение интенсивности по периметру кольца заметно неоднородно. В опыте № 2 кольцо имеет заметно меньшую ширину, а распределение интенсивности по периметру более однородно.

Время схождения оболочек регистрировалось с помощью временной развертки рентгеновского изображения области расположения центральной капсулы в диапазо-

Таблица 1

## Основные результаты экспериментов

№ опыта	$D_{\text{бок}}/D_h$ , мм	$D_{sh}$ , мкм	$\Delta R_{sh}$ , мкм	$P_{\text{ДТ}}$ , атм	$E_L$ , Дж	$\tau_{\gamma\gamma}$ , нс	$\tau_{\gamma n}$ , нс	$N$ , $10^9$	$T_{\text{ДТ}}$ , кэВ
1	2/0.6	811	0.9	3.5	7300	$1 \pm 0.15$	$0.83 \pm 0.05$	5.5	1
2	4/0.7	907	1.1	3.5	7500	$1.45 \pm 0.05$	$1.10 \pm 0.05$	0.6	3.2

Обозначения:  $D_{\text{бок}}/D_h$  — диаметры кожуха-конвертора и отверстий ввода лазерного излучения;  $D_{sh}$ ,  $\Delta R_{sh}$  — диаметр стеклянной микросферы и ее толщина соответственно;  $P_{\text{ДТ}}$  — давление ДТ-газа;  $E_L$  — энергия лазерного излучения, введенная в камеру взаимодействия;  $\tau_{\gamma\gamma}$  — задержка начала генерации рентгеновского излучения от сжатого ядра относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора,  $\tau_{\gamma n}$  — задержка начала генерации нейтронов относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора,  $N$  — интегральный нейтронный выход;  $T_{\text{ДТ}}$  — температура ДТ-топлива, определенная по времяпролетной методике.

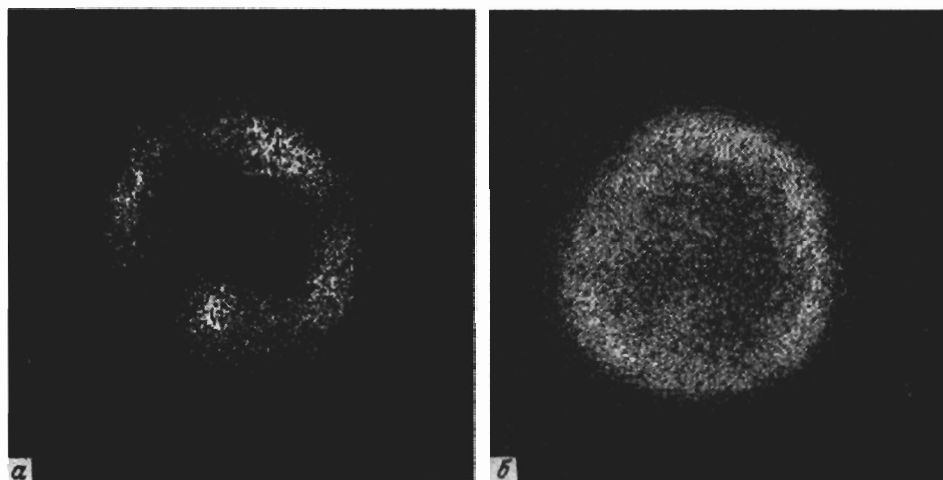


Рис. 2. Рентгеновские изображения сжатой области: а — опыт № 1, фильтр — 10 мкм ППК + 5 мкм Ti; б — опыт № 2, фильтр — 10 мкм  $C_6H_8Cl_4$

не энергии квантов  $h\nu \sim 4$  кэВ на рентгеновском хронографе [6]. На рис. 3 приведены результаты такой регистрации, полученные в данных экспериментах. На временной развертке свечения капсулы отчетливо наблюдаются два максимума. Первый отвечает рентгеновскому свечению кожуха-конвертора, а второй возникает в результате сжатия топлива и его нагрева. Временной интервал между этими импульсами характеризует время сжатия  $\tau_{\gamma\gamma}$ , которое приведено в табл. 1. Значения  $\tau_{\gamma\gamma}$  получены методом ли-

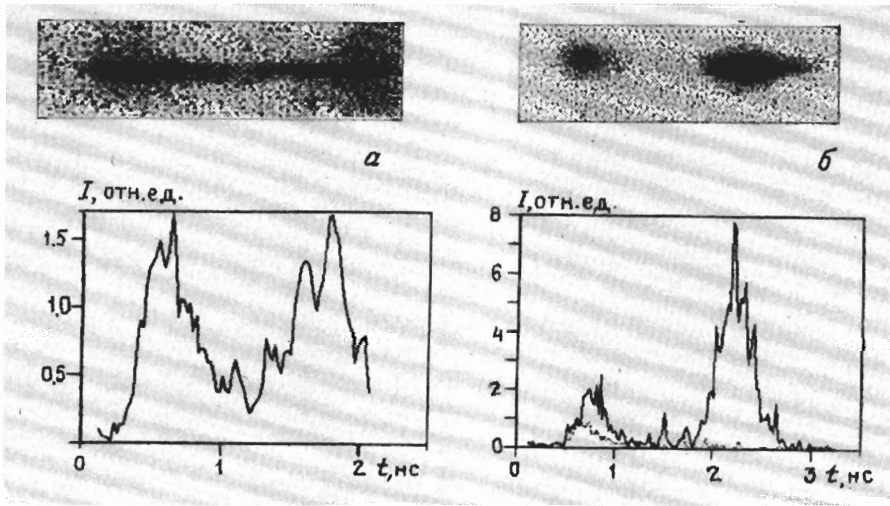


Рис. 3. Результаты обработки хронограмм рентгеновского свечения центральной капсулы: *a* — опыт № 1; *б* — опыт № 2

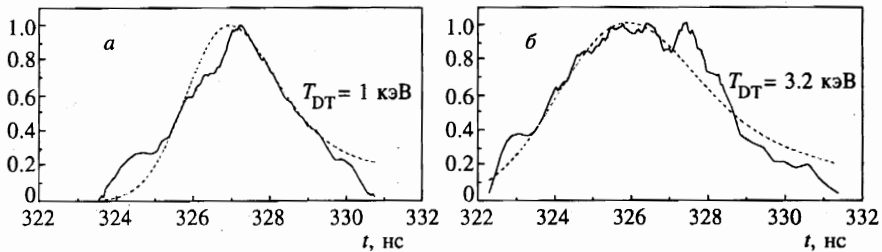


Рис. 4. Оцифровка осциллограмм, полученных с помощью времяпролетной методики на расстоянии 16.7 м, для опытов № 1 (*a*) и № 2 (*б*) (сплошные кривые), а также расчетный сигнал с учетом переходной функции детектора (штриховые кривые) для оптимальной температуры ионов DT-газа

нейной аппроксимации передних фронтов импульсов до пересечения с осью времени и вычисления по этим точкам соответствующей задержки. Значительная изрезанность переднего фронта импульса при сжатии топлива в первом опыте приводит к заметному увеличению погрешности измерения  $\tau_{\gamma\gamma}$ . Во втором опыте величина  $\tau_{\gamma\gamma}$  несколько больше, что согласуется с уменьшением подводимой к капсуле энергии из-за увеличения диаметра кожуха.

Интегральный нейтронный выход измерялся с помощью комплекса методик, описанного в [5]. Измеренные значения нейтронного выхода в проведенных опытах приведены также в табл. 1.

На рис. 4 представлены результаты регистрации нейтронного импульса (времяпролетная методика) с помощью детектора, расположенного на расстоянии 16.7 м. Здесь

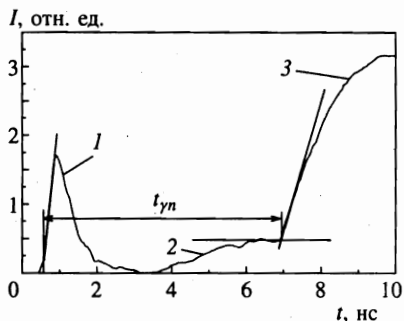


Рис. 5. Оциллограмма с выхода регистратора момента генерации нейтронного излучения (опыт № 1): 1 — репер, 2 — импульс жесткого рентгеновского излучения, 3 — нейтронный импульс

же приведены расчетные сигналы для заданной температуры ионов. Видно, что в опыте № 2 при меньшем выходе нейтронов ионная температура выше.

Для определения задержки между началом генерации рентгеновского излучения и моментом рождения термоядерных нейтронов  $\tau_{\gamma n}$  использовался детектор нейтронного излучения на основе кремниевого полупроводникового  $p-i-n$ -диода типа СППД11-02 [7]. Для повышения эффективности регистрации нейтронов на передней поверхности диода устанавливался конвертор из полиэтилена. Детектор размещался в защитном свинцовом кожухе и располагался на расстоянии примерно 15 см от мишени. При близком расположении детектора от мишени время нарастания переходной характеристики диода типа СППД11-02 не позволяет непосредственно измерить форму нейтронного импульса, а также отделить его от рентгеновского. Поэтому свинцовая защита датчика подбиралась таким образом, чтобы практически полностью подавить жесткое рентгеновское излучение, а в качестве временной метки использовался сигнал с выхода вакуумного рентгеновского диода, регистрирующего рентгеновское излучение с энергией квантов вблизи  $h\nu \sim 1.5$  кэВ. Сигналы с вакуумного рентгеновского диода и  $p-i-n$ -диода регистрировались на одном луче осциллографа типа СРГ-7. Для определения величины  $\tau_{\gamma n}$  из измеренного по оциллограмме временного интервала  $t_{\gamma n}$  между импульсами рентгеновского и нейтронного излучений вычитались временная задержка схемы регистрации  $t_{scheme}$  и разница времен прохождения фотонами и нейтронами расстояния от мишени до регистратора  $t_R$ :

$$\tau_{\gamma n} = t_{\gamma n} - t_{scheme} - t_R.$$

На рис. 5 показана зарегистрированная в опыте № 1 оциллограмма. Как видно на рис. 5, полупроводниковым детектором помимо нейтронного зарегистрировано также жесткое рентгеновское излучение, частично прошедшее через защиту датчика. Во втором эксперименте выход жесткого рентгеновского излучения, по-видимому, снизился настолько, что оказался ниже порога регистрации и на оциллограмме не наблюдался. Амплитуда нейтронного импульса уменьшилась в опыте № 2 примерно в 10 раз. Зарегистрированное время задержки генерации нейтронного излучения относительно рентгеновского излучения составило  $\tau_{\gamma n} = 0.83 \pm 0.05$  нс в эксперименте № 1 и  $\tau_{\gamma n} = 1.10 \pm 0.05$  нс в эксперименте № 2.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### 3.1. Однородность рентгеновского облучения

Обсуждение начнем с оценок неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы, содержащей DT-газ. Расчет поглощения лазерного излучения проводился методом Монте-Карло. При этом учитывались: реальная трехмерная геометрия лазерных пучков и отверстий ввода лазерного излучения, поглощение, многократное переотражение лазерного излучения внутри полости-конвертора мишени. Считалось, что лазерное излучение поглощается по тормозному механизму с коэффициентом поглощения  $k_n = k_0 \cos^3 \gamma$  ( $\gamma$  — угол падения излучения на поверхность) с  $k_0 = 0.5$ . Расчеты проводились в предположении о неизменности формы отражающей поверхности за время действия лазерного импульса и для идеализированного случая отсутствия дисбаланса энергии лазерного излучения по различным каналам.

В опыте № 1 из-за большого относительного (по отношению к диаметру полости) диаметра поверхность капсулы с DT-газом оказалась частично на пути распространения лазерного излучения. Распределение лазерного поглощения на поверхности капсулы, полученное в расчете, показано на рис. 6а.

Как видно на приведенном рисунке, основная доля лазерного поглощения на поверхности капсулы приходится на области, в которых лазерные пучки касались поверхности капсулы. Суммарная величина поглощения лазерного излучения поверхностью капсулы составила в этом опыте 2.9% от введенной в полость мишени лазерной энергии (сравнительно невысокая величина поглощенной капсулой доли энергии излучения объясняется большими характерными величинами  $\gamma$  углов падения излучения на поверхность капсулы и, следовательно, малыми величинами коэффициента тормозного поглощения в расчетах).

Для геометрии ввода лазерного излучения внутрь кожуха-конвертора, соответству-

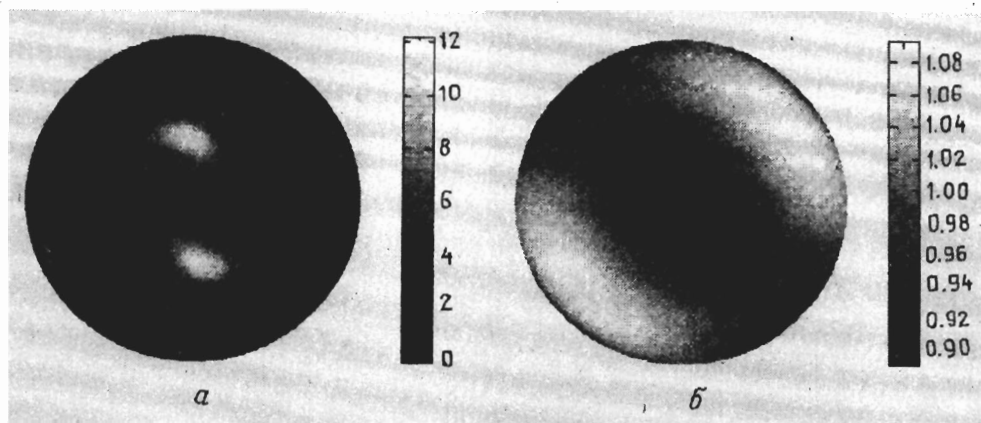


Рис. 6. Нормированные распределения лазерного поглощения (а) и поля рентгеновского излучения (б) на поверхности центральной капсулы

ющей эксперименту, были выполнены оценки неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы с DT-газом. Плотность потока рентгеновского излучения на поверхности полости-конвертора определялась по распределению поглощенной лазерной энергии на внутренней поверхности кожуха исходя из соотношений энергетического баланса и записывалась в виде

$$S_r(\theta, \varphi) = A_1 Q_L(\theta, \varphi) + A_2 \bar{Q}_L,$$

где  $Q_L(\theta, \varphi)$  — поглощенная интенсивность лазерного излучения в данной точке на внутренней поверхности полости мишени,  $\bar{Q}_L$  — средняя поглощенная интенсивность лазерного излучения, а коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$  выражаются через альбедо рентгеновского излучения  $\alpha$ , коэффициент конверсии лазерного излучения в первичное рентгеновское  $\eta$ , относительную площадь отверстий для ввода лазерного излучения  $\beta$  и равны

$$A_1 = 0.5(1 + \alpha)\eta, \quad A_2 = \alpha\eta(1 - \beta) \left[ 0.5 + \frac{\alpha(1 - 0.5\beta)}{1 - \alpha(1 - \beta)} \right].$$

Влиянием центральной капсулы на формирование рентгеновского излучения на стенках кожуха пренебрегалось. Степень этого влияния можно оценить характерной величиной телесного угла, под которым центральная капсула видна с поверхности кожуха, т. е. величиной  $\sim (D_{sh}/D_{box})^2$ . Результаты расчета неоднородности поля рентгеновского излучения на поверхности центральной капсулы приведены на рис. 6б.

Полученные величины максимальной ( $\varepsilon_{max} = |I_{max} - I_{min}|/2\bar{I}$ ) и среднеквадратичной неоднородности (а также величины потерь энергии лазерного излучения в отверстия за счет многократного внутреннего отражения) приведены в табл. 2. Здесь же приведены амплитуды  $\tilde{\gamma}_l = \sqrt{\alpha_{lm}\alpha_{lm}^*}$  гармоник с данным орбитальным моментом  $l$  в разложении нормированного распределения  $\tilde{I}_x = I/|I|$  падающего на поверхность капсулы рентгеновского излучения.

Таблица 2

### Неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы

№ опыта	$E_h, \%$	$E_{sh}, \%$	$\varepsilon_{max}, \%$	$\varepsilon_{msd}, \%$	$\tilde{\gamma}_1$	$\tilde{\gamma}_2$	$\tilde{\gamma}_3$	$\tilde{\gamma}_4$	$\tilde{\gamma}_5$
1	41	2.9	10	5.0	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$
2	21	0.028	5.2	2.9	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

**Обозначения:**  $E_h, E_{sh}$  — доли энергии лазерного излучения, вышедшей в отверстия ввода и поглощенной капсулой (в % от введенной в мишень),  $\varepsilon_{max}$  — максимальная неоднородность,  $\varepsilon_{msd}$  — среднеквадратичная неоднородность,  $\tilde{\gamma}_l$  — амплитуды разложения нормированного распределения поля рентгеновского излучения на поверхности центральной капсулы по сферическим гармоникам.

### 3.2. Расчеты работы мишени

Расчетный анализ проводился при использовании одномерной программы радиационной газовой динамики СНДП (спектральная неравновесная диффузия поглощения) [8]. Параметры мишеней и лазерного импульса, задаваемые в расчетах, соответствовали экспериментальным.



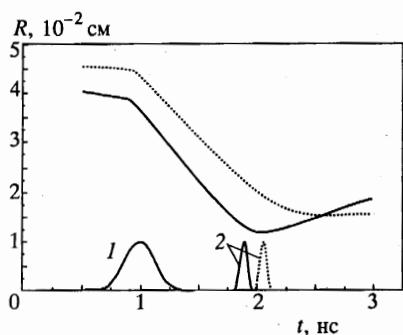


Рис. 7

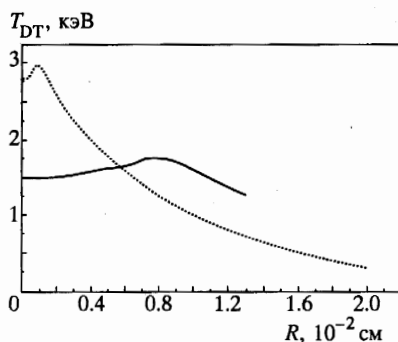


Рис. 8

Рис. 7. Расчетные  $R-t$ -диаграммы движения границы между газом и стеклом, лазерный (1) и нейтронные (2) импульсы в опытах № 1 (сплошные кривые) и № 2 (пунктир)

Рис. 8. Расчетные профили ионной температуры в DT-газе на момент генерации максимального нейтронного потока для опытов № 1 (сплошная кривая) и № 2 (пунктир)

В расчетах учитывались следующие физические процессы: тормозное поглощение лазерного излучения на внутренней поверхности кожуха-конвертора, его переотражение и выход в отверстия для ввода лазерного излучения; неравновесная, нестационарная кинетика ионизации многозарядной плазмы в приближении среднего иона [9]; генерация, поглощение и перенос рентгеновского излучения (с учетом выхода его части в отверстия для ввода лазерного излучения) в приближении спектральной диффузии; электронная и ионная теплопроводности; электрон-ионная релаксация; генерация нейтронов. Все расчеты проводились без учета влияния «быстрых» ионов, ускоряемых в лазерной короне, на динамику сжатия центральной мишени, т. е. считалось, что сжатие стеклянной микромишени осуществлялось под воздействием рентгеновского излучения, генерируемого стенками бокса-конвертора, и золотой плазмы, прилетающей к центру бокса.

Основные результаты расчетов приведены в табл. 3. На рис. 7 показаны  $R-t$ -диаграммы движения границы между газом и стеклом, лазерный и нейтронные импульсы, полученные в расчетах. Обращает на себя внимание тот факт, что генерация нейтронов в опыте № 2 происходит задолго до достижения максимального сжатия DT-газа. На рис. 8 показаны расчетные распределения ионной температуры газа на моменты времени, соответствующие генерации половины нейтронного выхода. Видно, что для расчета опыта № 1 температура газа практически выровнена по объему, в то время как для опыта № 2 распределение крайне неоднородно. Анализ результатов расчета показал, что в случае опыта № 1 аналогичное распределение температуры возникает на момент времени близкий к моменту фокусировки первой ударной волны в центре капсулы. При этом генерируется около  $10^8$  нейтронов. Однако затем происходит дожатие газа, в процессе которого температура в центре уменьшается. Но так как генерация нейтронов происходит практически во всем объеме, полное число нейтронов увеличивается более чем в 10 раз. Существенно, что в стадии дожатия участвует и золотая плазма, препятствующая разлету сжатой капсулы и увеличивающая время удержания горячего DT-газа. В расчете для опыта № 2 золотая плазма не успевает долететь до капсулы, температура газа быстро понижается, и при дожатии практически не происходит дополнительной

генерации нейтронов. В целом наблюдается удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными результатами по абсолютному нейтронному выходу, времени его генерации и температуре газа.

Таблица 3

## Результаты расчетов работы мишени

№ опыта	$E_{abs}$ , кДж	$k_{abs}$	$T_\gamma$ , эВ	$E_\gamma$ , кДж	$t_N$ , нс	$\delta_N$	$\delta_{max}$	$N$ , $10^9$	$T_{DT}$ , кэВ
1	4.62	0.63	195	1.79	0.89(0.85)	30	40	3.8(5.0)	1.5(1.0)
2	5.86	0.78	144	0.74	1.05(1.1)	14	26	0.58(0.50)	2.5(3.0)

**Обозначения:**  $E_{abs}$  — энергия лазерного излучения, поглощенная внутри бокса-конвертора,  $k_{abs}$  — коэффициент поглощения,  $T_\gamma$  — максимальная эффективная температура излучения внутри бокса-конвертора,  $E_\gamma$  — энергия рентгеновского излучения, вышедшего в отверстия для ввода лазерного излучения,  $t_N$  — время генерации нейтронного импульса относительно максимума лазерного импульса,  $\delta_N$  — степень сжатия DT-газа на момент генерации нейтронного импульса,  $\delta_{max}$  — максимальная степень сжатия. В таблице в скобках приведены также экспериментальные значения  $t_N$ ,  $N$  и  $T_{DT}$ .

Исходя из приведенных расчетных данных можно сделать вывод о том, что, несмотря на снижение на порядок нейтронного выхода в эксперименте № 2 по сравнению с экспериментом № 1 (см. табл. 1) температура газа, измеренная по спектру нейтронов, зарегистрированному по времяпролетной методике, может быть существенно более высокой. Это связано с тем, что генерация нейтронов во втором опыте происходит в малой части DT-топлива. Таким образом, можно понять «противоречие», наблюдаемое в табл. 1, когда более низкий нейтронный выход в опыте № 2 отвечает более высокой ионной температуре. Столь хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных представляется естественным для опыта № 2, в котором средняя интенсивность падающего на кожух излучения составляет  $I_0 = E_L / \pi D^2 \tau \simeq 4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и поэтому роль нелинейных эффектов в плазме пренебрежимо мала. Для опыта № 1  $I_0 \simeq 1.6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, а «действующая» внутри полости интенсивность  $I \simeq 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Как отмечалось выше, для этих условий влияние «быстрых» ионов при их взаимодействии с центральной мишенью может быть не мало. Для выяснения возникающих здесь вопросов требуются дополнительные экспериментальные и расчетные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкомитета Российской Федерации по науке и технологиям на лазерной термоядерной установке Искра-5 (регистрационный номер 01-50), а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-01-00046).

## Литература

1. G. G. Kochemasov, in *Proc. of the 23rd European Conference (St. John's College, Oxford, 19-23 September 1994)*, Institute of Physics Conference Series Number 140, 17 (1995).

2. S. A. Bel'kov, A. V. Bessarab, V. A. Gaydash et al., in *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion (Madrid, Spain)*, ed. by G. Velarde, J. M. Martinez-Val, World Sci. Publ., Singapore (1997), p. 469.
3. Ф. М. Абзаев, В. И. Анненков, В. Г. Безуглов и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 28 (1993).
4. S. A. Bel'kov, A. V. Bessarab, V. A. Gaydash et al., in *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion (Madrid, Spain)*, ed. by G. Velarde, J. M. Martinez-Val, World Sci. Publ., Singapore (1997), p. 437.
5. Ф. М. Абзаев, А. В. Бессараб, Г. Г. Кириллов и др., ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 4, 68 (1992):
6. В. П. Лазарчук, В. М. Муругов, С. И. Петров, А. В. Сеник, Физика плазмы **20**, 101 (1994).
7. А. В. Бессараб, С. Г. Гаранин, Г. А. Кириллов и др., в сб. *Тез. Докл. 9-го совещания по диагностике высокотемпературной плазмы, (С.-Петербург, Россия, 2-4 июня 1997)*.
8. С. А. Бельков, Г. В. Долголева, ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 59 (1992).
9. С. А. Бельков, П. Д. Гаспарян, Ю. К. Кочубей, Е. И. Митрофанов, ЖЭТФ **111**, 496 (1997).