

ЛАЗЕР-ПЛАЗМЕННАЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ РЕНТГЕНОГРАФИЯ НЕСТАБИЛЬНО СЖАТОЙ ЛТС МИШЕНИ

Д. С. Беспалов, А. А. Андреев, К. Ю. Платонов

Санкт-Петербургский государственный университет

Введение

Хорошо известно, что гидродинамические неустойчивости, в частности Рэлей-Тейлоровская, наблюдаются в широком спектре явлений и играют решающую роль в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС), идея которого заключается в быстром и сферически-симметричном сжатии термоядерного горючего. Основным препятствием для достижения горения являются разного рода неустойчивости, порождаемые неоднородностью облучения, шероховатостью оболочек самой мишени, погрешностями профилирования лазерных импульсов и т. д., которые, развиваясь, снижают эффективность сжатия. В [1], описан процесс получения изображения первичной мишени, состоящей из двух слоев, плотной сжимаемой оболочки и внутренней газовой части. Время сжатия рассматриваемой мишени до момента коллапса составило 1,84 нс. Также известно, что можно строго провести границу между двумя слоями (их концентрации ионов должны отличаться более чем на порядок) до времени 1,7 нс; по истечении этого времени условие, описанное в [1], перестает выполняться.

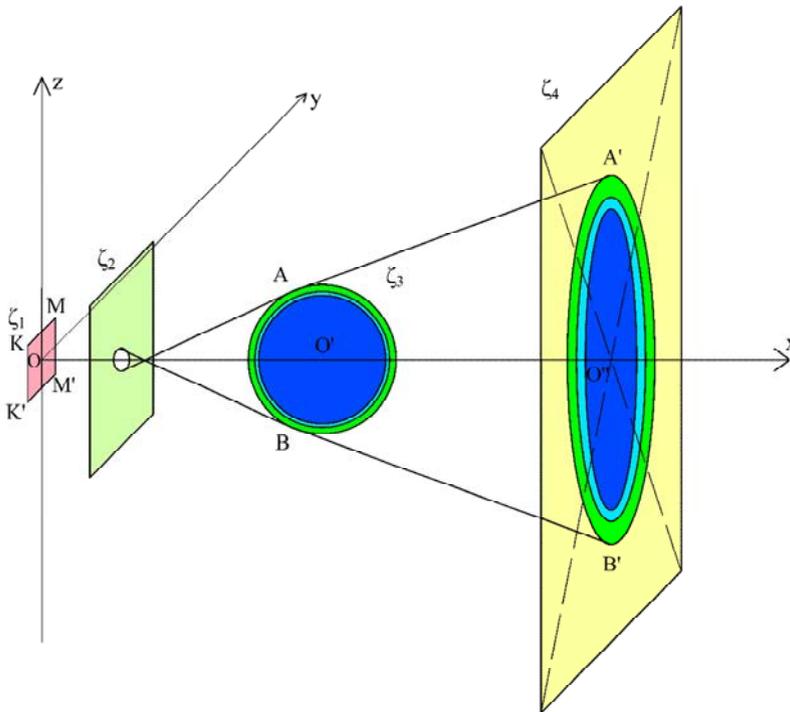


Рис. 1: Схема диагностики первичной мишени

Модель развития неустойчивостей

Начальную стадию сжатия ЛТС мишени мы рассматриваем аналогично [1]. Поскольку используемый гидродинамический код HELIOS не учитывает возникновение неустойчивостей, которые заведомо возникают при сжатии, мы будем вводить их дополнительно таким образом, чтобы их

развитие было сравнимо с результатом более тщательных численных расчетов и экспериментов, приведенные, например, в [2]. Как известно, на границе раздела ускоренной плотной сжимающейся оболочки и газовой части мишени могут возникать и развиваться гидродинамические возмущения, образующие третий, возмущенный слой. В данной модели, неустойчивости развиваются во времени по следующей схеме: 1. До момента, когда амплитуда возмущения оболочки не превышает толщины оболочки d_0 , в мишени развивается неустойчивость Рэля-Тейлора; 2. После этого начинается турбулентное перемешивание вещества оболочки и газовой части мишени по модели Беленького-Фрадкина [3]. Для примера анализа неустойчивости обратимся к рис. 5,а работы [1], дополненному введением зоны развития возмущения (3):

1. До момента, когда амплитуда возмущения оболочки не превышает толщины оболочки d_0 , в мишени развивается неустойчивость Рэля-Тейлора;

2. После этого начинается турбулентное перемешивание вещества оболочки и газовой части мишени по модели Беленького-Фрадкина [3]. Для примера анализа неустойчивости обратимся к рис. 5,а работы [1], дополненному введением зоны развития возмущения (3):

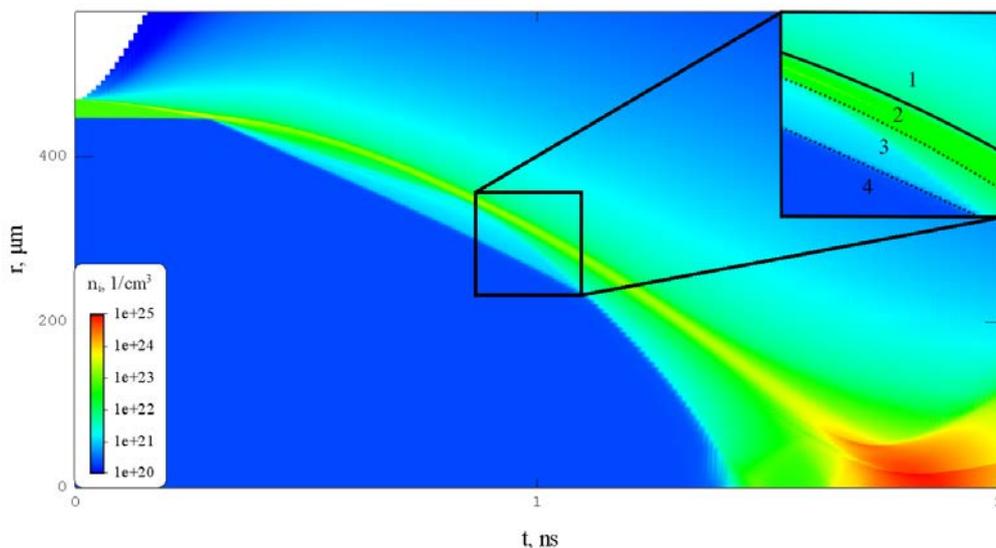


Рис. 2. Зависимость концентрации ионов от радиуса и времени. На этом рисунке показано формальное разделение на зоны первичной мишени

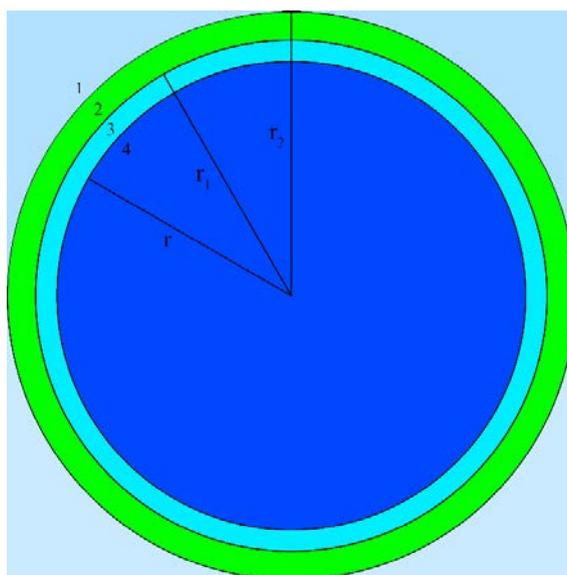


Рис. 3. Зоны аналогичны рис. 1, r_2 , r_1 , r – радиусы каждой из зон соответственно

В начальный момент зоны (2) и (3) неотличимы друг от друга, а зона (4) представляет собой газ. В процессе сжатия зона (1) представляет собой отлетающие в вакуум части оболочки мишени, а зона (3) образуется на границе раздела зон (2) и (4) в результате турбулентного перемешивания. В рамках данной статьи деление на зоны осуществляется с соблюдением следующих условий:

1. Зона (2) – та часть сжимающейся первичной мишени, которая имеет концентрацию ионов $n_i \geq 10^{23}$ Вт/см².

2. Зона (1) – та часть мишени, радиус которой больше радиуса зоны (2) в каждый момент времени.

При сжатии мишени часть вещества из оболочки переходит в зону (3) смешиваясь с газовой частью мишени, пусть $\frac{\Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n_{i_2}$ – начальная концентрация ионов в оболочке мишени (2),

$\frac{\Delta N_{i_4}}{\Delta V} = n_{i_4}$ – газовой части мишени (4), при образовании зоны (3) часть ионов переходит из зоны (2)

в зону (4), ионная концентрация в этой зоне будет записана как $\frac{\Delta N_{i_4} + \kappa * \Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n_{i_3}$, где κ – коэффициент перехода ионов из зоны (2) в зону (3), тогда новая ионная концентрация в зоне (2) будет

записана как $(1 - \kappa) \frac{\Delta N_{i_2}}{\Delta V} = n'_{i_2}$. Примем, что ионная плотность в зоне (3) вычисляется как среднее

между плотностью оболочки плотностью газовой части мишени, т. е. $\kappa = \frac{n_{i_2} - n_{i_4}}{n_{i_2}}$.

Общая модель

В интервале от 0 до 1.5 нс сжатие мишени с хорошей точностью можно аппроксимировать полиномом второй степени радиуса от времени. Это приближение позволяет считать ускорение (вторую производную от радиуса) постоянным в заданном интервале времени, в случае рассматриваемой модели $a \approx 153$ мкм/нс². Тогда из [2, 3] имеем уравнение для начальной стадии развития:

$$h = h_0 \exp(\gamma t) \quad (1)$$

Для дальнейшего уточнения развития неустойчивостей обратимся к модели из [3], где с учетом абляции границы мишени для инкремента неустойчивости получаем:

$$\gamma_L^1 = \sqrt{\frac{Aka}{1 + AkL_p}} - \beta k V_a, \quad A = \frac{n_{i_2} - n_{i_4}}{n_{i_2} + n_{i_4}} \quad (2)$$

где A – число Атвуда, $V_a = \dot{m}a/\rho_a$ – скорость абляции, ρ_a – плотность абляционного слоя, L_p – толщина рассеивающей части оболочки, $k = d_0^{-1}$ – аппроксимация волнового числа возмущения из [3], $d_0 = 22,6$ мкм – толщина оболочки мишени, a – ускорение. Скорость абляции может быть записана как:

$$V_a = \frac{2,6 \cdot 10^5 \left(\frac{I_{15}}{\lambda^4} \right)^{1/3}}{\rho_a} \quad (2)$$

где I_{15} – интенсивность лазерного излучения в пересчете на $10^{15} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, λ – длина волны лазера в мкм.

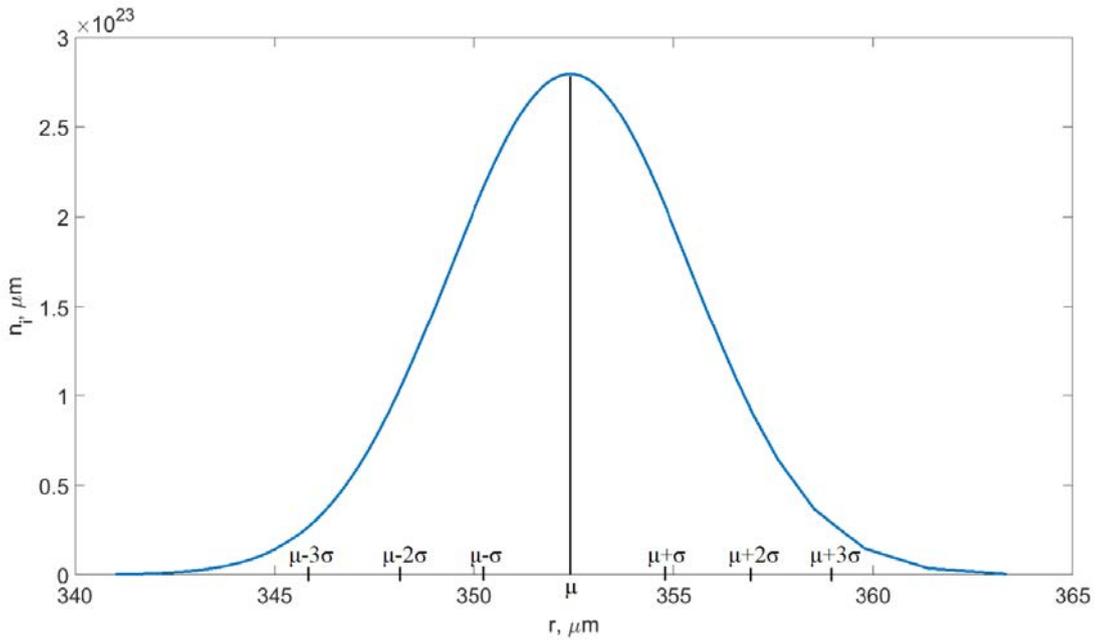


Рис. 4. Приближительная зависимость концентрации ионов от радиуса в момент времени $t = 1,1$ нс

Далее определим, что радиус, соответствующий плотной оболочке, лежит в интервале $(\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma)$, а ее рассеянной части – в интервалах $(\mu - 3\sigma, \mu - 2\sigma)$ и $(\mu + 2\sigma, \mu + 3\sigma)$, где μ и σ – математическое ожидание и стандартное отклонение соответственно. Следовательно толщина оболочки – $L = \|\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma\|$, а разлетевшейся её части $L_p = \|\mu - 3\sigma, \mu - 2\sigma\| + \|\mu + 2\sigma, \mu + 3\sigma\|$. Также, в данном приближение учтено, что $L_p = L_p(t)$ и $L = L(t)$.

Турбулентное перемешивание

Полагая, что плазма в мишени является несжимаемой жидкостью, толщина слоя перемешивания в мишени может быть описана моделью Беленького-Фрадкина [4]:

$$L_{\text{mix}} \approx 270\alpha^4 \ln\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) at^2 = 270\alpha^4 \ln\left(\frac{n_{i_2}}{n_{i_4}}\right) at^2 \quad (4)$$

где α — некоторый автомодельный параметр, n_{i_2} , n_{i_4} – начальная зона (2) и конечная зона (3) концентрации ионов в мишени. В рассматриваемой модели до момента времени $t_p = 1,12$ нс, в мишени развивается неустойчивость (синяя линия на рис. 4), и её амплитуда растёт во времени согласно (1). После этого момента и до $\tau = 1,5$ нс, в мишени начинается турбулентное перемешивание (оранжевая линия), когда рост её амплитуды описывается формулой (4). Аппроксимируем развитие неустойчивости в мишени функцией Гаусса (желтая пунктирная линия):

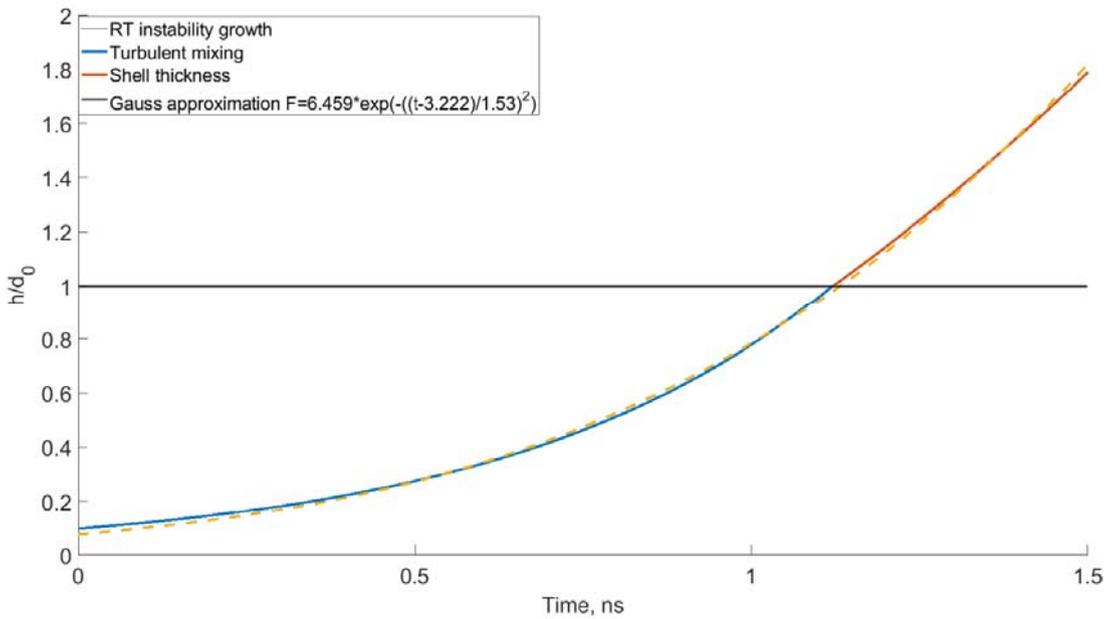


Рис. 5. Аппроксимация динамики развития неустойчивости в толщине мишени, F – общее, для РТ-неустойчивости и турбулентного перемешивания обозначение толщины слоя

На основании анализа литературы выбраны параметры первичной мишени, для них h_0 – неоднородность изготовления оболочки, можно получить мишень с дополнительным слоем возмущения на границе раздела плотной оболочки и газовой части. Зная временные и пространственные параметры источника рентгеновского излучения, мы можем смоделировать изображение идеальной первичной мишени (т. е. без слоя возмущения). Вычитая первое изображение из второго, мы получим различающуюся часть этого изображения (изображение 1). Также, модель позволяет позволяется исходя из неких предположений построить изображение 2 мишени, в которой развит слой возмущения. Подбирая параметры слоя так, чтобы изображение 1 было идентично изображению мы можем определить параметры слоя возмущения в реальной мишени. Реальная рентгенограмма первичной мишени имеет вид некоего распределения энергии рентгеновского излучения по поверхности мишени.

Оптимизация геометрии просветки

Для проверки точности модели рассмотрим изображение мишени со следующими параметрами: $r = 265$ мкм, $r_1 = 291$ мкм, $r_2 = 315$ мкм. Электронная концентрация в зоне (4) – $n_e^4 = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-1}$, в зоне (2) $n_e^2 = 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-1}$, в зоне (3) $n_e^3 = \frac{n_e^4 + n_e^2}{2} = 2,5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-1}$.

Исследуя изображения, полученные от пространственного источника размерами 200×200 мкм, было установлено, что на этих изображениях слой возмущения не виден. Число квантов, попадающих на детектор, должно лежать в интервале, соответствующем его максимальной чувствительности. Поэтому было принято решение уменьшить пространственный размер источника $\text{He-}\alpha$ с помощью диафрагмы с диаметром отверстия 20 мкм. В результате моделирования освещения первичной мишени со слоем возмущения источником фотонов $\text{He-}\alpha$ с фиксированной апертурой было установлено, что пространственное разрешение такой схемы составляет $\Delta F = 2$ мкм. Для определения слоя возмущения в первичной мишени необходимо учитывать масштабирование изображения по данной схеме просветки. Чтобы получить размер на первичной мишени, необходимо разделить размер на изображении первичной мишени на масштабный коэффициент $K = 1,77$.

Слой возмущения в первичной мишени

Далее рассмотрим изображение первичной мишени в моменты времени $t = 0,5$ нс, $t = 1$ нс, $t = 1,5$ нс. Слева изображение мишени, а справа изображение зоны возмущения. Как видно из рис. 6,а, схема передачи с установленной диафрагмой позволяет разрешить слой возмущений на самых ранних стадиях сжатия

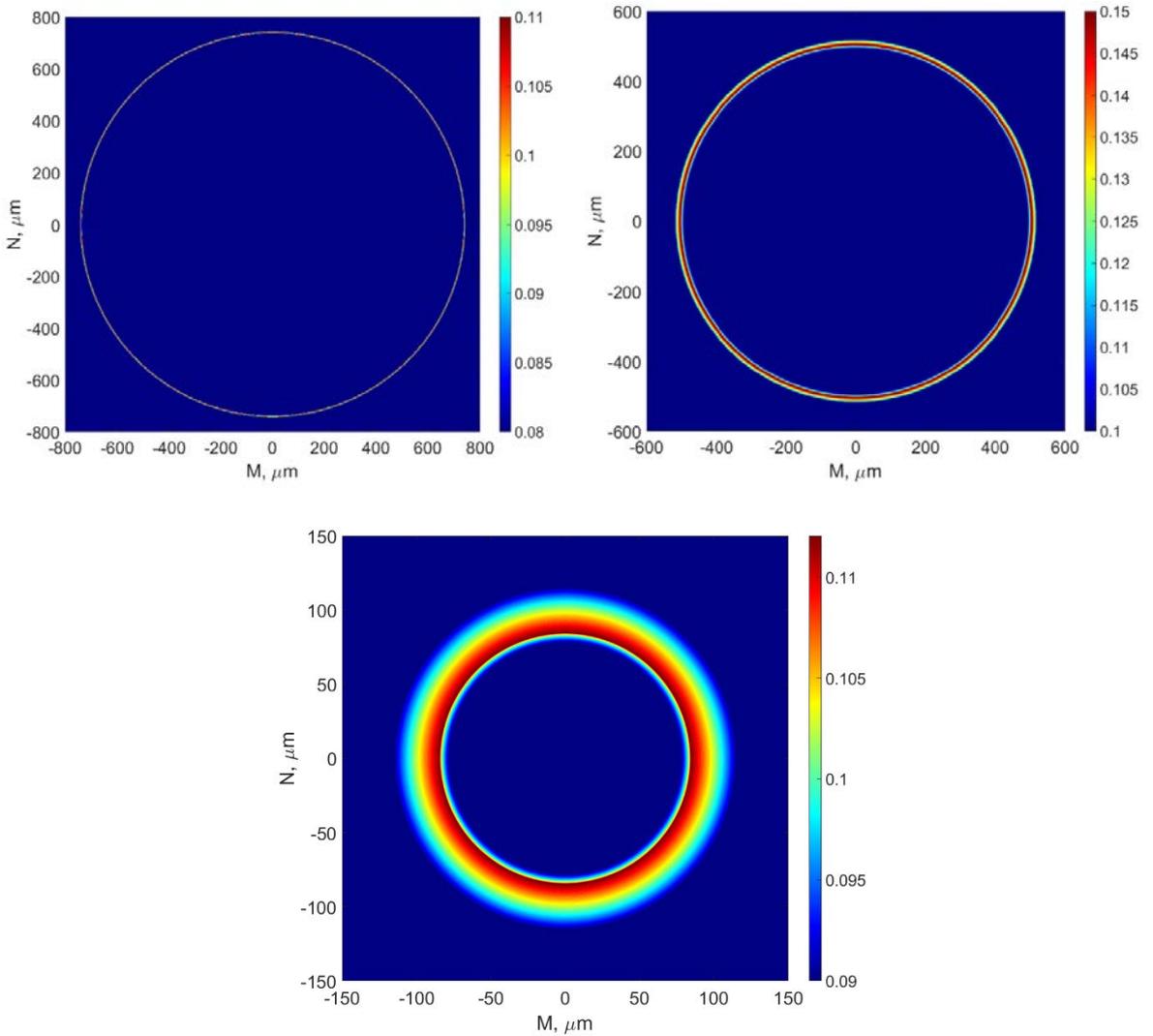


Рис. 6. Интенсивность, поглощаемая слоем возмущения, направлена вдоль оси z

На этом изображении показана картина возмущений в первичной мишени на последней стадии сжатия, близкой к коллапсу. На ней четко виден слой возмущения в первичной мишени. Эти изображения показывают динамику развития слоя возмущения в первичной мишени. Как видно из изображения на рис. 6,а, разрешения этой модели достаточно для определения толщины слоя в момент, когда возмущение только начинает развиваться. Определим уменьшение выхода нейтронов ЛТС при возникновении в нем неустойчивости. Для этого запишем зависимость выхода нейтронов от степени сжатия первичной мишени:

$$Y = 4,5 \cdot 10^5 \rho_0^2 \delta^{2/3} R_0 T_i \exp\left(-\frac{19}{T_i}\right) \quad (5)$$

где $\delta = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V}{V_0}$ – степень сжатия первичной мишени, T_i – температура ионов, ρ – плотность газовой

части первичной мишени, ρ_0 – начальная плотность газовой части первичной мишени, R_0 – начальный радиус мишени:

$$\frac{Y_{RT}}{Y_1} = \left(\frac{r}{r_1} \right)^2 \quad (6)$$

где Y_{RT} – нейтронный выход в случае развития неустойчивости, Y_1 – нейтронный выход в случае без развития неустойчивости. То есть в этом приближении выход нейтронов уменьшился на 71 % из-за развития неустойчивости.

Заключение

При диагностике первичной сжатой мишени рентгеновским излучением было установлено, что если в ней развиваются неустойчивости, то меняется ее изображение. Изменение изображения проявляется в том, что на нем становится виден слой смешения плотной и разреженной частей мишени. Представленная схема диагностирования первичной мишени позволяет определить наличие слоя возмущения в первичной мишени. Пространственное разрешение этой схемы составляет 2 мкм, что позволяет обнаружить слой возмущения в первичной мишени на начальных стадиях ее развития. Определение толщины слоя возмущения в первичной мишени необходимо для диагностики сжатия, а также для определения важнейшего параметра ЛТС – энерговыхода, уменьшение которого связано, в том числе, с появлением неустойчивостей в первичной мишени. Путем сравнения расчетного выхода нейтронов и выхода нейтронов, полученного в результате эксперимента, можно установить, имелись ли в мишени другие виды возмущений, которые также могли привести к дополнительному снижению выхода нейтронов.

Список литературы

1. Andreev A. A., Bepalov D. S., Platonov K. Yu., Sedov M. V., Diagnostic of ICF target inhomogeneous compression by characteristic X-ray radiography, Optics and Spectroscopy 2022, submitted.
2. Lindl J. et al., Phys. of Plasmas 11, 339 (2004).
3. Lindl J. D., Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).
4. Беленький С. З., Фрадкин Е. С. В сб. Труды ФИАН, 29, 207 (1965).