

О конференции «Оптика лазеров-2003»

С 30 июня по 4 июля 2003 г. в Санкт-Петербурге прошла очередная, 11-я по счету, Международная конференция «Оптика лазеров-2003». Это крупнейшая в Восточной Европе конференция, посвященная лазерной тематике, в которой в 2003 г. приняли участие более 700 специалистов из 40 стран мира.

Доклады, прозвучавшие на конференции, касались различных областей применения лазерных технологий – медицины, ядерной энергетики, телекоммуникаций, аккумуляции солнечной энергии и передачи ее на космические расстояния, микроэлектроники, нанотехнологий и микролитофотографии, технологии изготовления микро-чипов и др.

Традиционно участникам конференции предоставляется возможность опубликовать доложенные на ней результаты исследований в виде статей в ведущем российском лазерном журнале «Квантовая электроника». С удовольствием представляю читателям подборку из семи таких статей. Еще около десятка будет опубликовано в следующих номерах журнала.

Председатель конференции «Оптика лазеров-2003»

А.А.Мак

PACS 52.57.Bc; 52.57.Kk; 24.10.Lx

Математическое моделирование кинетики ядерных и радиационных процессов методом Монте-Карло при быстром поджиге термоядерной мишени в системе «двойной лайнер»

А.А.Андреев, С.Ю.Гуськов, С.В.Захаров, Д.В.Ильин, А.А.Левковский,
К.Ю.Платонов, В.Б.Розанов, В.Е.Шерман

Рассмотрена схема лазерного поджига термоядерной мишени, помещенной в полость излучающего плазменного лайнера, создаваемого в системе «двойной лайнер». Показано, что с помощью такой схемы можно осуществить эффективную термоядерную вспышку. Моделирование предварительного сжатия и нагрева дейтерий-третиевой мишени с железной оболочкой импульсом теплового излучения проводилось с использованием математической программы ТРИТОН при параметрах Z-генератора Сандиевских лабораторий (США). Найдены оптимальные параметры лазера и мишени для поджига дейтерий-третиевого горючего протонами, ускоренными лазерным излучением. Расчет распространения волны термоядерного горения в процессе быстрого поджига выполнялся с помощью математической программы ТЕРА, в основе которой лежит моделирование кинетики быстрых термоядерных частиц и жестких γ -квантов методом Монте-Карло на каждом временном шаге гидродинамических расчетов. Представлено теоретическое объяснение полученной зависимости коэффициента термоядерного усиления G от энергии поджига. Определены параметры лазера, необходимые для получения $G \gg 1$.

Ключевые слова: двойной лайнер, инерционный термоядерный синтез, лазерный термоядерный синтез, быстрый поджиг, энергия поджига, коэффициент усиления мишени.

1. Введение

Магнитное сжатие сильно излучающих плазменных лайнеров в мощных электрических Z-генераторах позволяет генерировать импульсы теплового излучения боль-

шой мощности ($\sim 10^2 - 10^3$ ТВт) с длительностью 5–10 нс при соударении двух соосных лайнеров (системы «двойной лайнер» [1, 2], «динамический хольраум» [3] и др.) Такой импульс может быть использован для поджига DT-мишени, расположенной в полости лайнера. При существующих параметрах Z-генераторов [4] экспозиции мишени недостаточно для достижения эффективной термоядерной вспышки. Однако такой генератор может использоваться для предварительного сжатия и нагрева основной массы топлива в схеме быстрого поджига [5, 6] коротким лазерным импульсом.

Целью настоящей работы является выработка требований к оптимальным параметрам DT-мишени, ignитора и лазера с помощью оценок термоядерной энергии,

А.А.Андреев, С.В.Захаров, К.Ю.Платонов. НИИ лазерной физики, Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12

Д.В.Ильин, А.А.Левковский, В.Е.Шерман. Санкт-Петербургский институт машиностроения (ЛМЗ–ВТУЗ), Россия, 195108 С.-Петербург, Полостровский просп., 14

С.Ю.Гуськов, В.Б.Розанов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 9 января 2004 г.

выделяемой в рассматриваемой схеме поджига, при параметрах Z-генератора Сандиевских лабораторий. Моделирование предварительного сжатия и нагрева мишени импульсом теплового излучения проводилось с применением программы ТРИТОН [7] в рамках системы уравнений трехтемпературной (температуры ионов, электронов и фотонов) одножидкостной гидродинамики плазмы, дополненной нелинейными граничными условиями на поверхности оболочки мишени для потока излучения из плазмы многозарядных ионов. Распространение волны термоядерного горения при быстром поджиге мишени рассчитывалось с помощью программы ТЕРА [8], в основе которой лежит прямое стохастическое моделирование кинетики быстрых термоядерных частиц и жестких γ -квантов методом Монте-Карло на каждом временном шаге нестационарной разностной схемы решения уравнений гидродинамики плазмы. Представлено теоретическое объяснение полученной зависимости выделенной термоядерной энергии от энергии поджига.

2. Сжатие и предварительный нагрев ДТ-топлива тепловым рентгеновским излучением лайнера

Хорошо известный критерий поджига ($\rho R > 0.3$ г/см², $T > 5$ кэВ) удобно представить через энергетическую экспозицию мишени (в МДж/см²)

$$\varepsilon = \tau I > 15 \eta_a^{-1} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{-2}, \quad (1)$$

где I – интенсивность излучения внутри полости лайнера; τ – характерное время экспозиции; R_* – эффективный радиус мишени, при котором происходит поглощение энергии излучения; R – радиус мишени в момент максимального сжатия; $\eta_a = E_{th}/E_p$ – коэффициент преобразования энергии теплового излучения E_{th} во внутреннюю энергию мишени E_p (max $\eta_a < 0.1$). Для $\eta_a \approx 6\%$ и сжатия без неустойчивости ($R_*/R \approx 10$) получим критерий, определяющий экспозицию мишени в следующем виде:

$$\varepsilon > 2.5 \text{ МДж/см}^2. \quad (2)$$

Параметры Z-генератора в Сандиевских лабораториях (максимальный ток $J = 20$ МА, длительность импульса $\tau_j \approx 100$ нс, длина лайнера $h \approx 1$ см) позволяют создать в полости лайнера импульс рентгеновского излучения с интенсивностью $I \approx 330$ ТВт/см² и длительностью $t \approx 5$ нс. Экспозиция $\varepsilon = 1.65$ МДж/см² недостаточна для эффективного поджига термоядерного топлива, но может быть использована для предварительного сжатия и нагрева в схеме быстрого поджига.

Криогенная мишень состояла из железной оболочки с радиусом $R_0 = 1$ мм и массой $M_0 = 2.47 \times 10^{-3}$ г, покрытой с внутренней стороны слоем ДТ-льда толщиной $\Delta R = 67$ мкм с плотностью $\rho_{fs} = 0.213$ г/см³ и заполненной газообразным топливом с плотностью $\rho_{fg} = 5.5 \times 10^{-4}$ г/см³ (общая масса топлива $M_{DT} = 9.22 \times 10^{-5}$ г). Форма импульса потока теплового излучения на мишень при расчете была близка к треугольной с эффективной длительностью $\tau = 4$ нс и максимальной интенсивностью $I_{th} = 400$ ТВт/см², так что экспозиция мишени составляла $\varepsilon = 1.6$ МДж/см² при полной энергии $E_{th} = 213$ кДж. Спектр падающего излучения в этом случае соот-

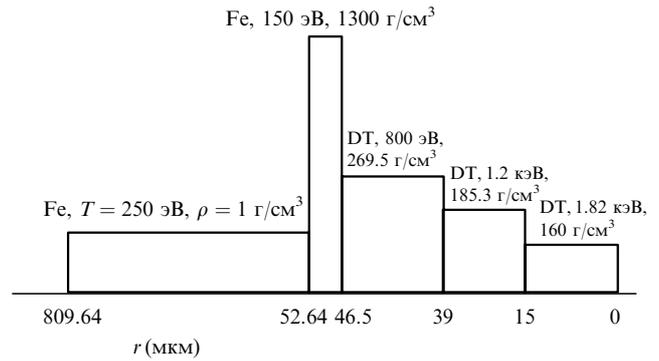


Рис.1. Схема радиальных распределений температуры и плотности мишени в момент максимального сжатия.

ветствовал спектру «черного тела». Результаты расчета [9] состояния мишени в момент максимального сжатия представлены на рис.1. Внутренняя энергия мишени в этом состоянии $E_p \approx 11$ кДж, а коэффициент преобразования энергии $\eta_a \approx 5\%$.

3. Создание игнителя быстрыми ионами, ускоренными лазерным импульсом

В настоящее время одной из часто обсуждаемых проблем повышения эффективности поджига термоядерной мишени является использование игнителя. Такой игнитор может быть создан с помощью пучка протонов, ускоренных лазерным импульсом релятивистской интенсивности в специальной мишени, расположенной в непосредственной близости от термоядерной мишени [10]. Пучок протонов должен пройти сквозь плазму железной оболочки и выделить тепло в ДТ-топливе. Это накладывает определенные ограничения на энергию протонов ε_i . При $\varepsilon_i < 3$ МэВ пробег протона меньше толщины оболочки, а при $\varepsilon_i > 25$ МэВ – больше размеров мишени. Таким образом, рабочий интервал энергий протонов находится в пределах $3 < \varepsilon_i < 25$ МэВ. Для эффективного поджига диаметр горячего пятна d должен быть равен ~ 10 мкм, что соответствует энергии протонов $\varepsilon_i \approx 11$ МэВ. В этом случае для выделения в игниторе дополнительной энергии $E_{ig} = \varepsilon_i N_p \approx 1$ кДж необходимо иметь в пучке $N_p \approx 10^{15}$ протонов.

Можно показать [11], что лазерное облучение тонкой фольги с интенсивностью $I_L \approx 5 \times 10^{21}$ Вт/см² может создать пучок протонов требуемой энергии с эффективностью $\eta_L \approx 30\%$. Приведем параметры лазера, необходимые для создания игнителя с $E_{ig} \approx 1.5$ кДж: энергия в импульсе $\varepsilon_L = 10$ кДж, длительность импульса $t_L \approx 0.3$ пс.

4. Горение термоядерной мишени, подожженной быстрыми частицами

4.1. Моделирование волны термоядерного горения в мишени

Перейдем теперь к описанию горения термоядерной мишени при заданной энергии поджига. Найденное из численных расчетов время жизни сжатой мишени достаточно велико и составляет единицы наносекунд. На данном временном интервале поджиг происходит практически мгновенно (за десятки пикосекунд). Поэтому при моделировании процесса поджига мы имеем дело с локальным энерговыделением в небольшой области сжа-

той мишени. Приблизительно эта область имеет цилиндрическую форму и основанием цилиндра примыкает к поверхности мишени. За время горения изменения размеров мишени не происходит. Расчёты показывают, что в таких условиях процесс горения слабо зависит от положения игнитора внутри мишени и его формы [12, 13]. Параметры горения определяются только полной энергией, выделенной в игниторе. Этот факт позволяет упростить процесс вычислений, поместив точечный игнитор в центр мишени и рассматривая одномерную, сферически симметричную модель вместо трёхмерной.

Математическая модель термоядерного горения неоднородной, сферически симметричной плазмы описывается системой уравнений непрерывности, движения, энергообмена, и состояния плазмы совместно с уравнениями кинетики быстрых термоядерных частиц [8]. Для описания гидро- и термодинамики плазмы используется приближение одножидкостной двухтемпературной (T_e , T_i) плазмы с учетом электронной и ионной теплопроводности и электрон-ионного энергообмена в приближении идеального газа. Схема совместного решения уравнений гидродинамики и кинетики применяется в модифицированном пакете программ ТЕРА, используемом в настоящем расчёте.

Пакет программ ТЕРА предназначен для моделирования динамики термоядерного горения сферической мишени на основе самосогласованного решения кинетических уравнений для нетепловых частиц методом Монте-Карло и уравнений гидродинамики плазмы на любой стадии эволюции мишени – от начала термоядерного горения и до разлета плазмы. Пакет программ ТЕРА оперирует в едином алгоритме с частицами и фотонами. Распределение концентраций всех частиц в мишени задается в качестве исходного параметра. С помощью этого пакета моделируются первичные и вторичные термоядерные реакции. Быстрые первичные частицы являются продуктами термоядерных реакций между ионами плазмы в условиях локального термодинамического равновесия. При движении в мишени быстрые ионы могут вступать во вторичные термоядерные реакции, нейтроны – упруго рассеиваться с образованием высокоэнергетичных ядер отдачи, реакции с которыми, в свою очередь, могут давать термоядерные частицы следующих поколений. Фотоны теплового излучения плазмы испытывают тормозное поглощение и комптоновское рассеяние. В отсутствие магнитных полей траектории быстрых ионов являются прямолинейными, а при наличии полей они моделируются в виде участков скручивающихся спиралей.

Имитация быстрого поджига в процессе моделирования горения мишени проводилась путем создания в начальный момент времени в центре мишени горячего пятна диаметром ~ 10 мкм. Начальная температура пятна варьировалась в широких пределах: $T_i \sim 5 - 140$ кэВ, что соответствует диапазону энергий поджига $E_{ig} \sim 0.25 - 11$ кДж (энергия основного горючего мишени перед поджигом $E_0 \approx 11.2$ кДж). С целью выявления роли механизма радиационного переноса энергии расчеты проводились как с учетом, так и без учета излучения.

Поскольку в данном случае энергия поджига E_{ig} может быть одного порядка с энергией основного горючего E_0 и нормирующий множитель существенно зависит от энергии поджига, для теоретического анализа зависимости эффективности горения от E_{ig} более удобной является выделившаяся термоядерная энергия E_{tn} , а не коэффи-

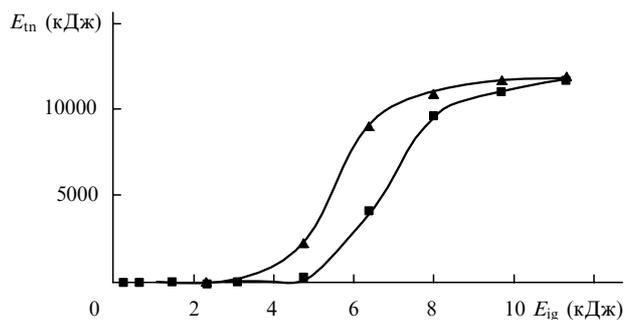


Рис.2. Зависимости выделившейся в процессе горения мишени термоядерной энергии E_{tn} от энергии поджига E_{ig} с учетом (■) и без учета (▲) радиационного переноса энергии.

циент усиления $G = E_{tn}/(E_0 + E_{ig})$. Энергия E_{tn} непосредственно связана с массой горючего Δm , вступившего в реакцию, и, следовательно, со степенью выгорания термоядерного вещества в реакции синтеза $g = \Delta m/m$: $E_{tn} = Q\Delta m = Qgm$, где Q – энергия, выделяющаяся при полном сгорании единицы массы термоядерного топлива в реакции синтеза (для ДТ-реакции $Q = 3.34 \times 10^8$ кДж/г). Для рассматриваемой мишени с массой ДТ-горючего $m = 9.4 \times 10^{-5}$ г имеем $g \approx 3.2 \times 10^{-5} E_{tn}$ (где E_{tn} взято в кДж). Результаты расчетов E_{tn} во всем диапазоне изменений параметра E_{ig} приведены на рис.2.

4.2. Поджиг и эффективное горение мишени

Сначала обсудим область больших энергий поджига, при которых происходит эффективная термоядерная вспышка. Рассматриваемая мишень имеет среднюю температуру $\langle T \rangle \approx 1$ кэВ и $\langle \rho R \rangle \approx 1$ г/см². Эта область параметров ρR является пограничной между толстыми, эффективно горящими мишенями и тонкими мишенями, в которых саморазогрева за счет продуктов термоядерных реакций не происходит. С некоторой осторожностью для данной мишени можно пользоваться закономерностями, полученными ранее при изучении однородных безоболочечных сферических мишеней с $\rho R > 1$ г/см² [14]. Кривые на рис.2 имеют характерную форму с относительно резким подъемом, отвечающим развитию эффективной волны термоядерного горения, и выходом на плато термоядерной вспышки. Такая форма зависимости характерна и для однородных безоболочечных сферических мишеней с $\rho R > 1$ г/см². Отличие состоит лишь в том, что при больших ρR подъем кривых более крутой. Соответственно для рассматриваемой мишени менее четко определены критические параметры игнитора, при которых происходит термоядерная вспышка, и, в частности, минимальная энергия поджига. Это связано с тем, что в области критических параметров игнитора волна термоядерного горения проходит две стадии [8]: звуковую, длительностью 50–100 пс, и практически мгновенную сверхзвуковую (десятки пикосекунд).

Поскольку время инерционного удержания рассматриваемой мишени относительно невелико (порядка нескольких сотен пикосекунд), то в критической области оно одного порядка со временем развития волны термоядерного горения. Тем не менее можно воспользоваться результатами расчетов мишеней с $\rho R > 1$ г/см² [14] для качественных оценок параметров поджига исследуемой мишени. Как было показано ранее [15], при $T = 1$ кэВ критическая энергия поджига (в кДж) может быть оценена как $E_{ig} = 20/\rho_{100}^2$ (здесь и далее $\rho_{100} = \rho/100$ г/см³).

При плотности в центре мишени $\rho = 160 \text{ г/см}^3$ получим $E_{ig} \approx 8 \text{ кДж}$, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов, представленными на рис.2. Максимальная степень выгорания безоболочечной мишени при $\rho R > 1 \text{ г/см}^2$ определяется выражением [15] $g \sim (r \times R)^{2/3}/7.9$. Наличие массивной оболочки увеличивает время удержания и, следовательно, степень выгорания в $(M/m)^{1/2}$ раз, где M – полная масса мишени с оболочкой; m – масса ДТ-горючего (для рассматриваемой мишени $(M/m)^{1/2} \approx 2$). Полученная таким образом оценка $E_{in} \approx g/(3.2 \times 10^{-5}) \approx 8000 \text{ кДж}$ находится в разумном соответствии с результатами расчетов, представленными на рис.2. Максимальный коэффициент термоядерного усиления мишени G_{max} достигается при $E_{ig} \approx 8 - 10 \text{ кДж}$ и составляет 500.

Радиационный перенос энергии существен на начальной, дозвуковой стадии формирования волны термоядерного горения. Вынос на этой стадии фотонами энергии из игнатора в окружающую плазму приводит к повышению требований к критическим начальным параметрам игнатора. Следовательно, если бы не было радиационного переноса, критическая энергия поджига была бы меньше ($E_{ig} \approx 6 \text{ кДж}$). В то же время, если эффективная термоядерная вспышка уже произошла, её дальнейшее развитие не зависит от выноса энергии продуктами термоядерных реакций из зоны горения. Соответственно максимальная степень выгорания и выделяющаяся термоядерная энергия не зависят от радиационного переноса: обе кривые на рис.2 имеют общую асимптотику.

5. Подкритическое горение

Область энергий поджига E_{ig} ниже критической представляет самостоятельный интерес. Несмотря на то что в подкритической области саморазогрева мишени не происходит, выделившаяся термоядерная энергия E_{in} может достигать нескольких сотен килоджоулей, а коэффициент усиления G – нескольких десятков. На рис.2 значения E_{in} при $E_{ig} < 5 \text{ кДж}$ неотличимы от нуля, поэтому приведем результаты расчетов для этого диапазона E_{ig} отдельно (рис.3).

Для объяснения характера зависимости E_{in} от энергии поджига учтем, что весь процесс термоядерного энерговыделения в подкритической области занимает несколько десятков пикосекунд. Саморазогрева игнатора и мишени за это время не происходит. Игнитор практически прозрачен для быстрых продуктов термоядерных реакций и излучения (согласно [16] характерный пробег

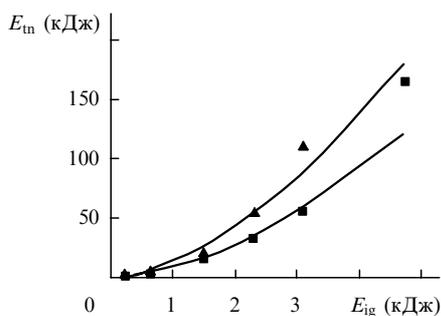


Рис.3. Зависимости выделившейся в процессе горения мишени термоядерной энергии E_{in} от энергии поджига E_{ig} в подкритической области с учетом (■) и без учета (▲) радиационного переноса энергии. Сплошные кривые – аппроксимации по формулам (11) и (12).

$\rho\lambda$ (в г/см^2) тепловых фотонов в ДТ-плазме можно оценить как $\sim 0.14T^{7/2}/\rho_{100}$. При $T \sim 10 \text{ кэВ}$ имеем $\rho\lambda \sim 300 \text{ г/см}^2$, при $T \sim 1 \text{ кэВ}$ получаем $\rho\lambda \sim 0.1 \text{ г/см}^2$. Энергия, выносимая из горячего игнатора быстрыми термоядерными частицами и высокочастотным излучением, распределяясь по всему объему мишени, не успевает прогреть ее до пороговых температур $\sim 5 \text{ кэВ}$. Низкочастотное тепловое излучение игнатора поглощается в ближайших слоях плазмы, окружающей игнатор, и, тем самым, наряду с электронной теплопроводностью вносит вклад в «расползание» горячего пятна в центре мишени. Характерное время ион-электронного обмена гораздо меньше времени горения. Температуры ионов и электронов в горячем пятне близки друг другу. Нелинейная зависимость коэффициента электронной теплопроводности от температуры $\kappa \sim T^{5/2}$ приводит к тому, что распределение температур и скоростей термоядерного горения в горячей области игнатора примерно однородно.

Таким образом, весь процесс можно приближенно описать как однородное термоядерное горение небольшой горячей области, увеличивающейся в размерах и остывающей за счет электронной теплопроводности и лучистого переноса на фоне неподвижной холодной плазмы. Для подтверждения справедливости этих предположений приведем результаты численного моделирования горения мишени при энергии поджига $E_{ig} = 1.5 \text{ кДж}$. Зависимость от времени скорости термоядерных реакций в мишени $W = [\varepsilon_r n^2 / (4\rho^2)] \langle \sigma v \rangle$ (где ε_r – энергия, выделяемая в одной ДТ-реакции; n – плотность ионов; σ – сечение термоядерной реакции; v – скорость ионов; угловые скобки означают усреднение по максвелловскому спектру) приведена на рис.4. Видно, что характерное время горения составляет $\sim 20 \text{ пс}$. На рис.5 и 6 для трех моментов времени (в начале, середине и конце процесса горения) представлены соответственно распределения температур (ионной и электронной) и скорости термоядерных реакций в единице объема.

Итак, процесс горения в подкритической области допускает простое автомодельное описание:

1. Выражение для температуры ионов имеет ступенчатый вид:

$$T_i(r, t) = T_i(t)[1 - \theta(r/R)] + T_0, \quad (3)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда; R – текущий радиус игнатора; T_0 – температура окружающего горючего.

2. Энергия, запасенная в игнаторе, не изменяется. Меняются только его размеры и температура (мы пренебре-

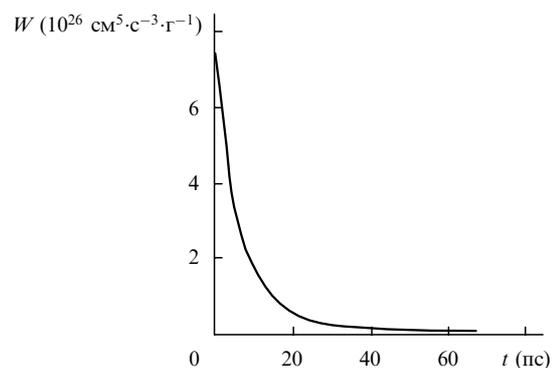


Рис.4. Зависимость скорости W термоядерных реакций в мишени от времени при энергии поджига $E_{ig} = 1.5 \text{ кДж}$.

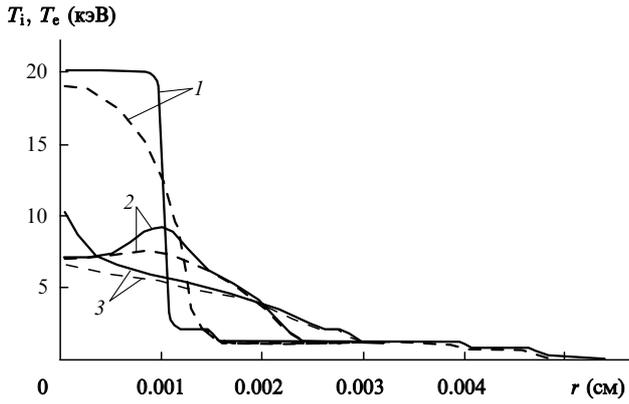


Рис.5. Радиальные распределения ионной (T_i , сплошные кривые) и электронной (T_e , штриховые кривые) температур в моменты времени $t = 0.3$ (1), 9.3 (2) и 19 пс (3) при $E_{ig} = 1.5$ кДж.

гаем выносом энергии за пределы горячего пятна излучением и энергией, оставляемой в игниторе термоядерными частицами, а также считаем, что $T_e = T_i = T$:

$$(4\pi/3)R^3 T \rho c_V \approx E_{ig}, \quad (4)$$

где $c_V = 1.15 \times 10^8$ Дж·г⁻¹·кэВ⁻¹ – удельная теплоемкость DT-смеси.

3. Имеет место характерная для процессов теплопроводности зависимость радиуса горячего пятна от времени:

$$R(t) \approx \beta(\kappa t / \rho)^{1/2}, \quad (5)$$

где β – коэффициент порядка единицы.

Как следствие этих предположений можно получить зависимость температуры игнитора от времени:

$$T(t) = \frac{E_{ig}}{(4\pi/3)R^3 \rho c_V} = \frac{E_{ig} \rho^{1/2}}{(4\pi\beta^3/3)c_V \kappa^{3/2} t^{3/2}}. \quad (6)$$

Скорость удельного (на единицу объема V) энерговыделения термоядерных реакций $V^{-1}dE_{in}/dt$ зависит только от плотности и температуры плазмы: $V^{-1}dE_{in}/dt = \rho^2 \times W(T)$. При наших предположениях игнитор горит равномерно по объему и общее термоядерное энерговыделение может быть представлено в виде

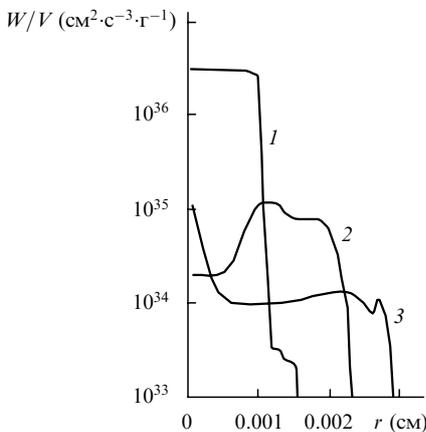


Рис.6. Радиальные распределения удельной скорости термоядерных реакций в мишени в моменты времени $t = 0.3$ (1), 9.3 (2) и 19 пс (3) при $E_{ig} = 1.5$ кДж.

$$E_{in} = \frac{4\pi\rho^2}{3} \int_0^\tau W(T)R^3 dt = \frac{\rho E_{ig}}{c_V} \int_0^\tau \frac{1}{T} W(T) dt. \quad (7)$$

Интегрирование в (7) ведется до момента времени τ , когда температура игнитора сравнивается с температурой окружающей среды и горение прекращается. Поскольку температура связана с временем соотношением (6), можно с помощью обычной замены переменных перейти от интегрирования по времени к интегрированию по температуре игнитора:

$$E_{in} = \frac{8\pi\rho^{4/3}}{9\kappa\beta^2} \left(\frac{3E_{ig}}{4\pi c_V} \right)^{5/3} \int_{T_f}^{T_{in}} \frac{W(T)}{T^{8/3}} dT. \quad (8)$$

Интегрирование в (8) идет от конечной температуры игнитора T_f , совпадающей с температурой окружающей плазмы (фактически, в силу быстрого уменьшения скорости термоядерных реакций $W(T)$, можно ограничиться $T_f \sim 5$ кэВ), до начальной температуры игнитора T_{in} . Эта температура, вообще говоря, зависит от размеров игнитора и его энергии (см. соотношение (4)). Однако, учитывая быструю сходимость интеграла из-за сравнительно слабой зависимости $W(T)$ в области высоких температур, верхний предел интегрирования в (8) можно устремить к бесконечности. Иными словами, характер распространения термоядерного горения в автомобильном приближении не зависит от начальных условий:

$$E_{in} = \frac{8\pi\rho^{4/3}}{9\kappa\beta^2} \left(\frac{3E_{ig}}{4\pi c_V} \right)^{5/3} \int_0^\infty \frac{W(T)}{T^{8/3}} dT. \quad (9)$$

Как следует из (9), зависимость выделенной термоядерной энергии от энергии поджига имеет вид

$$E_{in} \propto E_{ig}^{5/3}. \quad (10)$$

Одновременно полученная зависимость $E_{in} \propto \rho^{4/3}$ является следствием известной ранее масштабной инвариантности и зависимости (10): $\rho^2 E_{in} \propto (\rho^2 E_{ig})^{5/3}$.

На рис.7 в логарифмическом масштабе представлены те же результаты расчетов, что и на рис.3. Из рис.7 видно, что результаты хорошо ложатся на прямую линию. Линейная аппроксимация, проведенная по методу наименьших квадратов, дается уравнением

$$\ln E_{in} = 1.68 \ln E_{ig} + 2.2. \quad (11)$$

Коэффициент при логарифме, характеризующий показа-

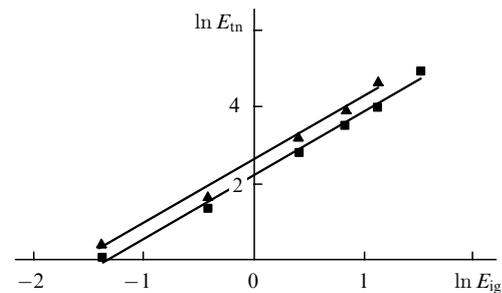


Рис.7. Зависимости выделившейся в процессе горения мишени термоядерной энергии E_{in} от энергии поджига E_{ig} в подкритической области с учетом (\blacksquare) и без учета (\blacktriangle) радиационного переноса энергии. Сплошные линии – линейные аппроксимации по формулам (11) и (12).

тель степени, очень хорошо согласуется со значением $5/3$ из формул (9), (10). Расчеты, выполненные без учета радиационного переноса, описываются аналогичной степенной зависимостью

$$\ln E_{\text{in}} = 1.66 \ln E_{\text{ig}} + 2.6. \quad (12)$$

Различие выражений (11) и (12) – в нормирующем коэффициенте. Радиационный перенос увеличивает эффективный коэффициент теплопроводности κ и, в соответствии с (9), уменьшает коэффициент пропорциональности в зависимости (10). Для наглядности аппроксимационные зависимости (11), (12) соответственно в виде $E_{\text{in}} \sim 9E_{\text{ig}}^{5/3}$ и $E_{\text{in}} \sim 13.5E_{\text{ig}}^{5/3}$ (все энергии взяты в кДж) приведены на рис.3 вместе с результатами численного моделирования. Из рис.3 видно, что результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с предсказаниями автомоделных расчетов.

6. Заключение

Таким образом, быстрый лазерный поджиг позволяет получить коэффициенты усиления, превышающие единицу, в тех случаях, когда температура мишени мала для самовозгорания. Так, для мишени с $\rho R \approx 1$ г/см², оптимизированной для горения без применения игнитора, термоядерная энергия составила порядка 50 кДж, а выгорание топлива – 2%. При использовании игнитора с энергией ~ 5 кДж (для этого необходим лазер с энергией импульса ~ 30 кДж) достигается коэффициент усиления $G \sim 16$ и выделяется ~ 250 кДж энергии. При этом, однако, энерговыделение по-прежнему не компенсирует затраты энергии основного драйвера на сжатие мишени. Для того чтобы энерговыделение превышало ~ 2 МДж электрической энергии, затраченной на создание оптимальной ДТ-плазмы необходим коэффициент усиления $G \sim 120$. Численное моделирование быстрого поджига

показывает, что при рассматриваемых параметрах Z-генератора в схеме быстрого поджига возможно достижение $G \sim 500$ с выделением ~ 10 МДж термоядерной энергии. Для этого необходим игнитор с энергией поджига ~ 10 кДж, что потребует применения многопучковой лазерной системы с суммарной энергией ~ 60 кДж.

Работа частично поддержана грантами Министерства образования РФ № Т02-07.4-3395, РФФИ № 04-01-00416-а и программы «Университеты России» (УР.03.01.021 и УР.03.01.026).

1. Захаров С.В., Смирнов В.П., Гасилов А.В. и др. *Препринт ИАЭ № 4587/6* (М., 1988).
2. Zakharov S.V., Smirnov V.P., Grabovskii E.V., et al. *Proc. IAEA Techn. Committee Meeting on Drivers for ICF* (Paris, France, 1995, p. 395).
3. Matzen M.K. *Phys. Plasmas*, **4**, 1519 (1997).
4. Sanford T., et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 4669 (2000).
5. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Sov. Laser Res.*, **13**, 396 (1992).
6. Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E., et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
7. Волосевич П.П., Дарьин Н.А., Евсеев Г.А. и др. *Препринт ИПМ № 48* (М., 1987).
8. Змитренко Н.В., Ильин Д.В., Левковский А.А. и др. *ЖЭТФ*, **106**, 1069 (1994).
9. Zakharov S.V. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **44**, 103 (1999).
10. Temporal M., Honrubia J.J., Atzeni S. *Phys. Plasmas*, **9**, 3098 (2002); Roth S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
11. Key M.H., Cable M.D., et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 1966 (1998).
12. Atzeni S. *Phys. Plasmas*, **6**, 3316 (1999).
13. Il'in D.V., Gus'kov S.Yu., Demchenko V.V., et al. *Rep. XXX EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.* (St. Petersburg, Russia, 2003, <http://eps2003.ioffe.ru/public/pdfs/P-3.60-pre.pdf>).
14. Андреев А.А., Гуськов С.Ю., Левковский А.А. и др. *ЖЭТФ*, **119**, 80 (2001).
15. Levkovskii A.A., Andreev A.A., Il'in D.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4352**, 210 (2001).
16. Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. *Physics of Shock Waves and High-temperature Hydrodynamics Phenomena* (New York: Acad. Press, 1966).