Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 6, с. 381 – 387 © 2017 г. 25 марта

Быстрое зажигание несимметрично сжатых мишеней лазерного термоядерного синтеза

С. Ю. Гуськов[×*1)], Н. Н. Демченко[×], Н. В. Змитренко[+], П. А. Кучугов[×+], В. Б. Розанов[×], Р. В. Степанов[×], Р. А. Яхин[×]

[×]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[*]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия

[+]Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 февраля 2017 г.

Выдвинуто и обосновано утверждение, что быстрое зажигание способно обеспечить горение несимметрично сжатых мишеней инерциального термоядерного синтеза (ИТС) с эффективностью, близкой к горению одномерно сжатых мишеней. Это относится не только к мишеням, непосредственно предназначенным для быстрого зажигания. Быстрый нагрев сторонним источником энергии может обеспечить зажигание мишени, предназначенной для искрового зажигания, но в которой это зажигание не происходит по причине образования неоднородностей распределения температуры и плотности в результате развития гидродинамических неустойчивостей. Условием зажигания является быстрый нагрев плазмы в области инициирования горения с размером, сравнимым с размерами неоднородностей сжатия. Таким образом, быстрое зажигание является не только способом значительного снижения энергии зажигания, но и, возможно, необходимым звеном схемы ИТС в условиях, когда достижение сферически-симметричного сжатия мишени сопряжено с чрезмерными затратами технического и финансового характера. Исследования проведены на основе численного моделирования сжатия и горения мишеней лазерного термоядерного синтеза по одномерным и двумерным гидродинамическим программам.

DOI: 10.7868/S0370274X1706011X

1. На пути к зажиганию управляемой термоядерной реакции в плазме с инерциальным удержанием фактически единственной нерешенной проблемой остается осуществление симметричного сжатия сферической мишени при облучении лазерными пучками. Это связано с развитием гидродинамических неустойчивостей, обусловленных наличием противоположно направленных радиальных градиентов давления и плотности при сжатии граничащих разноплотных сред [1], а также их относительным тангенциальным движением [2]. Источниками начальных возмущений могут быть нарушение однородности материала и искажение формы мишени, а также неоднородность распределения поглощенной лазерной энергии в мишени за счет самого факта использования конечного числа лазерных пучков, дисбаланса энергии по пучкам, смещения осей пучков относительно центра мишени и разновременности прихода пучков на мишень. Именно развитие гидродинамических неустойчивостей считается главной причиной того, что эксперименты на крупнейшей лазерной установке NIF (США) с энергией 1.8 МДж не достигли пока своей цели – зажигания мишени с выделением энергии, равной энергии плазмы [3], несмотря на то, что для выравнивания однородности нагрева мишень облучалась равновесным тепловым излучением, в которое преобразовывалась энергия 192-х лазерных пучков. Причем в результате такого преобразования на мишень доставлялось всего лишь около 20 % лазерной энергии.

Установка NIF и строящиеся установки такого же уровня энергии во Франции [4] и России [5] предназначены для достижения искрового зажигания при сжатии мишени одним лазерным импульсом и самосогласованном образовании центральной области с термоядерной температурой. В условиях, когда негативное влияние неустойчивостей не может быть скомпенсировано без значительного увеличения лазерной энергии или устранено без привлечения чрезмерных усилий технического характера по выравниванию однородности облучения, остро встает вопрос о поисках путей зажигания несимметрично сжатых мишеней. Такого рода исследования представляют особый интерес для прямого облучения, которому отвечает более экономное использование лазерной энергии для сжатия мишени.

1)e-mail: guskov@sci.lebedev.ru

2. В данной работе для зажигания несимметрично сжатых мишеней предложено использовать известный способ быстрого нагрева дополнительным источником энергии в виде пучков высокоэнергетичных электронов или ионов. Быстрое зажигание [6, 7], в основе которого лежит разделение процессов сжатия и нагрева мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), было изначально предложено как способ снижения энергии зажигания сферически-симметрично сжатой мишени. В отличие от искрового зажигания, в этом случае мишень сначала сжимается под действием профилированного лазерного импульса в режиме, близком к изэнтропическому без образования области зажигания, которое обеспечивается за счет последующего нагрева сторонним источником энергии. В нашей работе показано, что быстрое зажигание способно обеспечить горение мишеней, сжатых в условиях сильной неоднородности облучения конечным числом лазерных пучков, с эффективностью, близкой к горению одномерно сжатых мишеней. Исследования выполнены для мишеней, предназначенных как непосредственно для быстрого зажигания, так и для искрового зажигания.

Численное моделирование проводилось по гибридной методике. На первом этапе по одномерной гидродинамической программе РАПИД [8] и программе SEND [9] рассчитывали пространственное распределение поглощенной в сферической мишени лазерной энергии при заданной геометрии расположения облучающих гауссовых пучков заданного радиуса. Программа РАПИД обеспечивает решение уравнений двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла и расчет угловых распределений поглощенного потока от одного пучка, а программа SEND – учет вклада всех пучков. Далее, по одномерной гидродинамической программе ДИАНА [10] проводилась серия расчетов сжатия мишени при различных значениях поглощенной энергии, соответствующих условиям облучения различных частей мишени. Программа ДИАНА обеспечивает решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением лазерного излучения, объемными потерями энергии на собственное излучение, источником термоядерного энерговыделения от α-частиц при кинетическом описании переноса энергии последними и реальным уравнением состояния вещества. На заключительном этапе (после начала торможения мишени) выполняли двумерный расчет сжатия и горения мишени. В момент максимального сжатия мишень нагревалась цилиндрическим пучком быстрых электронов заданного радиуса. Расчет осуществляли по программе NUTCY [11], моделирующей в эйлеровом представлении аксиально-симметричной задачи двумерную гидродинамику однотемпературной плазмы с электронной теплопроводностью и учетом термоядерного энерговыделения. Начальными данными служила “сшивка” углового распределения параметров, полученных в одномерных расчетах для различных значений поглощенной энергии, отвечающих различным участкам неравномерно освещенной поверхности мишени. В третьем разделе представлены результаты, относящиеся к мишени быстрого зажигания, а в четвертом – к мишени искрового зажигания.

3. В качестве мишени быстрого зажигания исследуется мишень, предложенная в [12] для лазерной энергии около 130 кДж. Она представляет собой полую оболочку из DT-льда толщиной 211 мкм и внешним радиусом 1044 мкм, заполненную DT-газом с плотностью 0.1 мг/см^3. Предварительное сжатие мишени осуществляется под действием профилированного импульса 3-ей гармоники излучения Nd-лазера с контрастом по мощности около 20 и длительностью 10.7 нс. Поглощенная лазерная энергия составляет 96 кДж. Графические схемы мишени и лазерного импульса приведены в работе [12], нагрев сжатой мишени осуществлялся цилиндрическим пучком электронов с радиусом 20 мкм однородно на глубине массового пробега $\mu = 1.2$ г/см^2 от внешней поверхности мишени в течение 16 пс. Энергия пучка составляла 20 кДж и была близка к минимально необходимой [6, 7, 12] для обеспечения требований зажигания – нагрева области с поверхностной плотностью (произведением средней плотности на размер области) около 1 г/см^2 до температуры 10 кэВ.

В отсутствие дополнительного нагрева мишень, естественно, не зажигается. В двумерном расчете при быстром нагреве мишени, который проводили в [12] начиная с момента максимального сжатия (12.3 нс), коэффициент усиления – отношение выделившейся термоядерной энергии к суммарной энергии поглощенного излучения и пучка электронов (116 кДж) – составил 108. Максимальная плотность мишени была 500 г/см^3 при поверхностной плотности 2.4 г/см^2.

Комбинированный расчет симметрично сжатой мишени по программе ДИАНА и ее последующего горения при быстром нагреве пучком электронов с энергией 20 кДж, радиусом 20 мкм в течении 20 пс на глубине массового пробега $\mu = 1$ г/см^2 по программе NUTCY показал результаты, близкие к дан-

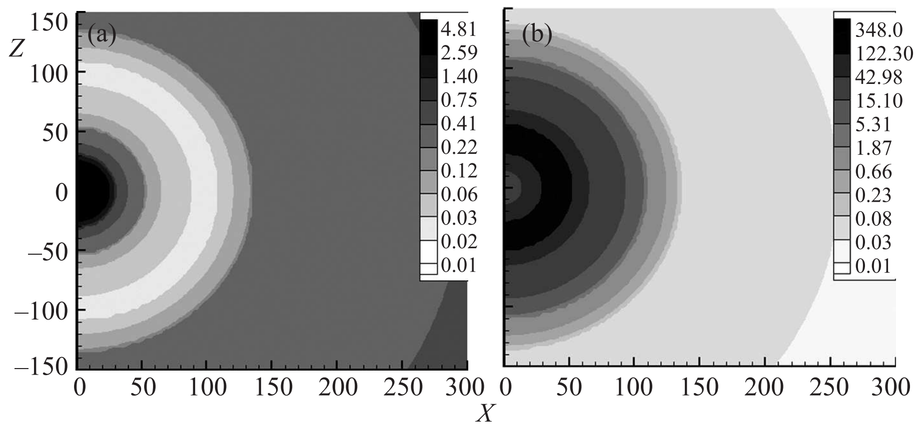

Рис. 1. Распределения температуры (a) и плотности (b) симметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент максимального сжатия 11.42 нс

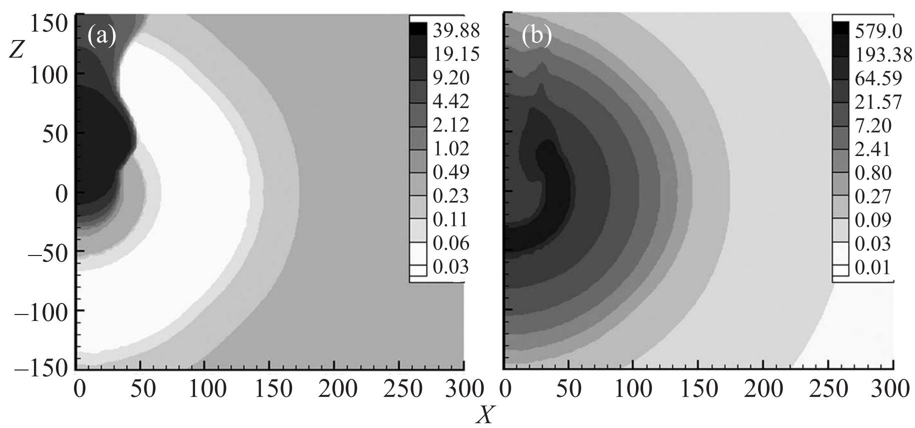

Рис. 2. Распределения температуры (a) и плотности (b) симметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент окончания нагрева пучком электронов 11.44 нс

ным работы [12]. На рис. 1 и 2 показаны распределения температуры (рис. 1a и 2a) и плотности (рис. 1b и 2b) в начальный момент времени расчета по программе NUTCY (соответствуют результатам расчета по программе ДИАНА в момент максимального сжатия 11.42 нс) и в момент окончания действия греющего пучка (11.44 нс). Значения максимальной плотности – 342 г/см^3, поверхностной плотности – 2 г/см^2 и коэффициента усиления – 75 оказались несколько меньше, чем в расчетах [12], что связано, по-видимому, с различиями в использованных моделях уравнения состояния вещества.

С целью моделирования сильной несимметрии сжатия рассматривалось облучение мишени заведомо малым числом (8 и 12) идентичных пучков. Неоднородность пространственного распределения поглощенной энергии 12 пучков составила около 19 %, 8 пучков – 65 %. Двумерные расчеты показали, что быстрый нагрев обеспечивает зажигание мишени при обоих вариантах неоднородности облучения, хотя и приводит к снижению коэффициента усиления при увеличении степени неоднородности. Коэффициент усиления несимметрично сжатых мишеней составил 62 при облучении 12-ю пучками и 24 при облучении 8-ю пучками.

На рис. 3 и 4 показаны распределения температуры (рис. 3a, 4a) и плотности (рис. 3b, 4b) расчета горения несимметрично сжатой мишени при облучении 8-ю лазерными пучками. Рис. 3 отвечает моменту начала нагрева пучком электронов (11.25 нс), в который достигалась максимальная средняя плотность плазмы в центральной области с радиусом 150 мкм, рис. 4 – моменту окончания нагрева (11.27 нс). Нагрев осуществлялся вдоль оси симметрии Z, на которой полная поверхностная плотность составляет 1.8 г/см^2. Поверхностная плотность вдоль различных направлений, проходящих через центр координат, находится в диапазоне 1.8–1.0 г/см^2. Таким образом, в компактной мишени быстрого зажигания при энергии нагрева 20 кДж радиус греющего пуч-

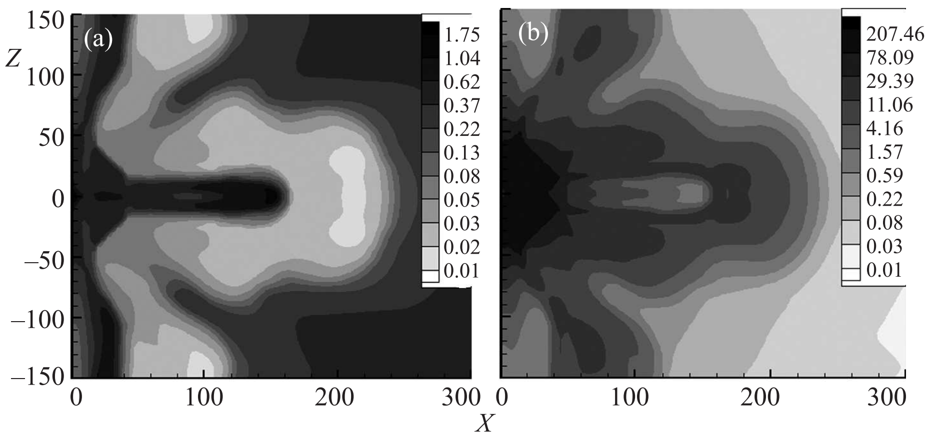

Рис. 3. Распределения температуры (a) и плотности (b) несимметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент достижения максимальной средней плотности 11.25 нс

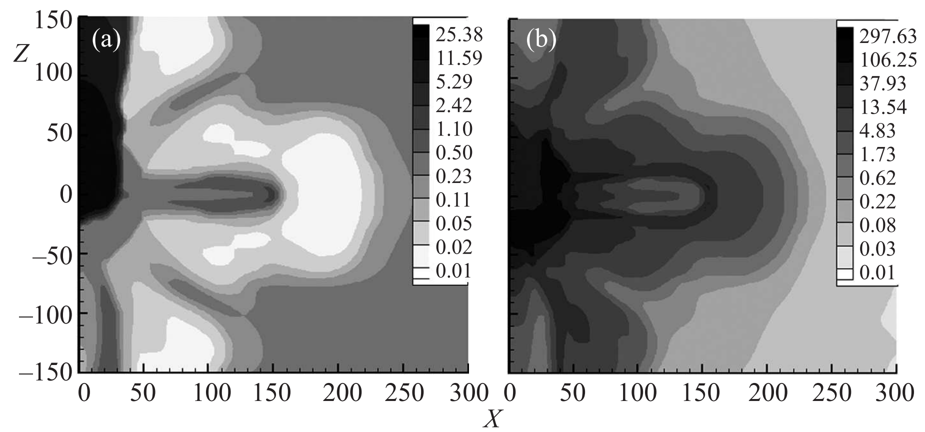

Рис. 4. Распределения температуры (a) и плотности (b) несимметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент окончания нагрева пучком электронов вдоль направления оси двумерного расчета 11.27 нс

ка 20 мкм и длительность нагрева 20 пс оказываются достаточными для формирования нагретой области с параметрами, обеспечивающими зажигание (см. рис. 4a). Эта область граничит с областью высокой плотности (см. рис. 4b), на которую распространяется волна реакций синтеза. Как показывает сравнение данных рис. 4b и рис. 2b, условия распространения волны в случае несимметрично сжатой мишени хуже, чем в случае симметрично сжатой мишени. Однако важно отметить, что даже при неоднородности распределения поглощенной энергии 60 % при облучении мишени всего лишь 8-ю пучками быстрый нагрев приводит к зажиганию мишени с коэффициентом усиления, превышающим 20.

Как это обычно делается применительно к мишеням быстрого зажигания, мы исследовали вопрос о рассогласовании моментов сжатия мишени и начала ее нагрева пучком электронов. Расчеты показали, что срыв зажигания происходит, когда это рассогласование близко к длительности нагрева мишени. Если нагрев начинается за 20 пс до момента максимального сжатия, коэффициент усиления снижается до значения 1.75, если нагрев начинается на 20 пс позже – до значения 0.58. Этот вывод не отличается от данных для быстрого зажигания симметрично сжатых мишеней [13, 14]. Длительность нагрева 20 пс соответствует времени гидродинамической разгрузки области зажигания, поэтому она и определяет допустимое рассогласование моментов сжатия и нагрева мишени.

4. В качестве мишени искрового зажигания исследуется базовая мишень, предложенная в работе [9], для экспериментов по прямому облучению на установке российского проекта мегаджоульного лазера [5]. Она представляет собой двухслойную полую оболочку, состоящую из внешнего слоя аблятора из полистирола (CH) толщиной 34 мкм и внутреннего слоя DT-льда толщиной 149 мкм, заполнен-

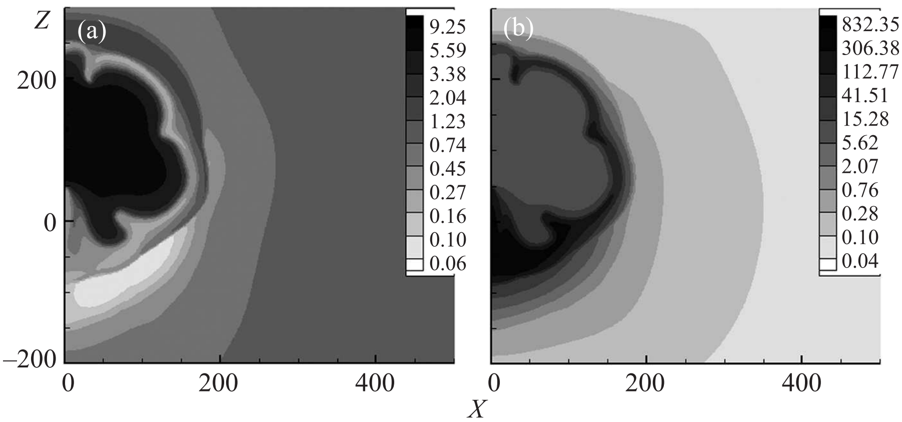

Рис. 5. Распределения температуры (a) и плотности (b) несимметрично сжатой мишени искрового зажигания в момент достижения максимальной средней плотности DT-плазмы 11.22 нс

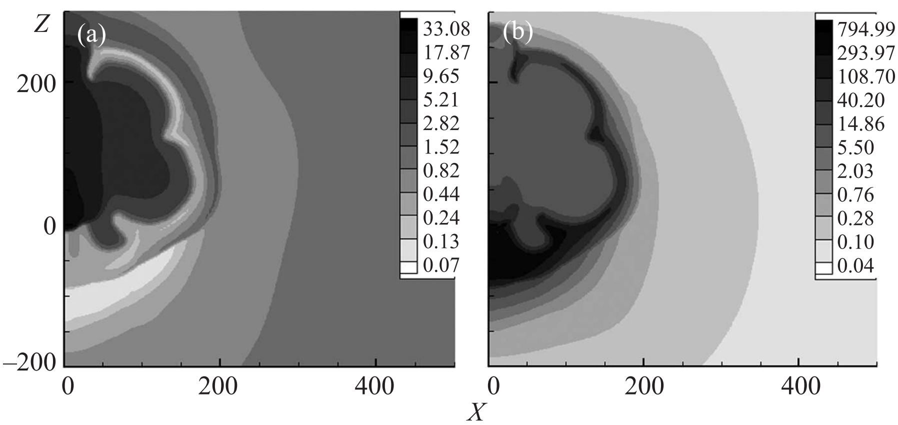

Рис. 6. Распределения температуры (a) и плотности (b) несимметрично сжатой мишени искрового зажигания в момент окончания нагрева пучком электронов вдоль направления оси двумерного расчета 11.24 нс

ную DT-газом с плотностью 1 мг/см^3. Внешний радиус мишени равен 1597 мкм. Мишень предназначена для сжатия и зажигания при облучении профилированным импульсом излучения второй гармоники Nd-лазера с длительностью 10 нс и контрастом по мощности 40 при значении поглощенной энергии 1.5 МДж. Облучение мишени предполагается осуществлять 192-мя лазерными пучками, объединенными в 48 кластеров (по 4 пучка в каждом). Система облучения обладает симметрией куба при круговом расположении 8 кластеров на каждой из его граней. Графические схемы мишени, лазерного импульса и геометрии облучения приведены в работе [9], коэффициент усиления как отношение выделившейся термоядерной энергии к поглощенной лазерной, в одномерном расчете по программе ДИАНА составил 20.

В работах [15, 16] исследовано снижение коэффициента усиления мишени искрового зажигания [9], обусловленного неоднородностью ее нагрева в указанной выше геометрии облучения 192-мя гауссовыми пучками с радиусами, равными начальному радиусу мишени при дисбалансе энергии по пучкам до 10 % и смещении осей пучков относительно центра мишени до 5 %. Наибольшее негативное влияние на эффективность горения мишени оказывает смещение центра мишени из области фокусировки лазерных пучков. При сдвиге мишени на 80 мкм (5 % от радиуса мишени) неоднородность распределения поглощенной лазерной энергии составляет 12 %, что приводит к срыву зажигания – коэффициент усиления составляет всего лишь около 0.07. Именно для этого, наихудшего, в смысле симметрии сжатия, случая были проведены расчеты быстрого зажигания цилиндрическим пучком электронов однородно по массовому пробегу 0.6 г/см^2 в течение 20 пс. Энергию пучка варьировали прямо пропорционально площади его сечения, начиная с 20 кДж при радиусе 20 мкм.

На рис. 5 и 6 показаны распределения температуры (рис. 5a, 6a) и плотности (рис. 5b, 6b) расчета горения несимметрично сжатой мишени искрового зажигания. Рис. 5 отвечает моменту начала нагрева пучком электронов (11.22 нс), когда достигалась максимальная средняя плотность DT-плазмы, а рис. 4 – моменту окончания нагрева (11.24 нс). Важно отметить, что характер распределений плотности и температуры мишени, сжатой при смещении ее центра из области фокусировки лазерных пучков (рис. 5a и 5b), существенно отличается от случая симметричного расположения пучков относительно центра мишени (см. рис. 3a и 3b). Вид распределений определяется главным образом смещением центра мишени, а не конечным числом лазерных пучков, о чем свидетельствует наличие доминантной моды, соответствующей первой сферической гармонике. Лазерное излучение, падающее на мишень в направлении смещения (в направлении положительных значений Z) поглощается менее эффективно, чем падающее в противоположном направлении. Поэтому скорость сходящейся внутрь мишени ударной волны из области с положительными значениями Z выше, чем из области с отрицательными Z, и максимальное сжатие обеспечивается преимущественно в области мишени с отрицательными Z. В расчете, к которому относятся рис. 6a и 6b, мишень нагревалась пучком электронов с радиусом 20 мкм и энергией 20 кДж от границы менее плотной части мишени вдоль оси Z (сверху вниз), на которой полная поверхностная плотность DT-плазмы составляла 5 г/см^2. Коэффициент усиления составил 16. Поверхностная плотность вдоль различных направлений, проходящих через центр координат, находилась в диапазоне 5–1 г/см^2. Расчеты нагрева мишени с противоположной стороны оси Z – от границы более сжатой части мишени (снизу вверх) – и в перпендикулярном направлении (вдоль оси X) дали близкие коэффициенты усиления, соответственно 17 и 14. Таким образом, быстрый нагрев пучком электронов с энергией 20 кДж увеличивает коэффициент усиления несимметрично сжатой мишени искрового зажигания более чем в 200 раз. При этом коэффициент усиления всего лишь на 20–30 % ниже, чем при искровом зажигании симметрично сжатой мишени. Расчеты показали, что при зажигании несимметрично сжатой мишени искрового зажигания пучком с энергией 20 кДж и длительностью импульса 20 пс допустимое рассогласование моментов сжатия и нагрева оказывается значительно меньше, чем для мишени быстрого зажигания – всего лишь 5 пс. Чтобы рассогласование было около 20 пс, необходимо использовать пучки с энергиями 40–60 кДж и радиусами 28–36 мкм.

5. В заключение, имея в виду, что в ближайшие 10–20 лет вряд ли можно рассчитывать на сооружение лазерных установок с энергией, заметно превышающей энергию установки NIF, а также тот факт, что даже при использовании непрямого облучения не удается обеспечить необходимую симметрию сжатия мишени, можно высказать предположение, что быстрое зажигание может оказаться необходимым звеном схемы ЛТС на уровне лазерной энергии около 2 МДж. Эксперименты по быстрому зажиганию могут быть проведены с мишенями искрового зажигания при временно́м профилировании лазерного импульса, которое используется на установке NIF [3] и планируется к использованию на строящихся установках [4, 5]. Однако, в конечном итоге эти эксперименты должны будут проводиться с мишенями, непосредственно предназначенными для быстрого зажигания, которые могут обеспечить коэффициент усиления на порядок более высокий, чем мишени искрового зажигания [6, 7]. При этом необходимо использовать лазерный импульс с более плавным профилированием для достижения более высокого сжатия плазмы. Согласно нашим предварительным расчетам, при поглощенной энергии 1.5 МДж мишень быстрого зажигания должна иметь внешний радиус и толщину слоя DT-льда примерно в 2 раза больше, чем мишень искрового зажигания, рассмотренная в разделе 4. Длительность импульса при контрасте по мощности в 4 раза более высокой должна быть в 2.5 раза больше.

Работа поддержана грантом РНФ # 16-11-10174. Работа выполнена в развитие Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

---

1. G. Taylor, Proc. R. Soc. London, ser. A Math. Phys. Sci. **201**, 192 (1950).
2. H. Helmholtz, Sitzungsberiche Acad. Wissenschaften Berlin. B **3**, 647 (1888).
3. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al. (Collaboration), Nature **506**, 343 (2014).
4. D. Besnard, Europ. Phys. J. D **44**, 207 (2006).
5. С. Г. Гаранин, УФН **181**, 434 (2011).
6. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, J. Soviet Laser Res. **13**, 396 (1992).
7. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, M. E. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
8. В. Б. Розанов, Н. Н. Демченко, Квантовая электроника **12**(9), 1895 (1985).
9. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова, С. Г. Гаранин, С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, И. Я. Доскоч, П. А. Кучугов, Н. В. Змитренко,

В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Р. А. Яхин, ЖЭТФ **148**, 784 (2015).

10. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев, ВАНТ. Серия: методики и программы численного решения задач математической физики **2**, 34 (1983).
11. В. Ф. Тишкин, В. В. Никишин, И. В. Попов, А. П. Фаворский, Мат. моделирование **7**, 15 (1995).
12. S. Atzeni, A. Schiavi, and C. Bellei, Phys. Plasmas **14**, 052702 (2007).
13. A. I. Mahdy, N. Takabe, and K. Mima, Nucl. Fusion **39**, 467 (1999).
14. D. V. Il'in, S. Yu. Gus'kov, N. V. Zmitrenko, A. A. Levkovskii, V. B. Rozanov, and V. E. Sherman, J. Russian Laser Res. **29**, 581 (2008).
15. N. N. Demchenko, I. Ya. Doskoch, S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov, V. B. Rozanov, R. V. Stepanov, G. A. Vergunova, R. A. Yakhin, and N. V. Zmitrenko, Laser and Particle Beams **33**, 655 (2015).
16. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова, С. Г. Гаранин, С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, И. Я. Доскоч, Н. В. Змитренко, П. А. Кучугов, В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Р. А. Яхин, ЖЭТФ **151**(2), 396 (2017).