

Рентгенография характеристическим излучением лазерной плазмы неоднородно сжимающейся ЛТС-мишени

© А.А. Андреев^{1,2}, Д.С. Беспалов^{1¶}, К.Ю. Платонов³, М.В. Седов⁴

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
19034 Санкт-Петербург, Россия

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия

¶ e-mail: dmitriy.bespalov.s@gmail.com

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.

В окончательной редакции 03.03.2022 г.

Принята к публикации 15.03.2022 г.

Рассмотрена схема и определены параметры многоимпульсного рентгеновского источника для получения изображений сжатого состояния первичной лазерной термоядерной мишени. В качестве примера источника рассмотрено характеристическое излучение железной вторичной мишени с фокусировкой на нее нескольких пикосекундных лазерных импульсов субрелятивистской интенсивности. Предлагаемая методика позволяет по результатам рентгенографии сжатой термоядерной мишени установить относительную крупномасштабную неоднородность энерговыделения лазерных пучков, облучивших термоядерную мишень, и оценить снижение нейтронного выхода, вызванного асимметрией сжатой мишени.

Ключевые слова: пикосекундная лазерная плазма, характеристическое рентгеновское излучение, мишень в лазерном термоядерном синтезе, железная вторичная мишень, просветка.

DOI: 10.21883/OS.2022.06.52640.3350-21

1. Введение

Как известно, разработка источников рентгеновского излучения для диагностики плотных сред началась с открытия рентгеновского излучения, однако исследовать достаточно быстрые процессы таким методом стало возможным относительно недавно, в частности при рентгеновской диагностике ARC NIF (National Ignition Facility) — сжатия основной мишени в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС) путем ее просветки рентгеновскими импульсами, получаемыми при облучении вторичной мишени лазерными импульсами [1,2]. Как известно, существует два основных метода рентгеновской радиографии: радиография с точечным источником, в которой источник рентгеновского излучения намного меньше, чем размер просвечиваемой мишени, и рентгенография с пространственным источником, когда размеры источника сопоставимы с размерами мишени. При использовании точечного источника изображение мишени на детекторе меньше искажено, чем в случае пространственного источника, хотя и меньше квантов приходит на детектор.

Для диагностики состояния мишени могут использоваться линии характеристического рентгеновского излучения. В последние десятилетия проводились теоретические и экспериментальные исследования характеристического (в частности, $K\alpha$) излучения лазерной

плазмы при взаимодействии коротких (~ 10 ps) лазерных импульсов с различными мишенями. Используя различные материалы мишени, можно получить $K\alpha$ -излучение с энергиями фотонов в диапазоне 1–100 KeV. Большое количество публикаций было посвящено оптимизации коэффициента преобразования лазерного излучения в излучение $K\alpha$ -линии [3,4]. Максимальный экспериментально достигнутый коэффициент преобразования в $K\alpha$ -излучение при длительности лазерного импульса ~ 1 ps составил $\sim 10^{-4}$ [4]. Пример источника $K\alpha$ -излучения для диагностики плазмы представляет собой медную пластину размерами $200 \times 200 \times 20 \mu\text{m}$, облучаемую субпикосекундным импульсом интенсивностью 10^{19} W/cm^2 с коэффициентом конверсии $4 \cdot 10^{-4}$ [5].

Помимо $K\alpha$ -излучения линии рекомбинации горячей лазерной плазмы ($\text{Ly-}\alpha$ и $\text{He-}\alpha$) также являются возможными источниками монохроматического рентгеновского излучения. Целесообразность использования $\text{Ly-}\alpha$ и $\text{He-}\alpha$ -излучения связана с неоптимальными для ряда лазерных систем параметрами импульса для возбуждения $K\alpha$ -линии. Например, в [6] экспериментально полученный коэффициент конверсии лазерного излучения в $\text{He-}\alpha$ -линию составляет $\sim 10^{-3}$ при интенсивности лазера 10^{17} W/cm^2 , что превышает коэффициент конверсии в $K\alpha$ -линию при этих условиях. Другим примером пространственного источника с высокой интенсивностью $\text{He-}\alpha$ -линии [7] является мишень в виде германиевой

пластины толщиной $15 \mu\text{m}$, облучаемую несколькими пучками лазерной установки NIF с интенсивностью каждого пучка $\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ и длительностью 1 ns . Электронно-оптическая камера с временным разрешением $\sim 30 \text{ ps}$ и пространственным $\sim 10 \mu\text{m}$ позволила при использовании такого источника получить временную последовательность рентгенограмм сжимаемой термоядерной мишени, а коэффициент конверсии в He- α -линию составил $\sim 5 \cdot 10^{-3}$.

Ранее в работах [8,9] была разработана двумерная модель просветки однородной ЛТС-мишени пространственным источником рентгеновского излучения в He- α -линии. Однако в ряде экспериментов было установлено, что рассмотрение двумерного случая недостаточно для корректного описания процесса [10]. В первую очередь это связано с тем, что пространственная ориентация мишени в процессе сжатия может изменяться в различных плоскостях, поскольку возможна асимметричность облучения мишени различными лазерными пучками. Также в цитированных работах не было учтено влияние на изображение пространственных размеров источника He- α -излучения, поэтому в настоящей работе была разработана диагностическая схема и проведены расчеты оптимальных параметров рентгеновского He- α -источника для трехмерной просветки сжатого состояния лазерной термоядерной мишени с пикосекундным временным разрешением.

2. Схема диагностики

В настоящей работе рассматривается модифицированная схема рентгеновской диагностики ЛТС-мишени [2], когда источником рентгеновского излучения выступает вторичная мишень, облучаемая несколькими лазерными пучками.

Общая схема рассматриваемой диагностики показана на рис. 1. Здесь лазерное излучение диагностических пучков фокусируется параболическим зеркалом на вспомогательную мишень, как показано сиреневыми линиями на рис. 1. Каждый диагностический пучок фокусируется (под углом γ) на свою область вторичной мишени, создавая рентгеновский импульс с некоторой временной задержкой. Считается, что в результате взаимодействия вторичная мишень излучает рентгеновское излучение изотропно в каждой точке.

В настоящей работе мы рассмотрим вариант ЛТС „прямого сжатия“, когда поверхность первичной мишени облучается силовыми лазерными пучками (некоторые из них показаны красным цветом на рис. 1), вызывающими сжатие первичной мишени. При равномерном выделении лазерной энергии на поверхности идеальной оболочечной мишени происходит ее сферическое сжатие, однако обычно в процессе сжатия сферическая форма искажается, принимая, в частности, вид эллипсоида [11,12].

Параметры вторичной мишени выбираются ниже в том числе и по максимальной эффективности преобразо-

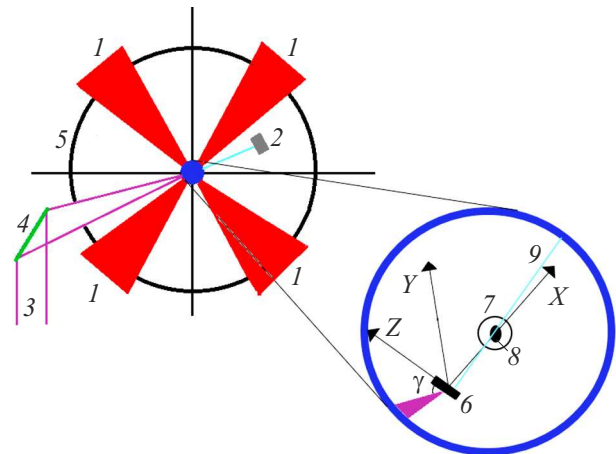


Рис. 1. Схема рентгеновской диагностики сжатого состояния термоядерной мишени. На рисунке приведена система координат, которая использована в настоящей работе. 1 — рабочие лазерные пучки, 2 — детектор, 3 — диагностические лазерные пучки, 4 — параболическое зеркало, 5 — вакуумная камера, 6 — вторичная мишень, 7 — начальное состояние первичной мишени, 8 — сжатое состояние первичной мишени, 9 — излучение вторичной мишени. В увеличенной области приведено изображение процесса диагностики сжимающейся мишени.

вания лазерного излучения в характеристическое He- α -излучение, которое просвечивает первичную мишень и регистрируется на детекторе. Тепловое излучение сплошного спектра не учитывается, так как применяются отсекающие фильтры [13].

3. Вторичная мишень

3.1. Характеристическое излучение вторичной мишени

В настоящей работе в соответствии с рис. 1, *b* рассматривается следующая модель: диагностические лазерные пучки (3) (с супер-гауссовым пространственным распределением и с гауссовой временной формой импульса) в общем случае падают на мишень под некоторым углом γ (для упрощения в дальнейшем $\gamma = 0$). Вторичная мишень представляет собой металлическую фольгу толщиной d_0 , площадью S , на схеме рис. 1 она обозначена черным прямоугольником (6). В определенный момент времени диагностики рассматривается один лазерный импульс, который дает информацию о состоянии первичной мишени. Его длительность Δt_l , энергия квантов ϵ_l , максимальная интенсивность $\max(I_l)$ достигаются в момент времени t_l . Площадь лазерного пятна на вторичной мишени $S_1 = \pi r_f^2$, где r_f — радиус пятна фокусировки. Область вторичной мишени, излучающая кванты характеристического излучения, имеет площадь $S_2 = \pi r_0^2$, где $r_0 \approx r_m + r_f$, а r_m — масштаб прогретой лазером поверхности мишени. Плазма, образующаяся

в результате взаимодействия лазерного излучения с вторичной мишенью, характеризуется следующими параметрами: T_{el} — электронной температурой и n_{el} — электронной концентрацией. Скорость распространения тепла пропорциональна тепловой скорости электронов, поэтому $r_m = V_{el}\Delta t_l \approx \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}} \Delta t_l$, где m_e , V_{el} — масса и тепловая скорость электрона. Распределение T_{el} по области S_2 принято супергауссовым.

Рассмотрим высвет рентгеновского излучения вторичной мишенью. Данное излучение характеризуется следующими параметрами: J_x — интенсивностью высвета на единицу энергии и ε_x — энергией кванта. Импульс характеристического излучения характеризуется: Δt_α — полушириной, I_α — интенсивностью, t_α — временем достижения максимальной интенсивности $\max(I_\alpha)$, а также энергией кванта излучения — ε_α .

Следует отметить, что при просветке первичной мишени диагностический лазер может быть включен на любом этапе ее сжатия, а использование его интенсивности существенно выше 10^{17} W/cm² нецелесообразно [14,15]. При выборе длительности лазерного импульса необходимо учитывать, что, с одной стороны, импульс должен быть достаточно коротким для достижения высокого временного разрешения сжимающей мишени и, с другой стороны, достаточно длинным, чтобы получить необходимую плотность квантов на детекторе [2], которая связана с характеристиками детектора. Главным критерием выбора материала вторичной мишени служит энергия излучаемого характеристического кванта, поскольку для достижения наибольшей контрастности изображения первичная мишень должна поглощать не более 20% проходящего через нее излучения в момент коллапса [2]. Анализ необходимой энергии кванта и интенсивности характеристического излучения, выполненный в работах [2,14,15] для мишеней различных материалов, показал, что при интенсивности $\sim 10^{17}$ W/cm² железо имеет наибольший коэффициент конверсии лазерного излучения в He- α -линию, поэтому в дальнейшем мы используем эти параметры.

3.2. Результаты расчета спектрального высвета

Рассмотрим результаты расчетов спектрального высвета вторичной мишени, которые проводились с помощью одномерного радиационно-гидродинамического кода HELIOS [16]. Расчеты проводились при следующих параметрах лазера: $\Delta t_l = 15$ ps, $\lambda_l = 1$ μ m, $\max(I_l) = 2 \cdot 10^{17}$ W/cm², лазерный импульс имел гауссову форму. Вторичная мишень представляла собой железную пластину толщиной $d_0 = 20$ μ m. Задача решалась в плоской геометрии при нормальном падении лазерного импульса на вторичную мишень.

На рис. 2, а показаны такие параметры лазерного импульса, как полуширина Δt_l , максимальная интенсивность $\max(I_l)$ в момент времени t_l , а на рис. 2, б: Δt_α — полуширина, I_α — интенсивность, а t_α — время

достижения максимальной интенсивности $\max(I_\alpha)$ для He- α -излучения. Следует отметить, что расчетный пик He- α -излучения сдвинут относительно пика лазерного излучения на величину $t_{P\alpha} - t_l = \Delta_\alpha \approx 2$ ps, а также уширен ~ 1.5 раза. Сдвиг пика интенсивности излучения связан с тем, что температура и плотность плазмы мишени при облучении лазерным импульсом растут с некоторой задержкой [17]. Уширение He- α -импульса относительно лазерного импульса связано с тем, что образовавшаяся в результате нагрева плазма в течение некоторого времени сохраняет необходимую для рентгеновского излучения электронную температуру и концентрацию. На рис. 3 показаны расчетные графики, характеризующие спектр излучения вторичной мишени.

Как известно [18], He- α -линия железа должна лежать в интервале энергий 6667–6700 eV, однако поскольку образующаяся плазма имеет высокие расчетные значения температуры и концентрации ($T_{Fe} \approx 6500$ –12500 eV, а $n_{Fe} \sim 10^{22}$ – 10^{24}), то He- α -линия уширяется из-за эффектов Штарка и Доплера [19] до интервала энергий $\varepsilon_\alpha = 6818$ –7079 eV, что можно наблюдать на рис. 3, б. Эти результаты использованы для калибровки упрощенной аналитической модели [15]. Отметим, что максимальный высвет по модели составил $I_\alpha^A = 11.22$ PW/cm² в момент времени $t^A \approx 0.101$ ns, а согласно HELIOS $I_\alpha^H = 15.01$ PW/cm² при $t^H \approx 0.102$ ns; также энергия импульса He- α -излучения с площади S_2 составила в HELIOS $E_\alpha^H = 3.6$ J и $E_\alpha^A = 3.46$ J в случае модели. Коэффициент конверсии лазерного излучения в He- α -излучение для железа по коду HELIOS $\varepsilon_{kx}^H = \frac{E_\alpha^H}{E_l} = 0.02$ и по модели $\varepsilon_{kx}^A = \frac{E_\alpha^A}{E_l} = 0.019$, что говорит о хорошей (для подобной модели) точности. Однако данные коэффициенты вычислены в угол 2π , и если пересчитать коэффициент конверсии в телесный угол детектора (описание которого приведено ниже) $\theta_d \approx 0.01$ sr, то получим $\varepsilon_{kD} \approx 2.4 \cdot 10^{-4}$.

Число He- α -квантов, излучаемых вторичной мишенью, определяется следующей зависимостью:

$$N_\alpha = \frac{S \int_0^{+\infty} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} J_x d\varepsilon_x dt}{\varepsilon_\alpha}. \quad (1)$$

На рис. 4 показаны результаты расчетов по коду HELIOS для различных длительностей лазерного импульса, все остальные параметры лазера и мишени приведены выше, а $\varepsilon_\alpha = 6900$ eV. Определим плотность рентгеновских квантов со средней энергией $\varepsilon_\alpha = 6900$ eV на детекторе как $\rho = \frac{N_\alpha}{S_d} \gamma'$, где S_d — площадь детектора, а γ' — его геометрический фактор (телесный угол, под которым виден детектор из центра вторичной мишени, деленный на 4π). Будем считать, что детектор излучения представляет собой CCD-матрицу (размерами 20×20 mm), и для проведения диагностики необходимо, чтобы плотность квантов на детекторе превысила порог в $\rho_{\min} = 107$ cm⁻² (см. детали в работе [13]), тогда, согласно рис. 4, б, $\rho > \rho_{\min}$ при длительности лазерного импульса 15 ps.

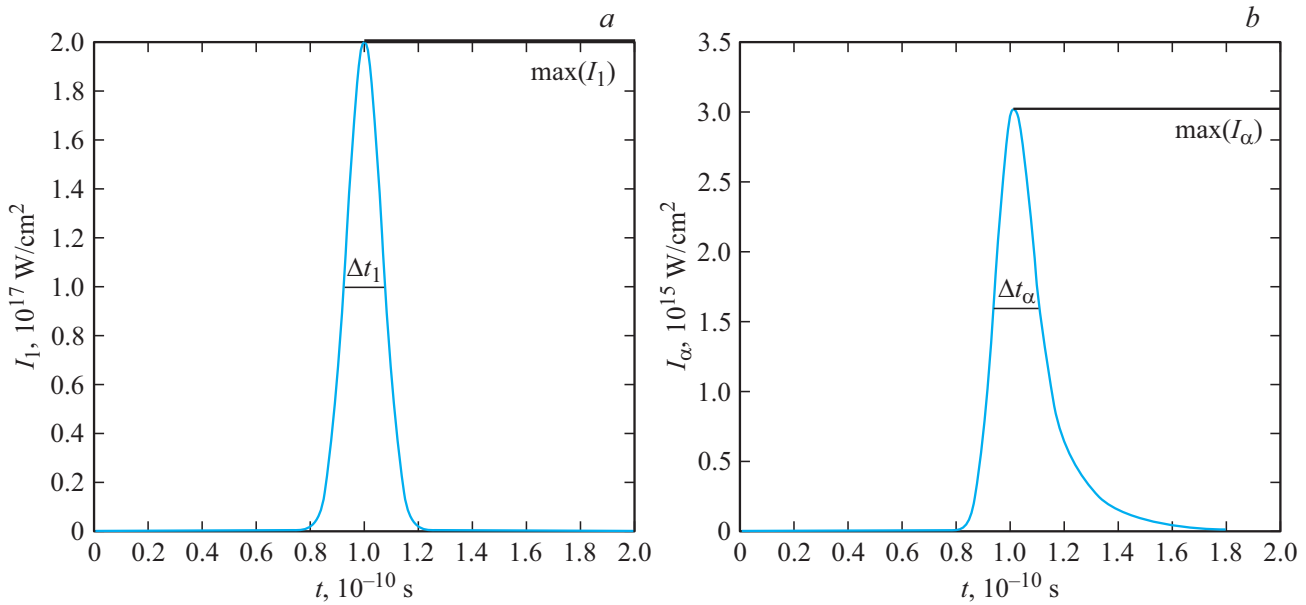


Рис. 2. Формы импульсов: *a* — лазерного излучения, *b* — рентгеновского He- α -излучения.

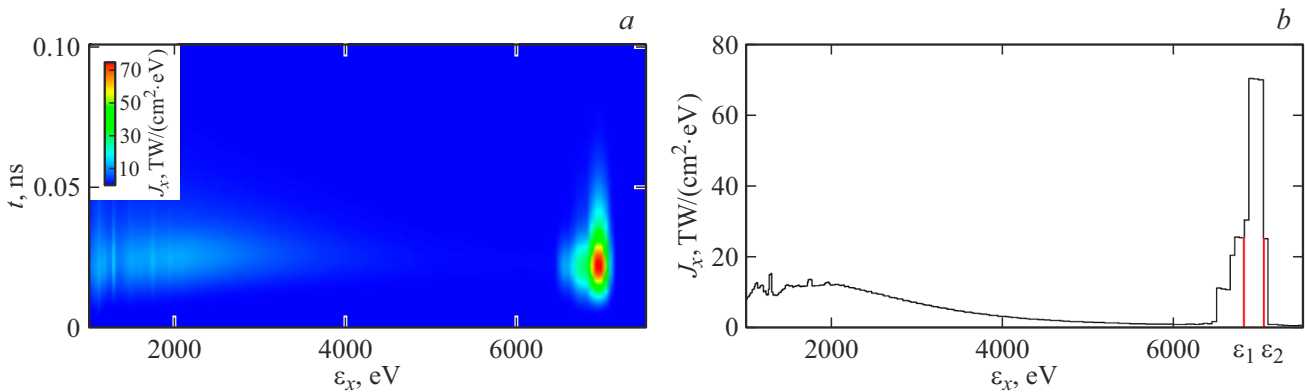


Рис. 3. (а) График зависимости интенсивности высвета на единицу энергии от времени t_a . (б) Спектр излучения вторичной мишени $J_x(\epsilon_x)$ в момент времени, в который высвет He- α -линии максимален, красными линиями обозначен спектральный интервал (ϵ_1, ϵ_2) , в котором лежит линия.

4. Первичная мишень

4.1. Характеристики первичной мишени

Для описания процесса сжатия первичной мишени выберем параметры лазера и мишени, использованные в эксперименте [20]. Мишень в данном случае состоит из оболочки полистирола $(C_8H_8)_n$ толщиной $\Delta d_p = 22.6 \mu m$ и диаметром $d_p = 939.2 \mu m$, она накачана дейтерием под давлением $P_D = 10 \text{ atm}$ и Ag под давлением $P_{Ar} = 0.059 \text{ atm}$, масса D-Ar-смеси составляет $m = 3 \mu g$. Она облучается супергауссовым лазерным импульсом интенсивности $I_p = 20 \text{ TW/cm}^2$ и длительностью $\Delta t_p = 1 \text{ ps}$, энергия кванта излучения $\epsilon_p = 3.54 \text{ eV}$. Импульс включается в момент времени $t_{on} = 0.15 \text{ ns}$ и выключается в момент $t_{off} = 1.15 \text{ ns}$.

4.2. Результаты расчетов динамики первичной мишени

Для определения параметров первичной мишени были произведены расчеты ее сферического сжатия с помощью кода HELIOS, поскольку для расчета поглощения рентгеновских квантов мишенью необходимо провести моделирование, которое в каждый момент времени позволит установить параметры плотной части мишени, такие как T_e — электронную температуру, n_e, n_i — концентрацию электронов и ионов соответственно, а также радиус плотной части мишени в каждый момент времени, r_d . Наибольший интерес в этом случае представляют значения концентрации электронов и ионов, поскольку длина свободного пробега He- α -кванта $\sim n_e n_i T_e^{-1/2}$, температура оказывает меньшее влияние на поглощение, чем концентрации.

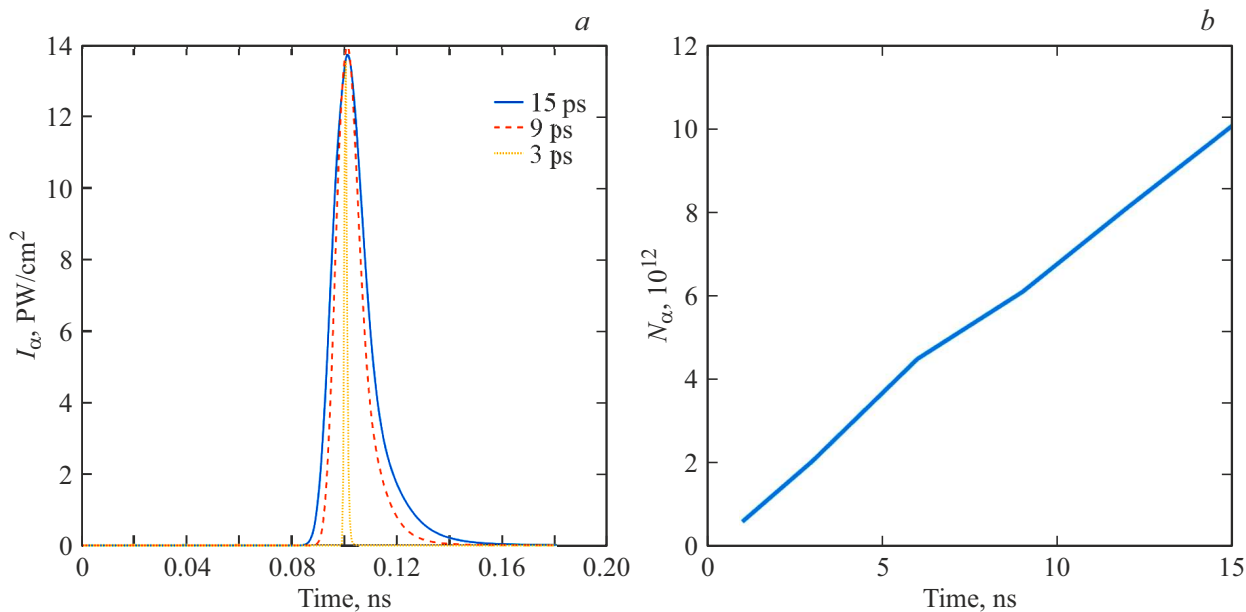


Рис. 4. (а) Зависимость $I_\alpha(t)$ для различных длительностей лазерного импульса. (б) Зависимость числа He- α -квантов от длительности лазерного импульса.

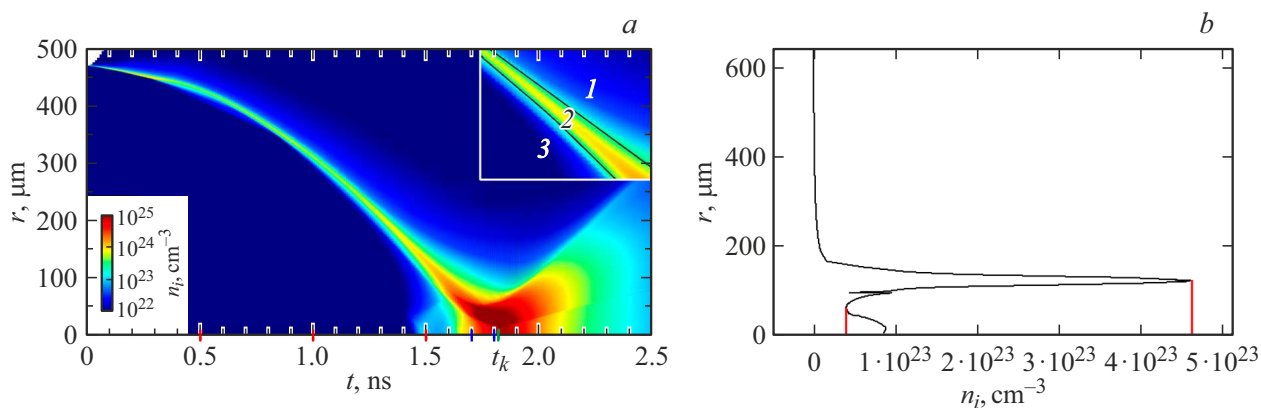


Рис. 5. (а) Зависимость концентрации электронов n_e в первичной мишени от времени и ее радиуса. В верхнем правом углу представлена увеличенная часть графика. (б) График зависимости $n_i(r)$ в момент времени $t = 1.5$ ns. Красными линиями отмечены максимальная и минимальная концентрации ионов в плотной части мишени.

Заметим, что в процессе сжатия до некоего момента времени можно сказать, что мишень приближенно состоит из трех частей: (1) — зона разлетающейся оболочки; (2) — зона плотной сжимающейся оболочки; (3) — зона внутренней части мишени. Объединение зон (2) и (3) в тексте далее будет названо плотной частью первичной мишени, а зона (1) — разреженной частью первичной мишени. Мишень сжимается до момента времени $t_k = 1.84$ ns — времени коллапса (зеленая линия на оси рис. 5, а), когда радиус мишени минимален, после этого мишень начинает разлетаться. Из данных графиков видно, что электронная и ионная концентрации до момента времени $t = 1.7$ ns в плотной части мишени распределены неоднородно, т.е. отличаются более чем на порядок (рис. 5, б). В зонах (2) и (3) n_e и n_i

слабо меняются, что позволяет при решении задачи просветки мишени считать их однородными. Говоря о зоне разлетающейся оболочки, стоит отметить, что во время сжатия ее температура на порядок больше температуры в плотной части мишени, а электронная и ионная концентрации на два порядка меньше, чем в плотной части мишени. Исходя из закона поглощения эти факты позволяют не учитывать зону (1) при просветке первичной мишени, также можно сделать вывод, что в моменты времени до $t = 1.7$ ns мишень можно рассматривать как неизотропную, состоящую из зон (2) и (3). В моменты времени после $t = 1.7$ ns и до $t_k = 1.84$ ns мишень можно считать изотропной, так как она однородна по электронной и ионной плотностям. Динамику сжатия зоны (2) можно аппроксимировать

полиномом четвертой степени:

$$r_d(t) = 206.1t^4 - 472.3t^3 + 189.1t^2 - 197.1t + 432.5. \quad (2)$$

4.3. Случай сжатия первичной мишени в виде эллипса

Как известно, в процессе сжатия первичной мишени могут возникать крупномасштабные искажения из-за неоднородности облучения лазерными пучками или неоднородности изготовления оболочки, что приводит к деформации мишени в процессе сжатия, т.е. к отклонению ее формы от сферической. Экспериментальные данные и численные модели показывают [13,21], что асимметрия сжатия мишени приводит к снижению плотности плазмы и, следовательно, к снижению нейтронного выхода. Чтобы учесть этот эффект, будем считать, что в начальный момент времени мишень имеет вид сферы, но в процессе сжатия одна из ее осей начинает сжиматься медленнее, чем другая, что приводит к тому, что мишень приобретает вид эллипсоида. Описывая этот эллипсоид, считаем, что в каждый момент времени его объем равен объему сжимающейся сферы из HELIOS-расчета. Тогда можно написать уравнения для изменения полуосей эллипсоида: $a(t)$, $b(t)$, $c(t)$ (где $a(t) = r_d(t)$):

$$\frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{4}{3}\pi acb, \quad r^2 = cb. \quad (3)$$

Далее примем, что $b = c + \Delta c$, где Δc — параметр, характеризующий отклонение формы мишени от сферической, тогда

$$r^2 = c^2 + c\Delta c, \quad c = \frac{(\Delta c^2 + 4r^2)^{1/2}}{2} - \frac{\Delta c}{2},$$

$$b = \frac{(\Delta c^2 + 4r^2)^{1/2}}{2} + \frac{\Delta c}{2},$$

где зависимость $r_d = r_d(t)$ известна из численных расчетов (см., например, (2)), а $\Delta c \ll c$.

В работе [22] рассматривалось прямое сжатие ЛТС-мишени с параметрами, аналогичными пункту 4.1. В ходе эксперимента [22] было определено, что мишень сжимается эллиптически. Была определена зависимость параметров эллипса от времени; на основании данной зависимости был подобран параметр Δc , обеспечивающий наибольшую точность аппроксимации зависимости параметров эллипса от времени.

5. Моделирование просветки первичной мишени

Последовательность процессов диагностики происходит в следующем порядке: в начальный момент времени $t_{\text{он}}$ основные лазерные пучки облучают первичную мишень. После этого мишень начинает сжиматься до t_k — времени коллапса. В промежутке времени между

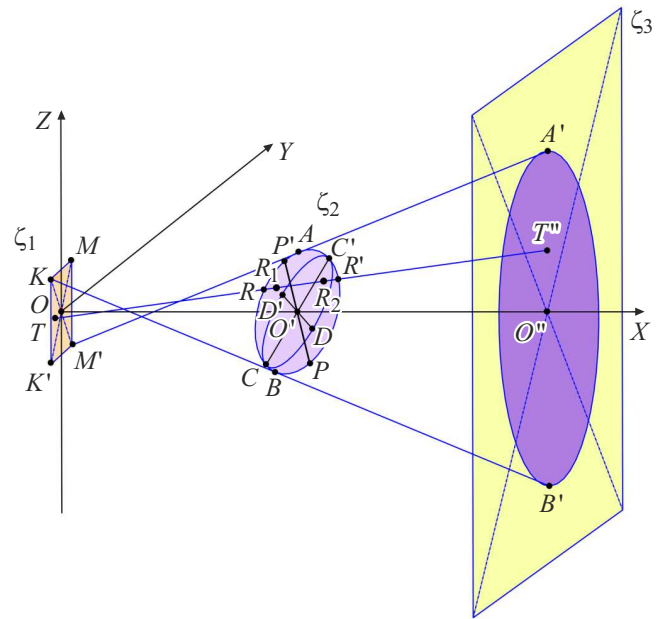


Рис. 6. Оптическая схема диагностики. Пояснения в тексте.

$t_{\text{он}}$ и t_k включается диагностический лазер, он облучает вторичную мишень, в результате чего она начинает испускать He- α -кванты в момент времени $t_{\text{He}}^{\text{он}}$, который считается временем начала диагностики, и после этого диагностика оканчивается в момент времени $t_{\text{He}}^{\text{оф}}$, $t_{\text{He}}^{\text{оф}} - t_{\text{He}}^{\text{он}} = \Delta t_\alpha$. Для построения численной математической модели просветки сжатой мишени введем на рис. 6 (увеличенный фрагмент рис. 1) центральную оптическую систему координат, в которой вторичная мишень расположена нормально OX .

На схеме рис. 6 приведен пример луча, исходящего из точки мишени T и направленного в точку T' . Здесь ζ_1 — вторичная мишень, $KK'PP'$ — ее граничные точки, точка O — центр вторичной мишени и начало декартовой системы координат, T — пример излучающей точки на поверхности вторичной мишени, (m, n) — координаты излучающей точки на поверхности вторичной мишени в системе координат вторичной мишени; ζ_2 — первичная мишень, представленная эллипсоидом с центром в точке O' , $CC' = a$, $PP' = b$, $DD' = c$ — длины осей эллипсоида, $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — углы наклона осей эллипсоида относительно осей OX , OY , OZ соответственно, R, R' — точки пересечения луча, вышедшего из точки T вторичной мишени, с первичной мишенью; ζ_3 — плоскость детектора, O'' — его центр, $A'B'$ — граничные точки изображения на нем, $T''(M, N)$ — точка, в которую приходит частично поглощенное излучение из точки $T(y, z)$ — координаты точки детектора, в которую прошло частично поглощенное излучение в системе координат плоскости детектора, где (M, N) — прямоугольная система координат, связанная с центром детектора, $N \parallel KK'$, $M \parallel KP$, $KK' = KP = 200 \mu\text{m}$.

Для оценки поглощения излучения первичной мишенью введем l — длину отрезка луча, прошедшего через мишень. В случае, когда ее параметры изотропны по всему ее объему,

$$l = |\overline{RR'}| = |\overline{RR'} + \overline{TR'}|. \quad (4)$$

На начальных этапах сжатия первичной мишени плотность и температура ее оболочки намного выше, чем плотность и температура в ее центре; в этом случае нельзя считать мишень изотропной. Поэтому примем, что мишень состоит из двух слоев. Точки R_1 и R_2 — точки пересечения луча, вышедшего из вторичной мишени, с внутренней частью первичной мишени, в данном приближении длина отрезка луча будет иметь следующий вид:

$$l_c = |\overline{RR_1}| + |\overline{R_1R_2}| + |\overline{R_2R'}|,$$

где $|\overline{RR_1}|$ и $|\overline{R_2R'}|$ — длины отрезков луча, прошедшего через плотную оболочку, $|\overline{R_1R_2}|$ — длина отрезка луча, прошедшего через разреженную часть мишени.

В рассмотренном приближении мишень поглощает рентгеновское излучение по закону [8], и прошедшее излучение определяется следующим выражением:

$$I_d = I_\alpha(t) e^{-\frac{l(t, n, m, M, N, \beta_1, \beta_2, \beta_3)}{l_{ph}(t)}}. \quad (5)$$

Здесь I_d — интенсивность, пришедшая в единичный сегмент детектора с единицы площади вторичной мишени, $l_{ph}(t)$ — длина свободного пробега He- α -кванта в мишени, а $l(t, n, m, M, N, \beta_1, \beta_2, \beta_3)$ определяется из формулы (4). Усредненная длина пробега определяется следующим выражением:

$$l_{ph}^{-1}(t) = l_{ph_1}^{-1}(t) + l_{ph_2}^{-1}(t).$$

Здесь [21]

$$l_{ph_1}^{-1} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3mkT_e} \right)^{1/2} \frac{e^6 Z^2 n_e n_i}{\square cmv^3}$$

— коэффициент поглощения, связанный со свободно-свободными переходами, а $l_{ph_2}^{-1} = n_e 6.65 \cdot 10^{-25}$ — коэффициент поглощения, связанный с томпсоновским рассеянием, где T_e — электронная температура и n_e, n_i — концентрация электронов и ионов соответственно, ε_α — энергия кванта излучения, Z — атомный номер элемента. Тогда

$$l_{ph}^{-1} = 1.94 \cdot 10^{-28} \frac{n_e n_i}{\sqrt{T_e \varepsilon_\alpha^3}} + 6.65 \cdot 10^{-25} n_e. \quad (6)$$

С помощью пакета Matlab была создана численная модель, ставящая каждой точке экрана в соответствие интенсивность, пришедшую в нее за промежуток от t_0 до t_e , где t_0 — время начала наблюдения, t_e — время окончания наблюдения.

На основе исследования поглощения квантов первичной мишенью была построена зависимость $\frac{I_d}{I_\alpha}(\varepsilon_x)$ в момент коллапса, где $\frac{I_d}{I_\alpha}$ — отношение интенсивностей прошедшего через первичную мишень He- α -излучения к интенсивности непоглощенного He- α -излучения. Согласно (5), при $\varepsilon_\alpha = 6900$ eV поглощение первичной мишени невелико ($\sim 12.5\%$), поэтому в качестве материала вторичной мишени можно использовать железо.

В процессе работы построенная в Matlab программа разбивает излучающую плоскость $KPK'P'$ на N_s точечных источников рентгеновского излучения, энергия каждого из которых в определенный момент времени равна $\Delta I_\alpha = \frac{I_\alpha(t)}{N_s}$. Далее для каждого источника в каждый момент времени строится распределение интенсивности $I(M, N)$, где (M, N) — координата точки детектора ξ_3 , каждой точке сопоставляется интенсивность излучения, пришедшая в нее от каждого точечного источника, т.е. формула (5) численно интегрируется (суммируется) по (y, z) — координате источника в диапазоне его размеров:

$$P_d(M, N) = \sum_{y=y_0}^{y_1} \sum_{z=z_0}^{z_1} \Delta I_\alpha(y, z, t) \times \exp \left[-\frac{l(t, n, m, M, N, \beta_1, \beta_2, \beta_3)}{l_{ph}(t)} \right],$$

где $P_d(M, N)$ — мощность излучения, пришедшая в точку детектора с координатой (M, N) , $(y_0, z_0), (y_1, z_1)$ — координаты точек, ограничивающих размер излучающей площадки. После этого вышеприведенное выражение интегрируется по времени, и получается энергия, пришедшая на детектор:

$$E_d(M, N) = \int_{t_{He}^{on}}^{t_{He}^{off}} \sum_{y=y_0}^{y_1} \sum_{z=z_0}^{z_1} \Delta I_\alpha(y, z, t) e^{-\frac{l(t, n, m, M, N, \beta_1, \beta_2, \beta_3)}{l_{ph}(t)}} dt. \quad (7)$$

Здесь $E_d(M, N)$ — энергия частично поглощенного излучения, пришедшая в точку детектора с координатой (M, N) . Отметим, что для вычисления значения $l_{ph}(t)$ для каждого из слоев мишени были аппроксимированы (по результатам расчета HELIOS, с помощью сплайна) зависимости усредненных значений электронной и ионной концентраций, а также температуры. Реализация данного кода была произведена в пакете Matlab. Для ускорения вычислений код, рассчитывающий выражение (7), был оптимизирован. Применение в нем технологий параллельного программирования и вычисление произведений матриц с использованием GPU (Graphics Processing Unit) позволило сократить время его выполнения в 6 раз.

5.1. Результаты просветки первичной мишени

В результате моделирования просветки первичной мишени получается пространственное распределение

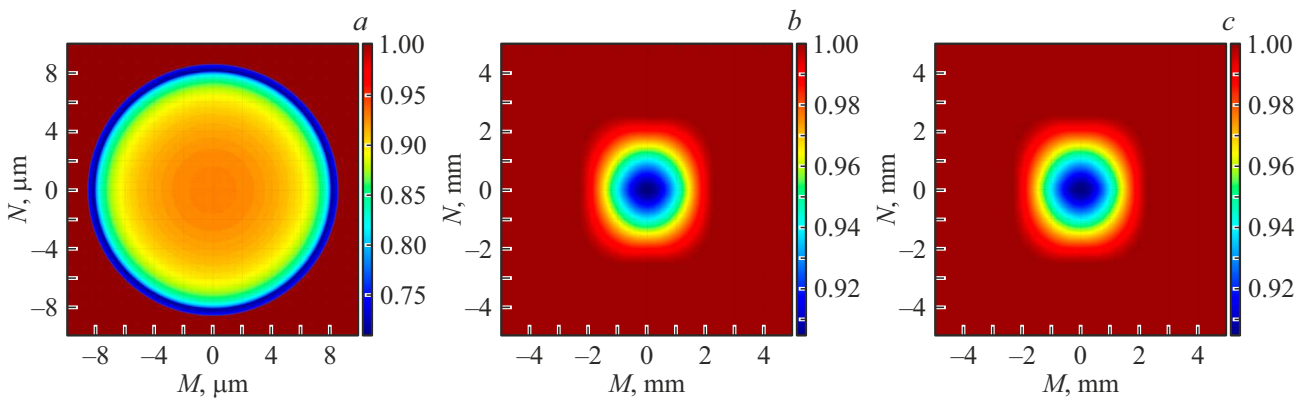


Рис. 7. Изображение мишени в моменты времени: (a) — $t = 0.5$ ns, (b) — $t = 1.8$ ns, (c) — $t_k = 1.84$ ns. В эти моменты времени (a) — $S_2/S_s \ll 1$, (b) — $S_2/S_s \sim 0.5$, (c) — $S_2/S_s \sim 1$ соответственно.

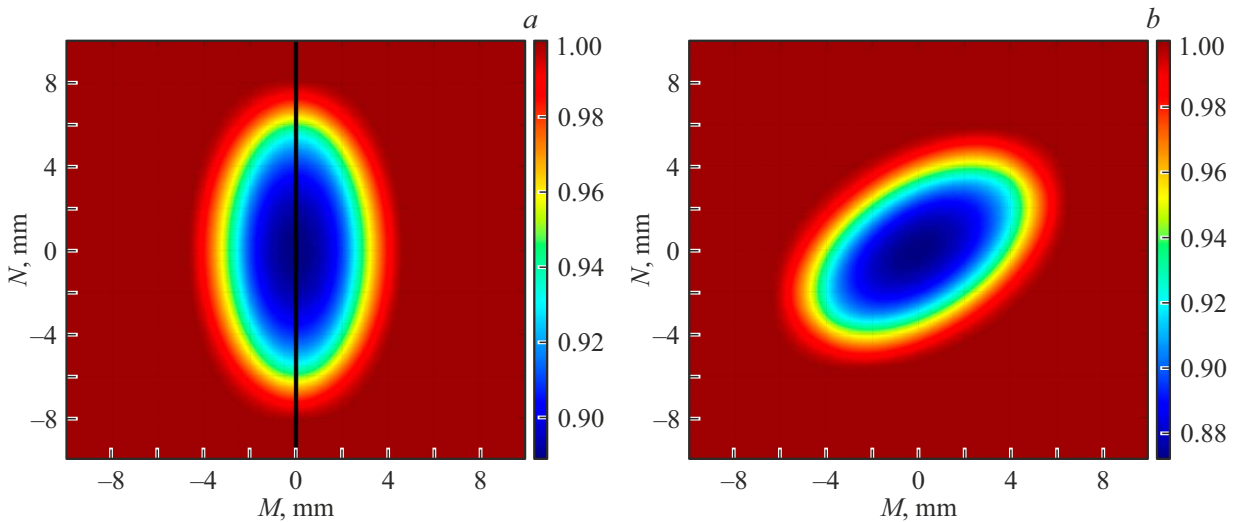


Рис. 8. Изображение мишени при (a) — $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = 0$, (b) — $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \pi/4$.

частично поглощенной энергии лазерного излучения, дошедшего до плоскости детектора, которое в дальнейшем называется изображением. Рассмотрим модельные изображения, получаемые на экране детектора, в случае неоднородной по плотности первичной мишени в моменты времени, отмеченные красными линиями на рис. 5, а. Детектор излучения представляет собой плоскость ξ_3 (рис. 6), на детекторе введена система координат с осями (M, N) , описание которой также приведено в предыдущем разделе.

На рис. 7, а видно изображение для однослойной первичной мишени в виде кольца для раннего момента времени. Такой вид обуславливается тем, что плотная часть мишени поглощает в несколько раз больше He- α -излучения, чем ее внутренняя часть. Далее (рис. 7, б, в) смоделированы квазиколецевые изображения, получаемые на экране детектора (в случае той же мишени) в моменты времени, отмеченные первой синей линией на рис. 5, а, а также в момент коллапса (зеленая линия). На последнем рисунке видны сильные искажения его фор-

мы (кольца), вызванные влиянием геометрических размеров вторичной мишени. Так как излучающая площадка имеет площадь $S_2 = 10^4 \mu\text{m}^2$, то первичная мишень мала по сравнению с излучающей площадкой до тех пор, пока площадь ее сечения плоскостью, нормальной оси OX и проходящей через ее геометрический центр, много больше (т.е. $S_2 \ll S_s$), чем $S_s = \pi bc$ — площадь сечения первичной мишени. Данное условие выполняется до момента времени $t = 1.5$ ns, после этого момента вторичная мишень перестает быть точечным источником излучения по сравнению с первичной мишенью.

5.2. Изображения первичной мишени в случае эллиптического сжатия

Ниже на рис. 8 в качестве примера показаны модельные изображения мишени, имеющей отношений длин осей $a : b : c = 1 : 4 : 8$, повернутой на различные углы $\beta_1, \beta_2, \beta_3$.

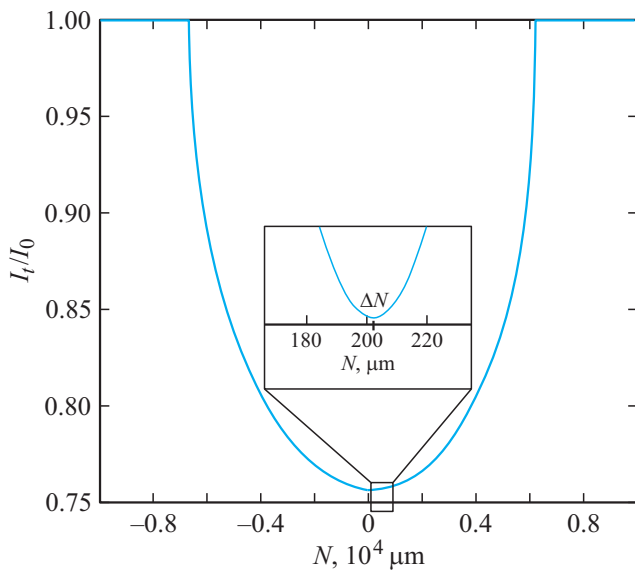


Рис. 9. Распределение интенсивности по плоскости детектора в случае упрощенной модели, I_i/I_0 — нормированное значение интенсивности лазерного излучения на детекторе, 0 — координата центра детектора, N — координата точки на детекторе; в черном прямоугольнике приведено увеличенное распределение интенсивности частично поглощенного излучения на детекторе; ΔN — координата минимума интенсивности.

5.3. Особенности изображения, полученного при просветке мишени, имеющей вид наклоненного эллипса

В процессе анализа полученных модельных изображений было установлено, что минимум прошедшей интенсивности сдвинут относительно центра детектора (точки $N = 0, M = 0, \beta_1, \beta_2, \beta_3 \neq \pi n/2$, где n — натуральное число). Для изучения сдвига минимума прошедшей интенсивности проведем сечение диагностической схемы, изображенной на рис. 6, плоскостью. Данная схема служит иллюстрацией сдвига минимума поглощения. Рассмотрим изображение распределения интенсивности по детектору (плоскость ξ_3) в случае двумерной схемы диагностики, когда распределение интенсивности является сечением рис. 8, *a* вдоль оси N (черная линия). Для иллюстрации рассматриваемого сдвига приведем получаемое сечение изображения на рис. 9. Далее зафиксируем отношение a/b и будем изменять угол наклона эллипса β_1 от 0 до π . На рис. 10 показано, как при таком изменении будет меняться координата ΔN и значение I_{\min} .

Таким образом, из данных получаемых изображений на детекторе в определенный момент времени (из зависимостей на рис. 10, *a, b*) можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \Delta N = \Delta N(\beta_1, \xi), \\ I_{\min} = I_{\min}(\beta_1, \xi). \end{cases} \quad (8)$$

Здесь $I_{\min} = \min\left(\frac{I_i}{I_0}\right)$, ΔN — данные, получаемые из изображений, $\xi = \frac{b}{a}$. Решая данную систему, например, относительно угла поворота мишени, угол β_1 можно определить при известных значениях $\min\left(\frac{I_i}{I_0}\right)$ и $\Delta N(\beta_1, \xi)$. Из проведенного моделирования видно, что

$$\Delta N \approx C(\xi) \sin(2\beta + \pi), \quad I_{\min} \approx A(\xi) \exp\left(-\left(\frac{\beta - \frac{\pi}{2}}{D(\xi)}\right)^2\right),$$

и данная аппроксимация применима для $a, b \in (50, 1000) \mu\text{m}$, а коэффициенты аппроксимации могут быть получены разложением в ряд Тейлора функции двух переменных. Для квадратичной аппроксимации получаем:

$$C(\xi) = -16.6\xi^2 - 62\xi + 152.6,$$

$$A(\xi) = 0.7\xi^2 + 1.2\xi^2 + 4.6,$$

$$D(\xi) = 0.01\xi^2 - 0.7\xi + 0.9$$

при $a = 1000 \mu\text{m}$, $b \in (300, 900) \mu\text{m}$. Следовательно, при известных значения I_{\min} и ΔN путем решения системы (8) можно определить параметры эллипсоида и в дальнейшем найти крупномасштабную неравномерность облучения лазерными пучками сферической мишени. Отметим, что даже крупномасштабное асимметричное сжатие мишени может существенно снизить нейтронный выход при ЛТС. Например, согласно работе [23], зависимость нейтронного выхода от степени неоднородности сжатия ξ можно записать в следующем виде:

$$Y \approx Y_0 \left\{ 1 - \left[\frac{1 - \xi}{1 + \xi} \right]^2 \right\}^{3.3},$$

тогда при асимметрии, рассматриваемой в данной работе, нейтронный выход снижается в ~ 2 раза. Однако известно, что в некоторых экспериментах [22] ξ может быть ~ 0.1 , и в таком случае нейтронный выход снижается на 10^2 , что оказывает существенное влияние на протекание ЛТС.

В случае фиксации рассматриваемой диагностикой крупномасштабной неоднородности сжатия мишени (эллипсоид вместо сферы) полезно определить возможные усредненные направления (зоны) неоднородного облучения многими лазерными пучками с целью дальнейшей проверки их параметров. В этом случае, решая систему (8), возможно определить углы, под которыми пришло наиболее и наименее интенсивное излучение на первичную мишень: $\varphi_1 = \beta_1$ — угол, с которого пришло наименее интенсивное излучение, и $\varphi_2 = \beta_1 + \frac{\pi}{2}$ — угол, с которого пришло наиболее интенсивное излучение. Используя сечение рис. 7, *b* прямой, проходящей через точку (0,0) и параллельной координатной оси N , можно получить ΔN^1 и I_{\min}^1 , и решая систему (8), получаем решения $\beta = \beta_1 = 0$ и $\xi = \xi_1 = 0.46$. Как известно [21], оценка крупномасштабной неоднородности энерговыделения лазерных пучков $\alpha = q_1/q_2$ в зависимости от скоростей сжатия полуосей эллипсоида может быть записана в следующем виде: $\alpha = (u_1/u_2)^3$, где $q_{1,2}$ — энергия,

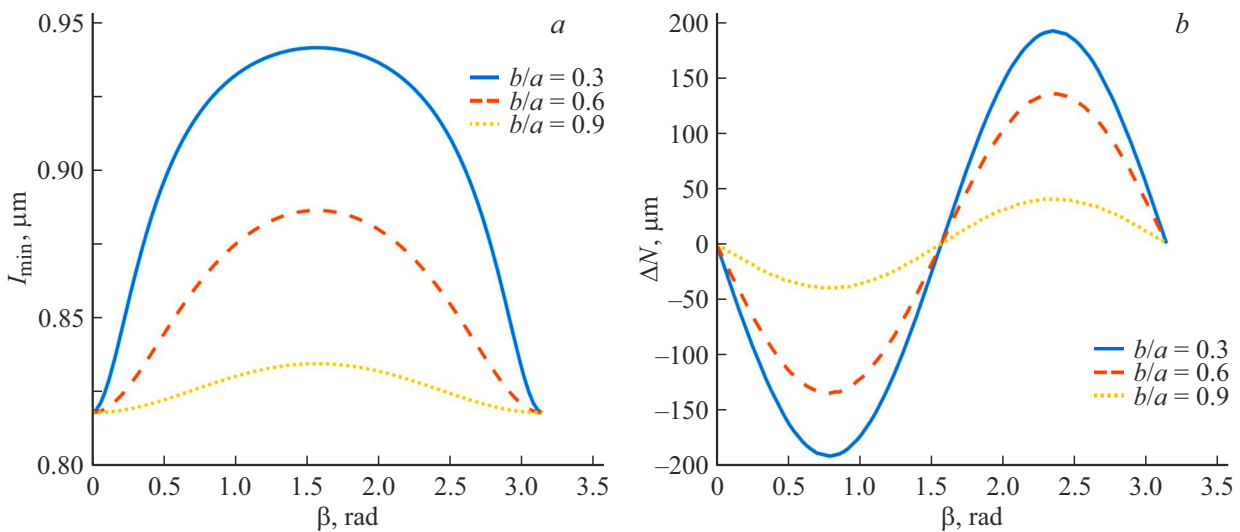


Рис. 10. (а) Аппроксимация зависимости смещения минимальной интенсивности в зависимости от наклона мишени, где ΔN — смещение минимума прошедшей интенсивности по оси N , (б) — зависимость минимума интенсивности от угла поворота первичной мишени.

поглощенная быстро и медленно движущимися частями мишени соответственно, а $u_1 = \frac{da}{dt} > u_2 = \frac{ddb}{dt}$ — скорости сжатия полуосей эллипсоида, полученные дифференцированием по времени (2) и (3). Следует отметить, что в наших условиях (рис. 7) $\alpha \sim 0.1$, и это позволяет использовать вышеуказанное усреднение.

Проведем оценку изменения параметров мишени за время прохождения через нее лазерного импульса. Из расчетов средняя скорость сжатия мишени в момент времени, близкий к коллапсу, составила $V \approx 10^7$ cm/s, а радиус первичной мишени $r_{av} \approx 10^{-2}$ cm, тогда считая, что He- α -кванты распространяются со скоростью света, оценим изменение радиуса мишени за время прохождения через нее кванта как $\Delta r_1 = (r_{av}/c)V = t_{av}V \sim 10$ nm, где $t_{av} \approx 3.33$ ps — время прохождения кванта излучения через первичную мишень. С учетом длины лазерного импульса, облучающего вторичную мишень, временное разрешение диагностики составляет ~ 20 ps. Используя формулу расчета разрешающей способности детектора [8], получим, что в центре детектора разрешающая способность минимальна и составляет $\Delta r_{2\min} \approx 15 \mu\text{m}$, на краях изображения первичной мишени разрешающая способность максимальна и составляет $\Delta r_{2\max} \approx 0.1 \mu\text{m}$.

6. Заключение

В настоящей работе рассмотрена схема и определены параметры многоимпульсного рентгеновского источника для получения изображений сжатого состояния лазерной термоядерной мишени и построена математическая модель работы источника. Примером такого источника может быть He- α -излучение железной, ограниченной вторичной мишени с фокусировкой на нее нескольких

лазерных импульсов интенсивностью $2 \cdot 10^{17}$ W/cm² и длительностью 15 ps. Пространственное разрешение такого источника составляет $\sim 15 \mu\text{m}$, а временное — ~ 20 ps.

При диагностике рентгеновским излучением первичной сжатой мишени установлено, что если она принимает вид эллипсоида, повернутого на некоторый угол относительно главной оптической оси, то минимум прошедшей интенсивности на детекторе сдвигается относительно того места, где он был в том случае, когда мишень имела вид сферы. Построенная в работе методика по величине сдвига минимума позволяет установить параметры первичной мишени, такие как отношение длин ее полуосей („несферичность“ сжатия), а также угол наклона эллипсоида относительно главной оптической оси. Также в настоящей работе исследованы искажения изображений первичной мишени, когда та в результате сжатия приобретает малый (по сравнению с размером вторичной мишени) радиус.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет по результатам рентгенографии сжатой термоядерной мишени установить относительную неоднородность энерговыделения лазерных пучков, облучивших первичную мишень, и оценить снижение нейтронного выхода, вызванного асимметрией сжатой мишени, что позволит корректировать параметры экспериментальной установки для получения сферически симметричных сжатых состояний, а также наибольшего коэффициента сжатия и соответственно нейтронного выхода.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. A. Kyrala, S. Dixit, S. Glenzer, D. Kalantar et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **81**, 10E316 (2010). DOI: 10.1063/1.3481028
- [2] А.А. Андреев, С.А. Бельков, К.Ю. Платонов и др. *Опт. и спектр.*, **123**, 447 (2017). [A.A. Andreev, S.A. Bel'kov, K.Yu. Platonov, V.V. Romanov, G.S. Rogozhnikov. *Opt. Spectrosc.*, **123** (3), 471 (2017)].
- [3] B. Soom, H. Chen, Y. Fisher, D.D. Meyerhofer. *J. Appl. Phys.*, **74**, 5372 (1993). DOI:10.1063/1.354240
- [4] D. Babonneau, M. Primout, F. Girard et al. *Phys. Plasmas*, **15**, 092702 (2008). DOI: 10.1063/1.2973480
- [5] W. Theobald et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 103101 (2010). DOI: 10.1063/1.3484217
- [6] M.J. Ayers, B. Felker, V. Smalyuk et al. In: *SPIE Conference San Diego* (CA, United States August 12, 2012).
- [7] J. Lindl, O. Landen, J. Edwards. *Phys. Plasmas*, **21**, 020501 (2014). DOI: 10.1063/1.4865400
- [8] А.А. Андреев, Д.С. Беспалов, М.В. Седов, К.Ю. Платонов. In: *2020 International Conference Laser Optics (ICLO, 2020)*, v. 1. DOI: 10.1109/ICLO48556.2020.9285849
- [9] Д.С. Беспалов, М.В. Седов, К.Ю. Платонов, А.А. Андреев. In: *DDFIW2021* (Prague, 2021).
- [10] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko, R.W. Lee. *High Energy Density Physics*, **1**, 3 (2005). DOI: 10.1016/j.hedp.2005.07.001
- [11] B. Cheng, T.J.T. Kwan, S.A. Yi, O.L. Landen, Y.M. Wang, C.J. Cerjan, S.H. Batha, F.J. Wysocki. *Phys. Rev. E*, **98**, 023203 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevE.98.023203
- [12] J. Lindl et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 339 (2004). DOI: 10.1063/1.1578638
- [13] S. Glenn, P.M. Bell, L.R. Benedetti et al. In: *Proceedings of the International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS, San Francisco, 2013)*.
- [14] D. Riley, N.C. Woolsey, D. McSherry et al. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, 484 (2002). DOI: 10.1088/0963-0252/11/4/315
- [15] М.В. Седов, К.Ю. Платонов, А.А. Андреев. *Опт. и спектр.*, **125** (6), 734 (2018). DOI: 10.21883/OS.2018.12.46931.183-18
- [16] J.J. MacFarlane, I.E. Golovkin, P.R. Woodruff. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **99** (1–3), 381 (2006). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2005.05.031
- [17] T.Q. Qiu, C.L. Tien. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, **35** (3), 719 (1992).
- [18] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader et al. *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.9), [Online]. <https://physics.nist.gov/asd> [2021, November 21]. (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD). DOI: 10.18434/T4W30F
- [19] N. Konjević. *Phys. Rep.*, **316** (6), 339 (1999). DOI: 10.1016/S0370-1573(98)00132-X
- [20] R.L. McCrory, R.E. Bahr et al. *OMEGA ICF Experiments and Preparation for Direct-Drive Ignition on NIF*, *International Nuclear Information System, Nuclear Fusion*. 41. 1413. DOI: 10.1088/0029-5515/41/10/309
- [21] А.А. Андреев, А.А. Мак, Н.А. Соловьев. *An introduction to hot laser plasma physics* (Nova Science Publishers, Huntington, 2000).
- [22] R.S. Craxton, K.S. Anderson, T.R. Boehly, V.N. Goncharov et al. *Phys. Plasmas*, **22**, 110501 (2015). DOI: 10.1063/1.4934714
- [23] Н.Г. Басов, И.Г. Лебо, В.Б. Розанов. *Физика лазерного термоядерного синтеза* (Знание, М., 1988).