

# БЫСТРОЕ ЗАЖИГАНИЕ ПРИ НАГРЕВЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ МИШЕНИ ИНЕРЦИАЛЬНОГО СИНТЕЗА ИНИЦИИРУЮЩИМ ПУЧКОМ ИОНОВ

*С. Ю. Гуськов<sup>a,b,\*</sup>, Н. В. Змитренко<sup>c</sup>, Д. В. Ильин<sup>d</sup>, В. Е. Шерман<sup>d</sup>*

*<sup>a</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

*<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Россия*

*<sup>c</sup> Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук  
125047, Москва, Россия*

*<sup>d</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 5 мая 2014 г.

Исследуется зажигание и горение предварительно сжатой мишени лазерного термоядерного синтеза при ее быстром нагреве пучком ионов с образованием максимума температурного распределения в центральной части мишени. Представлены результаты комплексного численного расчета задачи, включающего как составные части: 1) сжатие мишени под действием профилированного лазерного импульса, 2) нагрев сжатой мишени с пространственно-неоднородными распределениями плотности и температуры пучком высокоэнергетических ионов и 3) горение мишени с начальным пространственным распределением плотности, образованным в момент максимального сжатия мишени, и начальным пространственным распределением температуры, образованным в результате нагрева сжатой мишени ионным пучком. Установлены зависимости пороговых значений энергии зажигающего ионного пучка и коэффициента термоядерного усиления от ширины гауссовского энергетического спектра ионов пучка. Обсуждаются особенности быстрого зажигания ионным пучком, связанные с пространственным распределением параметров мишени, предварительно сжатой под действием лазерного импульса.

DOI: 10.7868/S0044451014110182

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее серьезные перспективы быстрого зажигания [1, 2] мишени инерциального термоядерного синтеза (ИТС) связаны с развитием концепции быстрого зажигания пучком высокоэнергетических ионов [1, 3–7], применение которой для сферических мишеней не требует использования специальных направляющих каналов для доставки излучения зажигающего драйвера к сжатой части мишени, как это предусматривается в концепциях зажигания пучком быстрых электронов [2] и гидродинамическим потоком вещества [3, 8]. Еще одно отличительное досто-

инство пучка ионов как зажигающего драйвера состоит в возможности контроля расположения области нагрева внутри мишени за счет эффекта брэгговского пика и, тем самым, — в осуществлении центрального зажигания сжатой мишени. Параметры области зажигания (игнитора) должны удовлетворять известному критерию, который для сферического игнитора состоит в том, что его поверхностная плотность — произведение массовой плотности на радиус  $(\rho r)_{ig}$  должна превышать значение  $0.2 \text{ г/см}^2$  в случае игнитора с изобарным распределением параметров и  $0.3 \text{ г/см}^2$  в случае игнитора с изохорным распределением, а температура — радиационный порог  $T_{ig} > 5 \text{ кэВ}$ .

С современным состоянием исследований в области быстрого ионного зажигания можно ознако-

\*E-mail: guskov@sci.lebedev.ru

миться в обзорах [9, 10]. Ниже будут кратко перечислены только те результаты исследований, которые относятся непосредственно к теме данной статьи. В уже упомянутых работах, а также в работах [11–15] были рассчитаны энергии пучков протонов и относительно легких ионов [4–7, 11–14], а также тяжелых ионов [3, 15], соответствующие условиям быстрого зажигания. Для легких ионов эти энергии составляют несколько десятков МэВ на нуклон, для тяжелых — несколько сот МэВ на нуклон. По одномерным и двумерным гидродинамическим программам были выполнены численные расчеты горения предварительно сжатых сферических [12, 13, 16–18] и цилиндрических [3, 11, 15] мишеней ИТС при быстром зажигании пучками моноэнергетических быстрых ионов. В этих работах представлена подробная информация по расчету тормозной способности плазмы по отношению к тому или иному виду ионов с заданной начальной энергией, однако обсуждение вопросов формирования пространственного распределения температуры плазмы в области нагрева мишени пучком ионов и влияние характера этого распределения на зажигание не проводилось.

Распределение температуры в области зажигания и само положение этой области внутри мишени определяются особенностями формирования пространственного распределения температуры плазмы, нагреваемой пучком ионов в условиях быстрого зажигания. Тормозная способность плазмы уменьшается по мере ее нагрева до термоядерной температуры, что приводит к различным условиям передачи энергии плазме от различных частей греющего пучка. Это приводит к увеличению размеров области эффективного нагрева плазмы пучком ионов. При этом важнейшим аспектом проблемы является распределение ионов греющего пучка по энергии. Формирование пространственного распределения температуры в области зажигания при нагреве ионным пучком исследовалось в работах [10, 14]. Было показано, что для образования температурного максимума в распределении температуры вследствие эффекта Брэгга начальная скорость ионов пучка должна в 3–4 раза превышать тепловую скорость электронов в области нагрева. Это означает, что при нагреве DT-плазмы начальная удельная (на один нуклон) энергия ионов моноэнергетического пучка должна примерно в  $(2-3) \cdot 10^4$  раз превышать конечную среднюю температуру в области нагрева. В результате центральное зажигание мишеней ИТС реакторного масштаба, сжатых до плотности, соответствующей параметру  $\rho r$  в диапазоне 3–4 г/см<sup>2</sup>, оказывается возможным при использовании только относитель-

но тяжелых ионов, начиная с иона углерода. При меньшей начальной энергии ионов формируется либо квазиоднородное распределение температуры, либо распределение с отрицательным (в направлении распространения пучка) градиентом температуры, при которых возможно только краевое зажигание мишени. В работе [19] исследовано влияние на пространственное распределение температуры начального спектра ионов пучка. Показано, что нагрев пучком ионов гауссовского спектра дает возможность образования внутреннего игнитора при дисперсии спектра не превышающей 10–15 %. Наличие максвелловского спектра полностью исключает такую возможность. Нагрев пучком ионов максвелловского спектра может обеспечить формирование только краевого игнитора.

Данная работа продолжает исследования работ [10, 14, 19] и посвящена исследованию зажигания и горения предварительно сжатой мишени ИТС в условиях формирования неоднородного пространственного распределения температуры плазмы в центральной части мишени в результате нагрева мишени ионным пучком с различной шириной начального энергетического спектра частиц. Исследования базируются на результатах комплексного численного моделирования задачи. Численный расчет включал три составные части. На первом этапе по одномерной гидродинамической программе ДИАНА [20] рассчитывалось сжатие мишени под действием профилированного лазерного импульса с учетом поглощения лазерного излучения, всех основных плазменных процессов и реального уравнения состояния. На втором этапе рассчитывался нагрев ионным пучком неоднородной плазмы, состояние которой определялось из результатов первого этапа расчетов на момент максимального сжатия мишени. Расчет проводился по программе БИН [19, 21], предназначенной для расчета торможения пучка ионов произвольного спектра в неоднородной неподвижной плазме. На третьем этапе проводился расчет горения мишени от начального состояния, которому соответствовало пространственное распределение плотности, отвечающее моменту максимального сжатия мишени по результатам первого этапа расчетов, и пространственное распределение температуры, рассчитанное на втором этапе расчетов нагрева мишени ионным пучком. Расчет выполнялся по одномерной гидродинамической программе ТЕРА [22], учитывающей все основные плазменные и транспортные процессы, и включал расчет переноса энергии продуктами термоядерных реакций и излучением на основе метода Монте-Карло. В качестве мишени был выбран

один из базовых вариантов мишени быстрого зажигания [23] европейского проекта HiPER [24], направленного на исследование перспективных методов зажигания плазмы с инерциальным способом удержания. Влияние начального спектра ионного пучка исследовалось на основе использования гауссовского спектра в пределах изменения разброса частиц по энергии, соответствующего образованию максимума температуры в центральной части рассматриваемой сферической мишени.

Численные расчеты сжатия, быстрого нагрева и горения плазмы сферической мишени выполнены в данной работе с помощью одномерных математических программ. Моделирование быстрого зажигания в двумерной, и тем более, трехмерной постановке задачи является пока нерешенной проблемой на нынешнем этапе развития численных кодов, которые могли бы обеспечить адекватное моделирование переноса быстрых электронов и ионов, а также  $\alpha$ -частиц в условиях сложного, неоднородного гидродинамического течения плазмы. В работах, известных из литературных источников, моделирование быстрого зажигания проводится пока только в одномерном приближении. Разработка двумерных и трехмерных кодов, способных обеспечить адекватное моделирование быстрого зажигания, является весьма трудной, но в высшей степени актуальной задачей, поскольку, согласно всему опыту исследований в области ИТС, развитие гидродинамических неустойчивостей оказывает значительное влияние на симметрию сжатия термоядерной мишени. Несмотря на использование одномерного подхода, данная работа является, тем не менее, важным шагом в моделировании всего комплекса процессов быстрого зажигания мишени инерциального синтеза.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В УСЛОВИЯХ ГИБРИДНОГО РАСЧЕТА БЫСТРОГО ЗАЖИГАНИЯ ПУЧКОМ ИОНОВ

Численные расчеты горения мишени при быстром зажигании пучком ионов выполнены для мишени, которая была предложена в работе [23] как базовый вариант мишени быстрого зажигания для исследований в рамках европейского проекта HiPER. Проект HiPER посвящен развитию перспективных направлений зажигания плазмы при инерциальном способе удержания, таких как быстрое зажигание и зажигание сфокусированной ударной волной (shock ignition) [25, 26]. Полная энергия лазерной системы HiPER должна составить около 250 кДж в излу-

чении третьей гармоники Nd-лазера. Эта энергия делится между двумя частями лазерного импульса, одна из которых с наносекундной длительностью должна быть использована для первоначального сжатия мишени, а другая со значительно меньшей длительностью и большей мощностью — для быстрого зажигания (при длительности в несколько десятков пикосекунд) или для генерации зажигающей ударной волны (при длительности в несколько сот пикосекунд). При этом в варианте быстрого зажигания для зажигающего импульса отводится энергия около 70 кДж.

Мишень, предложенная в работе [23], представляет собой полую оболочку из DT-льда, покрытую тонким слоем пластика. Толщина слоя DT-льда составляет 211 мкм, толщина слоя пластика, который играет технологическую роль — 3 мкм. Внешний радиус мишени составляет 1000 мкм, ее масса — около 0.6 мг. Мишень предназначена для облучения профилированным импульсом излучения третьей гармоники Nd-лазера с длительностью около 10.5 нс и энергией 130 кДж. Согласно модельным численным расчетам быстрого зажигания при выделении необходимой энергии в центральной части мишени, выполненным в [23], а потом и в ряде других работ (см., например, [27, 28]) эта мишень может обеспечить коэффициент термоядерного усиления (отношение выделившейся термоядерной энергии к лазерной энергии) около 50. Численные расчеты работ [23, 27, 28], выполненные по различным программам, показали близкие результаты не только по значению коэффициента усиления, но и по всем параметрам сжатия мишени под действием лазерного импульса. В указанной мишени роль аблятора, обеспечивающего формирование давления, которое сжимает мишень к центру, выполняет внешний слой DT-льда, испаряемый под действием лазерного импульса. Конечно, мишень с аблятором из более плотного, чем DT-лед вещества может обеспечить более высокое сжатие и, возможно, более высокий коэффициент усиления. Однако поскольку для мишени быстрого зажигания важным требованием является отсутствие слоя сжатого инертного вещества на пути ионного или электронного пучка к сжатому DT-горючему, такая мишень должна обеспечивать полное испарение инертного аблятора к моменту максимального сжатия. Это обстоятельство вместе с простотой мишени в виде оболочки из DT-льда делает ее очень привлекательной и удобной для исследования быстрого зажигания. В дальнейшем мы будем называть эту мишень базовой мишенью HiPER.

В интересах данной работы — для того что-

бы иметь полный набор всех параметров мишени в момент максимального сжатия — расчет базовой мишени HiPER в сферически-симметричной геометрии был повторен по полной версии программы ДИАНА, обеспечивающей решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением лазерного излучения, объемными потерями энергии на собственное излучение и реальным уравнением состояния вещества. Эти данные были использованы как начальные параметры среды, в которой моделировалось торможение зажигающего ионного пучка по программе БИН.

Программа БИН обеспечивает расчет передачи энергии плазме с произвольным пространственным распределением плотности  $\rho(x)$ , температуры  $T(x)$  и ионного состава в отсутствие движения вещества от потока ионов, падающего по нормали на плоскую границу плазмы, с произвольным начальным распределением по энергии. Описание программы в подробной форме представлено в работах [19, 21], поэтому ниже будут упомянуты лишь некоторые из наиболее важных ее особенностей. Распределение энергии потока на границе  $W$  по начальной энергии ионов  $E_0$  задается нормированной, не меняющейся во времени, спектральной функцией  $S(E_0) = W^{-1}(dW/dE_0)$ . Основной энергетической характеристикой задачи в такой постановке является удельная энергия  $Q$ , приходящаяся на единицу площади ионного пучка. В отличие от энергии сферического игнитора эта величина зависит только от поверхностной плотности и не зависит от плотности плазмы:

$$Q = \int C_V(x)T(x)\rho(x) dx,$$

здесь удельная теплоемкость  $C_V$  в общем случае является функцией координаты  $x$ :

$$C_V(x) = \frac{(Z_i(x) + 1)k_B}{(\gamma - 1)A_i(x)m_p},$$

$Z_i$  и  $A_i$  — средние значения заряда и атомного веса ионов плазмы,  $m_p$  — масса протона,  $\gamma$  — постоянная адиабаты,  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Быстрое зажигание предполагает, что нагрев плазмы ионным пучком должен осуществляться за время меньшее, чем характерное время гидродинамического разлета нагреваемой мишени. Поэтому торможение ионов рассчитывается в неподвижной плазме с неизменным пространственным распределением плотности и состава, но с изменяющимся

распределением температуры  $T(x, t)$ , сформированным в результате нагрева предыдущей частью пучка. По мере нагрева вещества в условиях быстрого зажигания тормозная способность плазмы изменяется в значительной степени. В такой постановке все характеристики задачи определяются не временем, а удельной энергией ионного пучка  $Q$ , прошедшего через границу мишени [19, 21]. Плотность потока энергии ионов на границе  $q(t) = dQ/dt$  при этом может меняться со временем. В работе [21] показано, что температура плазмы, достигаемая в результате передачи ей энергии от пучка, может быть представлена в виде

$$T(x, Q) = \int_0^Q \left( \int_0^\infty \frac{S(E_0)a(x, Q')}{E_0} dE_0 \right) \frac{dQ'}{C_V \rho}.$$

Здесь  $a = dE/dx$  — тормозная способность плазмы (энергетические потери иона) в точке  $x$  при заданном распределении температуры, плотности и состава плазмы, являющаяся известной функцией текущей энергии иона  $E$ ;  $E_0$  — начальное значение энергии иона.

Программа БИН обеспечивает расчет энергетических потерь иона  $dE/dx$  в плазме, состояние электронной компоненты которой может изменяться от полностью вырожденного состояния до состояния, отвечающего максвелловскому распределению. Модель тормозной способности плазмы [29] в приближениях прямолинейного движения ионов и кулоновского логарифма основана на использовании обобщения известной формулы Сивухина–Чандрасекара [30] на случай произвольной температуры и плотности электронного газа с произвольной степенью вырождения [31]. Изменение заряда иона в процессе его торможения рассчитывается с использованием аппроксимационной формулы для эффективного заряда ионов любой кратности в плазме при произвольной скорости иона, температуре и плотности плазмы [29]. Это позволяет в едином алгоритме определять энергетические потери во всем диапазоне необходимых параметров плазмы и ионного пучка.

Пространственное распределение температуры, рассчитанное по программе БИН, вместе с пространственным распределением плотности на момент максимального сжатия мишени, рассчитанное по программе ДИАНА, использовались для формирования начальных условий расчета горения мишени в сферической геометрии по программе ТЕРА [22]. Отличительной особенностью программы является использование на каждом временном шаге нестационарного

нарной разностной схемы решения уравнений одномерной гидродинамики (в сферической геометрии) двухтемпературной плазмы, метода прямого статистического моделирования (Монте-Карло) кинетики переноса энергии, импульса и массы быстрыми частицами — продуктами первичных и вторичных термоядерных реакций, ядрами отдачи от упругого рассеяния нейтронов, а также переноса энергии тепловым рентгеновским излучением.

Для анализа результатов численных расчетов нагрева плазмы ионным пучком в работе используется аналитический скейлинг для массового пробега ионов [10]

$$\mu \approx \frac{0.002}{1+0.1\Lambda} \frac{E_0^2}{Z^2 A} \left[ 1 + 10 \left( \frac{AT}{E_0} \right)^{3/2} \right] \text{ г/см}^2, \quad (1)$$

в котором

$$\Lambda = \ln \left\{ \frac{E_0^2}{\rho A^2} \left[ 1 + 22 \left( \frac{AT}{E_0} \right)^2 \right] \right\},$$

$Z$  и  $A$  — заряд и атомный вес иона греющего пучка; начальная энергия иона  $E_0$ , температура плазмы  $T$  и плотность  $\rho$  измеряются соответственно в единицах МэВ, кэВ и г/см<sup>3</sup>. Этот скейлинг с точностью не хуже 20 % согласуется с данными численных расчетов по пробегам различных ионов в широком диапазоне изменения температуры плазмы от 0.1 до 100 кэВ, опубликованных в различных работах [5, 7, 9, 13, 14].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены пространственные распределения температуры и плотности базовой мишени HiPER, полученные в численных расчетах по программе ДИАНА при воздействии на мишень профилированного лазерного импульса с энергией 130 кДж и длительностью около 10.5 нс. В момент максимального сжатия масса неиспаренной части оболочки составляла 0.26 мг, а ее радиус — около 120 мкм. Распределения имеют характерный для сжатия сферической мишени вид, особенностью которого является наличие центральной горячей области с относительно невысокой плотностью. Образование этой области обусловлено эффектом кумуляции энергии при имплозии вещества сферической оболочки к центру. Средняя температура в этой области близка к 4 кэВ, плотность — к 50 г/см<sup>2</sup>, а ее характерный размер, масса, поверхностная плотность

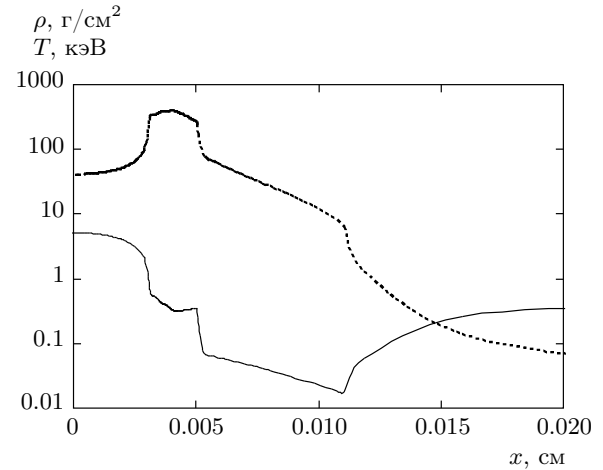
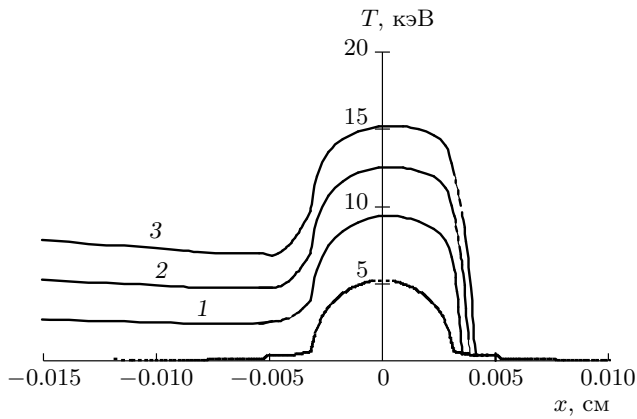


Рис. 1. Радиальные распределения температуры (сплошная линия) и плотности (пунктир) плазмы в момент максимального сжатия базовой мишени HiPER, рассчитанные по программе ДИАНА

и внутренняя энергия составляют соответственно 30 мкм, 0.01 мг, 0.15 г/см<sup>2</sup> и 2.6 кДж. Центральная горячая область окружена относительно холодным и плотным DT-веществом. Наиболее плотное горячее сосредоточено в узком слое с толщиной около 20 мкм, который непосредственно граничит с горячей областью. Распределения плотности и температуры в этом слое имеют однородный характер со средними значениями величин соответственно около 380 г/см<sup>3</sup> и 0.5 кэВ. Масса плотного слоя составляет около 0.1 мг, поверхностная плотность — 0.8 г/см<sup>2</sup>, а внутренняя энергия — 6.9 кДж. Наконец, периферийная часть холодного горячего, расположенная между плотным слоем и испаренной в процессе сжатия части мишени (короной), характеризуется убывающими примерно по линейному закону распределениями температуры и плотности со средними значениями величин соответственно около 0.04 кэВ и 20 г/см<sup>3</sup>. Поверхностная плотность этой части мишени составляет около 0.1 г/см<sup>2</sup>. Это наименее энергетически емкая часть сжатой мишени — ее внутренняя энергия составляет всего лишь 0.56 кДж. Поверхностная плотность всей сжатой части мишени составляет, таким образом, 1.05 г/см<sup>2</sup>, а внутренняя энергия — 10 кДж. Отношение внутренней энергии сжатой мишени к энергии лазерного импульса — гидродинамическая эффективность сжатия — составляет, таким образом, для базовой мишени HiPER величину  $\eta \approx 0.077$ . Это означает, что в кинетическую энергию неиспаренной части мишени переходит лишь 7.7 % от всей энергии лазерного



**Рис. 2.** Пространственное распределение температуры при нагреве плазмы, отвечающей состоянию сжатой мишени HiPER, пучком ионов ванадия с энергией  $E_0 = 4700$  МэВ при значениях удельной энергии пучка  $Q = 0.5$  ГДж/см<sup>2</sup> (кривая 1),  $Q = 1$  ГДж/см<sup>2</sup> (кривая 2) и  $Q = 1.5$  ГДж/см<sup>2</sup> (кривая 3). Штриховая линия — начальное распределение температуры после сжатия лазерным импульсом. Начало отсчета расположено в центре мишени

импульса, воздействующего на мишень. Остальная часть энергии лазерного импульса содержится в короне мишени, в которой формируется абляционное давление, сжимающее мишень.

Расчет по программе БИН проводился для плазмы, имеющей в начальный момент распределения температуры и плотности вдоль направления распространения пучка, представленные на рис. 1. Пучок падал на поверхность плазмы, совпадающую с границей сжатой части мишени. В данной работе в качестве греющего пучка использовались пучки относительно легких ионов углерода  $C^{12}$  и более тяжелых ионов ванадия  $V^{23}$ . Расчеты по программе БИН показали, что нагрев плазмы, отвечающей состоянию сжатой мишени HiPER, моноэнергетическими пучками приводит к образованию центрального игнитора при энергии ионов углерода, равной  $E_0 = 500$  МэВ, и энергии ионов ванадия  $E_0 = 4700$  МэВ. Для сравнения отметим, что согласно этим расчетам для создания центрального игнитора при нагреве пучком ионов золота их энергия должна составлять  $E_0 = 37000$  МэВ. С увеличением заряда иона тормозная способность плазмы растет и, соответственно, массовый пробег иона уменьшается, поэтому при сохранении ширины температурного пика и его контраста энергия иона в расчете на один нуклон растет в соответствии со скейлингом (1).

На рис. 2 показаны пространственные профили температуры, рассчитанные по программе БИН при торможении моноэнергетического потока ионов ванадия с различной удельной энергией  $Q$  в плазме с начальными распределениями плотности и температуры, соответствующими данным расчета по программе ДИАНА, которые представлены на рис. 1 (пучок падает слева). Аналогичные расчеты были проведены и для моноэнергетического пучка ионов углерода. Данные рис. 2 показывают, что пучок ионов ванадия с энергией  $E = 4700$  МэВ создает компактную область высокой температуры в центре рассматриваемой мишени с достаточно симметричным распределением относительно ее центра. Размер этой области слабо изменяется (растет) по мере увеличения энергии пучка от значений  $x_h \approx 34$  мкм при  $Q = 0.5$  ГДж/см<sup>2</sup> до  $x_h \approx 42$  мкм при  $Q = 1.5$  ГДж/см<sup>2</sup>. Соответственно растет в пределах  $\delta \approx 55$ –65 % и доля энергии пучка, доставляемая в область высоких температур.

Обсудим требования к параметрам зажигающего ионного пучка с учетом представленных выше параметров сжатой мишени HiPER. Условие быстрого нагрева области зажигания за время, меньшее времени ее теплового разлета, приводит к следующему требованию на предельную длительность пучка ионов  $\tau_b \leq r_{ig} M^{1/2} / 2V_s M_{ig}^{1/2}$ , где  $V_s = [(\gamma - 1)C_V T_{ig}]^{1/2}$  — скорость звука в области зажигания,  $r_{ig}$  и  $M_{ig}$  — соответственно ее радиус и масса, а  $M$  — полная масса сжатой мишени. Для значений  $r_{ig} = 3.5 \cdot 10^{-3}$  см,  $T_{ig} = 10$  кэВ,  $M_{ig} = 6.5 \cdot 10^{-5}$  г и  $M = 2.6 \cdot 10^{-4}$  г ( $C_V \approx 1.15 \cdot 10^{15}$  эрг/г·кэВ) для предельной длительности зажигающего импульса получаем значение  $\tau_b \approx 40$  пс. Тогда при удельной энергии пучка  $Q = 1$  ГДж/см<sup>2</sup> для энергии и интенсивности пучка получаем, соответственно, 38 кДж и  $2.5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> — значения, которые лежат в интервале обсуждаемых в литературе параметров зажигающего ионного пучка.

Отметим, что интенсивность ионного пучка, способного обеспечить быстрое зажигание, на несколько порядков превышает современные возможности тяжелоионных ускорителей. Однако указанные интенсивности зажигающего пучка могут быть достигнуты при лазер-плазменном ускорении ионов. Основанием для такого утверждения служат современные данные экспериментов по ускорению ионов при воздействии на мишень заданной массы импульса петаваттного лазера с интенсивностью  $10^{20}$ – $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>, в которых достигнута эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию пучка быстрых ионов около 10–15 %. Такие

результаты достигнуты как для пучков протонов с энергиями вплоть до 100 МэВ, так и для пучков более тяжелых ионов, таких, например, как углерод и кальций с энергиями в несколько десятков МэВ на нуклон. Более подробно с результатами исследований в этой области можно ознакомиться, например, в обзорах [9, 10, 32]. Главной задачей остается повышение полной энергии пучка при необходимом для этого повышении энергии петаваттного лазерного импульса. Достигнутая сегодня максимальная энергия такого импульса 10 кДж [33] еще весьма далека от требуемой энергии 200–300 кДж с учетом указанной выше эффективности трансформации лазерной энергии в энергию быстрых ионов. Тем не менее уже сегодня разработаны два проекта, направленные на демонстрацию быстрого зажигания [24, 33], которые содержат техническое обоснование формирования петаваттных лазерных импульсов с энергией 100–200 кДж. Отметим, что особенностью лазер-плазменного ускорения является разброс ускоряемых ионов по энергии. Именно по этой причине влиянию начального спектра ионного пучка на эффективность быстрого зажигания уделяется в данной работе особое внимание.

Радиальные распределения температуры и плотности сферически-симметричной мишени для расчетов горения по программе ТЕРА формировались следующим образом. Профиль плотности, естественно, оставался таким же, каким он был рассчитан по программе ДИАНА. Распределение температуры формировалось путем сшивки в точке  $r = r_{ig} = x_h$  профиля температуры, полученного в расчете нагрева плазмы ионным пучком по программе БИН при  $|x| < x_h$ , с профилем температуры, полученным в расчете сжатия мишени по программе ДИАНА при  $|x| \geq x_h$ . Распределение температуры в области  $|x| < x_h$ , рассчитанное по программе БИН, предварительно симметризовалось по положительным и отрицательным значениям координаты  $x$ . Образованная таким образом область в центре мишени ( $r \leq r_{ig}$ ) и представляла собой область первоначального зажигания — игнитор. По программе ТЕРА рассчитывалась термоядерная энергия  $E_{TN}$ , которая выделялась в процессе разлета сферической мишени, содержащей центральный игнитор, сформированный по указанному выше алгоритму. В качестве характеристики эффективности непосредственно процесса горения такой мишени рассчитывался коэффициент термоядерного усиления  $G_{TN} = E_{TN}/E_t$  по отношению к начальной энергии мишени  $E_t$ , т. е. к сумме внутренней энергии, сообщенной мишени в результате сжатия  $E_c$ , и энергии,

затраченной на образование игнитора  $E_{ig}$ :

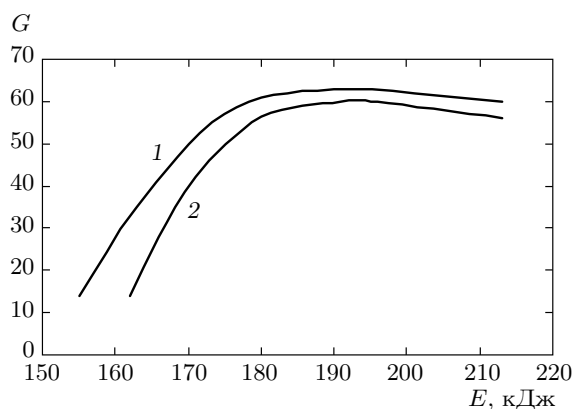
$$G_{TN} = \frac{E_{TN}}{E_c + E_{ig}}.$$

Однако характеристикой энергетической эффективности мишени быстрого зажигания в целом является полный коэффициент термоядерного усиления  $G$ , который представляет собой отношение выделившейся термоядерной энергии к суммарной энергии лазерного импульса (130 кДж), обеспечившего сжатие мишени, и энергии пучка ионов, обеспечившего нагрев игнитора. Для рассматриваемой мишени соотношение между внутренней энергией сжатой мишени и энергией лазерного импульса, которое задается гидродинамической эффективностью сжатия, составляет, как указывалось выше,  $\eta = 0.077$ . Поэтому соотношение между полным коэффициентом усиления  $G$  и коэффициентом усиления  $G_{TN}$ , рассчитанным по программе ТЕРА, определяется соотношением энергии игнитора и энергии цилиндрического ионного пучка, обеспечивающего его образование

$$G \equiv G_{TN} \frac{E_c + E_{ig}}{E_L + E_b} = G_{TN} \frac{\eta E_L + E_{ig}}{E_L + E_b}.$$

Энергия ионного пучка рассчитывалась в виде суммы энергии цилиндрического игнитора  $E_{ig}$  и внутренней энергии вещества, нагретого вдоль цилиндрического канала распространения пучка до границы игнитора:  $E_b = E_{ig}/\delta$ , в соответствии с данными расчета по программе БИН для доли энергии  $\delta$ , доставляемой пучком ионов в область высоких температур. Радиус цилиндрического игнитора выбирался равным радиусу сферического игнитора, а его длина удвоенному значению этого радиуса. Несмотря на увеличение объема цилиндрического игнитора по сравнению со сферическим аналогом в 1.5 раза, энергия цилиндрического игнитора была близка к энергии сферического игнитора (оставаясь только незначительно меньше), за счет роста плотности вещества в центральной области мишени.

Следует отметить, что замена цилиндрического игнитора на сферический означает формулировку расчетной задачи горения по программе ТЕРА в более благоприятных условиях, отвечающих иницированию и развитию сферически-симметричной волны термоядерного горения. Однако есть основание полагать, что в рамках рассматриваемой задачи такая замена не оказывает значительного влияния на конечное значение коэффициента термоядерного усиления. Действительно, простое геометрическое



**Рис. 3.** Зависимость полного коэффициента усиления мишени  $G$  от суммарной энергии драйверов  $E = E_L + E_b$  для моноэнергетических пучков ионов ванадия с начальной энергией  $E_0 = 4700$  МэВ (кривая 1) и ионов углерода с начальной энергией  $E_0 = 500$  МэВ (кривая 2)

рассмотрение показывает, что максимальное удаление поверхности цилиндра от поверхности вписанного в него шара составляет  $\Delta = (2^{1/2} - 1)r_{ig} \approx 0.4r_{ig}$ . Это означает, что гидродинамическая сферизация разлета цилиндрического игнитора будет происходить за время, примерно, в  $r_{ig}/\Delta = 2.5$  раз меньшее, чем время инерциального удержания и горения игнитора. Кроме того, дополнительный вклад в сферизацию будет вносить электронная теплопроводность, роль которой при термоядерных температурах будет значительной на протяжении всего периода горения.

Обсудим сначала результаты расчетов горения базовой мишени HiPER при быстром зажигании моноэнергетическим пучком ионов. Результаты расчетов для моноэнергетических пучков ионов ванадия с начальной энергией 4700 МэВ и углерода с начальной энергией 500 МэВ приведены, соответственно, в табл. 1 и 2. Зависимости полного коэффициента усиления от суммарной энергии драйверов представлены, кроме того, в графическом виде на рис. 3.

Как видно из данных таблиц и рис. 3, зажигание мишени происходит примерно при одной и той же удельной энергии  $Q \approx 1\text{--}1.2$  ГДж/см<sup>2</sup>, что соответствует энергии ионного пучка  $E_b = 50\text{--}60$  кДж и суммарной энергии лазерного импульса, сжимающего мишень, и зажигающего ионного пучка  $E = E_L + E_b = 180\text{--}190$  кДж. Максимальный коэффициент усиления составляет  $G \approx 60$ . Незначительное преимущество для ионов ванадия лежит в пределах точности расчетов. Доля энергии пучка, кото-

рая эффективно затрачивается на нагрев центральной области зажигания, также оказывается примерно одинаковой для пучков обоих типов ионов. Так, для энергии пучка около 60 кДж, при которой достигается максимальный коэффициент усиления в обоих случаях, эта доля составляет около 65 % от полной энергии пучка. Остальную энергию пучок передает веществу мишени вдоль канала своего распространения, не нагревая его до температуры зажигания. Таким образом, учет пространственного распределения температуры в области иницирования дает 1.5-кратное превышение энергии пучка, необходимой для центрального зажигания, по сравнению с модельными расчетами [23, 27, 28], выполненными в предположении о выделении всей энергии зажигающего драйвера в области иницирования горения.

Энергия ионов моноэнергетического пучка, предназначенного для краевого зажигания должна быть, естественно, меньше, чем энергия ионов пучка, обеспечивающего центральное зажигание. Так, для образования краевого игнитора с параметрами, отвечающими стандартным требованиям  $2\rho r_{ig} = 0.6$  г/см<sup>2</sup>,  $T_{ig} = 10$  кэВ, энергия ионов углерода в соответствии со скейлингом (1) должна составлять около 180 МэВ, а ионов ванадия — около 1500 МэВ. В случае краевого нагрева плазмы моноэнергетическим потоком ионов, падающим нормально на границу полупространства, распределение температуры в области нагрева описывается автомодельным решением [34]

$$T(\xi) \approx T_b(1 - \xi)^{2/5}, \quad (2)$$

в котором автомодельная переменная имеет вид

$$\xi = \frac{\rho x}{\mu(t)},$$

а  $T_b$  представляет собой значение температуры на границе полупространства в точке  $x = 0$ .

Для краевого зажигания среднее значение температуры, соответствующее распределению (2), должно составлять  $T_{ig}$  в пределах поверхностной плотности  $\rho x_{ig}$ . Минимальное значение удельной энергии  $Q$ , необходимое для выполнения этого условия, соответствует значению отношения  $\mu/\rho x_{ig}$ , равному 7/5. Отсюда для граничной температуры и минимальной удельной энергии зажигания  $Q$  получаем, соответственно

$$T_b = \left(\frac{7}{2}\right)^{2/5} T_{ig},$$

$$Q_{min} = 2 \left(\frac{7}{2}\right)^{2/5} C_V(\rho r_{ig}) T_{ig}. \quad (3)$$



**Таблица 1.** Полный коэффициент усиления  $G$  в зависимости от удельной энергии  $Q$  моноэнергетического пучка ионов ванадия с энергией частиц  $E_0 = 4700$  МэВ

$Q$ , ГДж/см <sup>2</sup>	0.5	0.8	1	1.2	1.5
$r_{ig}$ , мкм	34	36	38	40	42
$E_b$ , кДж	18	33	45	60	83
$E_{ig}$ , кДж	9	21	32	44	68
$E_t$ , кДж	19	31	42	54	78
$E_{TN}$ , кДж	$1.48 \cdot 10^2$	$5.7 \cdot 10^3$	$10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^4$
$G_{TN}$	8	181	239	223	166
$G$	1	35	57	63	60

*Примечание.*  $r_{ig}$  — радиус игнатора;  $E_b$  — полная энергия пучка;  $E_{ig}$  — энергия игнатора;  $E_t$  — начальная энергия сжатой части базовой мишени HiPER, нагретой ионным пучком;  $E_{TN}$  — выделившаяся термоядерная энергия;  $G_{TN}$  — коэффициент термоядерного усиления по отношению к начальной энергии сжатой мишени

**Таблица 2.** Полный коэффициент усиления  $G$  в зависимости от удельной энергии  $Q$  моноэнергетического пучка ионов углерода с энергией частиц  $E_0 = 500$  МэВ

$Q$ , ГДж/см <sup>2</sup>	0.7	0.8	0.9	1	1.1	1.2	1.5
$r_{ig}$ , мкм	38	38	38	40	42	42	44
$E_b$ , кДж	32	36	41	50	61	66	91
$E_{ig}$ , кДж	19	23	27	36	48	52	78
$E_t$ , кДж	29	33	37	46	58	62	88
$E_{TN}$ , кДж	$2.2 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$9.4 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^4$
$G_{TN}$	76	143	196	204	190	192	147
$G$	14	28	42	52	60	60	56

*Примечание.* Обозначения те же, что и в табл. 1

Выражение (3) дает значение удельной энергии пучка, обеспечивающего краевое зажигание, в  $(7/2)^{2/5} \approx 1.65$  раз большее, чем это требуется для создания «однородного» игнатора с температурой, равной  $T_{ig}$  в пределах поверхностной плотности  $\rho x_{ig}$ . Для значений  $T_{ig} = 10$  кэВ и  $\rho x_{ig} = 0.3$  г/см<sup>2</sup> оценка по формуле (3) дает для  $Q_{min}$  значение 1 ГДж/см<sup>2</sup>. Это значение близко к удельной энергии пучка, обеспечивающего центральное зажигание базовой мишени HiPER в приведенных выше численных расчетах. Если в случае краевого нагрева превышение удельной энергии зажигающего пучка по сравнению с удельной энергией «однородного» иг-

натора обусловлено «неэффективными» энергетическими затратами пучка на нагрев периферийной части области выделения энергии до температур ниже температуры зажигания, то в случае центрального зажигания базовой мишени HiPER, как уже отмечалось, такое превышение связано с энергетическими затратами пучка на нагрев плазмы вдоль канала его распространения от границы мишени до области расположения игнатора.

Удельная энергия пучка, предназначенного для нагрева краевого игнатора, не зависит от масштаба мишени ИТС — от ее поверхностной плотности в момент максимального сжатия — в отличие от удель-

ной энергии пучка, предназначенного для центрального зажигания. В последнем случае эта энергия растёт за счёт увеличения энергетических затрат пучка на нагрев плазмы в канале его распространения на пути к игнитуру, которые возрастают с ростом поверхностной плотности мишени. Так, расчеты нагрева мишени реакторного масштаба с поверхностной плотностью  $3 \text{ г/см}^2$  моноэнергетическим пучком ионов ванадия [19], выполненные по программе БИН, показали двукратное превышение энергии зажигающего пучка, обеспечивающего создание центрального игнитура, по сравнению со случаем создания краевого игнитура с теми же параметрами. То, что в случае базовой мишени HiPER значения этих энергий близки, является отличительной особенностью этой мишени. Поскольку эффективность горения мишени при центральном зажигании выше по сравнению с краевым, которому отвечают более высокие потери энергии, связанные с разлетом вещества из области зажигания и выносом за ее пределы части энергии  $\alpha$ -частиц, преимущества центрального зажигания для базовой мишени HiPER очевидны. В случае мишеней большего масштаба, предназначенных для достижения коэффициентов усиления на уровне нескольких сот, ответ на вопрос о зависимости коэффициента усиления от положения области зажигания при нагреве пучком ионов может дать только численный расчет горения мишени, который должен выполняться, по крайней мере, в рамках моделирования двумерной задачи в осесимметричной постановке.

Обсудим особенности горения базовой мишени HiPER при быстром зажигании ионным пучком. На рис. 4 и 5 показаны пространственные распределения удельной мощности (на единицу объема) термоядерной реакции  $W_{TN}$  и ионной температуры плазмы в различные моменты времени при горении базовой мишени HiPER, нагретой моноэнергетическим пучком ионов ванадия с начальной энергией частиц  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  и удельной энергией  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$ . Перенос энергии  $\alpha$ -частицами и волной электронной теплопроводности из центральной горячей области первоначального инициирования приводит к интенсивному горению приграничного слоя плотного горючего. В результате нагрева этого слоя и роста давления в нем уже к моменту времени 6.3 пс в обе стороны от этого слоя распространяются сферические волны термоядерного горения, причем особенно быстро сходящаяся к центру детонационная волна в малоплотной области первоначального инициирования (рис. 4, кривая 2). В момент времени близкий к 14.8 пс детонационная

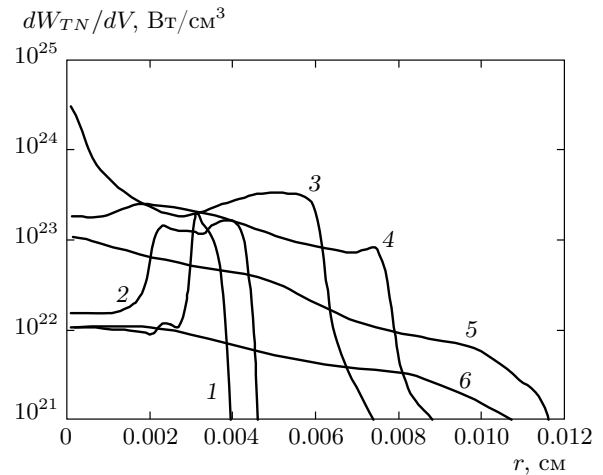


Рис. 4. Пространственные распределения удельной (на единицу объема) мощности термоядерной реакции  $W_{TN}$  в различные моменты времени при горении базовой мишени HiPER, нагретой моноэнергетическим пучком ионов ванадия с начальной энергией частиц  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  и удельной энергией  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$ . Кривые 1–6 соответствуют моментам времени 0.55 пс, 6.3 пс, 14.8 пс, 19.8 пс, 30.1 пс и 40.4 пс

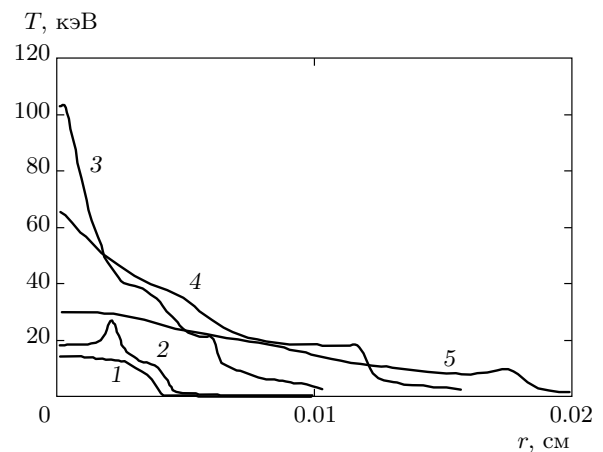


Рис. 5. Пространственные распределения температуры плазмы в различные моменты времени при горении базовой мишени HiPER, нагретой моноэнергетическим пучком ионов ванадия с начальной энергией частиц  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  и удельной энергией  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$ . Кривые 1–5 соответствуют моментам времени 0.55 пс, 6.3 пс, 14.8 пс, 19.8 пс и 40.4 пс

волна достигает центра мишени (рис. 4, кривая 3). При этом в центре мишени ионная температура достигает значения около 100 кэВ (рис. 5, кривая 3), плотность — около  $500 \text{ г/см}^3$ , а давление — около  $4 \cdot 10^4$  Гбар. К моменту времени 40.4 пс интенсивность горения мишени существенно снижается за счет разлета мишени, температура в центре мишени уменьшается до значения 30 кэВ (рис. 5, кривая 5), плотность и давление, соответственно — до  $33 \text{ г/см}^3$  и 70 Гбар. Напомним, что коэффициент усиления в этом примере расчета составил 63 (см. табл. 1) при степени выгорания ДТ-горючего около 13 %.

Интересно сравнить процесс быстрого зажигания базовой мишени HiPER с зажиганием гипотетической однородной мишени с близкими параметрами. Будем считать, что плотность однородной мишени составляет  $300 \text{ г/см}^3$ , а ее начальная температура 1 кэВ. На примере однородной мишени удобно обсудить основные закономерности образования пространственного распределения температуры при нагреве плазмы ионным пучком. Яркий выраженный брэгговский пик образуется в том случае, если начальная энергия быстрых ионов значительно (на порядок и более) превышает тепловой порог  $E_T \approx Am_p T / m_e$  ( $m_e$  — масса электрона) — значение энергии иона, имеющего скорость, равную тепловой скорости электронов нагреваемого вещества. Первое слагаемое формулы (1) дает значение поверхностной плотности (отсчитываемой от границы мишени), отвечающей положению температурного пика. Это значение представляет собой пробег иона от начальной энергии до теплового порога, когда тормозная способность плазмы зависит от энергии иона как  $E^{-1}$  и не зависит от температуры плазмы [30]. Поэтому при значительном превышении энергии ионов теплового порога поверхностная плотность, отвечающая положению пика, практически не зависит от температуры нагрева, а определяется только начальной энергией иона — растет как  $E_0^2$ . Второе слагаемое дает значение ширины пика. Оно представляет собой массовый пробег иона от теплового порога до полной остановки. В этом случае тормозная способность зависит не только от начальной энергии иона, но и от температуры нагретого вещества как  $E^{1/2} / T^{3/2}$  [30]. В результате ширина пика изменяется как  $E_0^{1/2} T^{3/2}$ , что и обуславливает достаточно сильный рост ширины пика с ростом температуры. Для ионов ванадия с энергией  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  и ионов углерода с энергией  $E_0 = 500 \text{ МэВ}$  при температуре нагрева  $T = 10 \text{ кэВ}$  отношение  $E_0 / E_T$  составляет соответственно 5.6 и 2.3. Тогда, согласно (1), в случае ионов ванадия положение температурного

пика отвечает поверхностной плотности  $1.2 \text{ г/см}^2$ , а его ширина при изменении температуры от 5 кэВ до 10 кэВ увеличивается от  $0.12 \text{ г/см}^2$  до  $0.3 \text{ г/см}^2$ . В случае ионов углерода положение температурного пика отвечает поверхностной плотности  $1 \text{ г/см}^2$ , а его ширина при изменении температуры от 5 кэВ до 10 кэВ увеличивается от  $0.4 \text{ г/см}^2$  до  $1 \text{ г/см}^2$ . В то же время при температуре  $T = 1 \text{ кэВ}$  ширина температурного пика составляет, согласно (1), всего лишь  $0.01 \text{ г/см}^2$  — для ионов ванадия и  $0.04$  для ионов углерода, что на порядок меньше, чем при температурах зажигания. Таким образом, в результате уменьшения тормозной способности плазмы по мере ее нагрева до температуры зажигания происходит заметное уширение температурного пика. В то же время, если начальная энергия иона значительно превышает тепловой порог, положение пика практически не изменяется. Поэтому выбор параметров зажигающего ионного пучка должен обеспечить расположение температурного пика в заданной (например, в центральной) части мишени в соответствии с начальной энергией ионов при минимальном превышении его шириной значения поверхностной плотности, которое определяется критерием зажигания. Расчеты по программе БИН подтвердили указанные особенности формирования пространственного распределения температуры. При нагреве пучком ионов ванадия с энергией  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  до температур 5–10 кэВ положение температурного пика практически не зависит от конечной температуры и отвечает значению поверхностной плотности  $1.26 \text{ г/см}^2$ , а ширина пика растет от  $0.15 \text{ г/см}^2$  при температуре 5 кэВ до необходимых для зажигания  $0.4 \text{ г/см}^2$  при температуре 10 кэВ. Тем самым в случае пучка ионов ванадия критерий зажигания достигается при температуре нагрева 10 кэВ. При нагреве пучком ионов углерода положение пика температуры, близкое к поверхностной плотности мишени HiPER, соответствует энергии ионов  $E_0 = 500 \text{ МэВ}$ , однако ширина пика для этой энергии ионов при температурах нагрева 5–10 кэВ достигает значений  $0.3\text{--}0.7 \text{ г/см}^2$ . Тем самым, в этом случае оптимальная температура нагрева, превышающая минимальный предел критерия зажигания, близка к 7 кэВ.

Расчеты быстрого центрального зажигания однородной мишени с поверхностной плотностью  $\rho R = 1.26 \text{ г/см}^2$  (начальная внутренняя энергия которой составляет 10.7 кДж) пучком ионов ванадия с энергией  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$  были проведены с помощью программ БИН и ТЕРА тем же образом, что и для неоднородной мишени. Поскольку массы мишеней различны, информативной для сравнения ха-

**Таблица 3.** Коэффициент термоядерного усиления  $G_{TN}$  по отношению к начальной энергии однородной мишени с поверхностной плотностью  $1.26 \text{ г/см}^2$  при температуре  $1 \text{ кэВ}$  и плотности  $300 \text{ г/см}^3$  в зависимости от удельной энергии  $Q$  моноэнергетического пучка ионов ванадия с энергией частиц  $E_0 = 4700 \text{ МэВ}$

$Q, \text{ ГДж/см}^2$	1.4	1.6	1.7	1.8	2.0	2.2
$r_{ig}, \text{ мкм}$	12.6	14.28	15.12	15.96	17.64	18.48
$E_b, \text{ кДж}$	7	10.2	12.2	14.4	19.5	23.6
$E_{ig}, \text{ кДж}$	2	3.2	3.8	4.7	6.7	8.3
$E_t, \text{ кДж}$	12.7	13.9	14.5	15.4	17.4	19
$E_{TN}, \text{ кДж}$	32.1	$1.8 \cdot 10^2$	$9.7 \cdot 10^2$	$2.6 \cdot 10^3$	$3.7 \cdot 10^3$	$3.9 \cdot 10^3$
$G_{TN}$	2.5	12.9	66.7	171	214	208

рактической характеристикой является коэффициент усиления мишени  $G_{TN}$  и удельная энергия пучка  $Q$  (см. табл. 3). Если волна термоядерного горения успевает зажечь мишень, коэффициенты термоядерного усиления в обоих случаях близки друг к другу:  $G_{TN} \approx 200$ , что естественно, поскольку они определяются в основном значением полной поверхностной плотности мишени  $\rho R$ . Однако удельная энергия пучка  $Q$ , необходимая для центрального зажигания однородной мишени ( $Q = 2 \text{ ГДж/см}^2$ ), вдвое превышает удельную энергию, требуемую для зажигания неоднородной мишени. Причина этого состоит, именно, в наличии центральной нагретой области реально сжимаемой сферической мишени, которая естественным образом формируется в результате эффекта кумуляции потоков вещества в центре мишени. Пространственное распределение параметров сжатой мишени HiPER (рис. 1, 2) характеризуется максимумом температуры со значением около  $5 \text{ КэВ}$  и минимумом плотности со значением около  $40 \text{ г/см}^3$ . Наличие начальной нагретой области сжатой мишени не только уменьшает энергию пучка, необходимую для зажигания, но и, как будет показано ниже, делает образование центрального игнитора более устойчивым к вариациям спектра ионов.

Перейдем к задаче быстрого зажигания ионным пучком, обладающим начальным распределением частиц по энергии. Положение максимума температурного пика зависит от начальной энергии ионов в пучке. Протяженный начальный спектр ионов является одним из факторов, который может привести не только к дополнительному размытию температурного пика, но и к полному его устранению. Как указывалось во Введении, наличие максвелловского спектра вообще устраняет возможность цен-

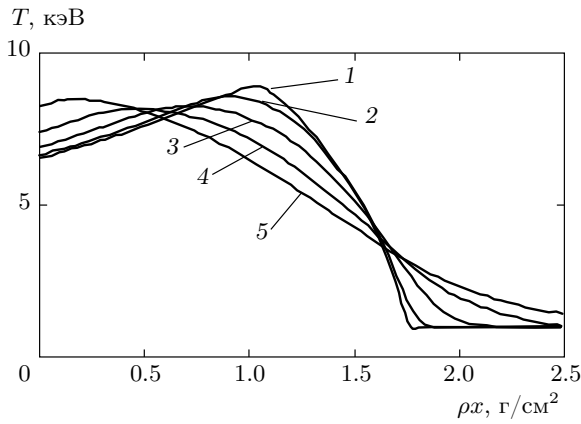
трального зажигания, оставляя возможность только краевого зажигания. В данной работе влияние ширины энергетического спектра ионов пучка на зажигание исследовалось на основе моделирования нагрева плазмы пучками ионов углерода и ванадия с гауссовским распределением частиц по энергии

$$S(E_0) = [(2\pi)^{1/2}\sigma]^{-1} \exp[-(E_0 - E_0^*)^2/2\sigma^2]$$

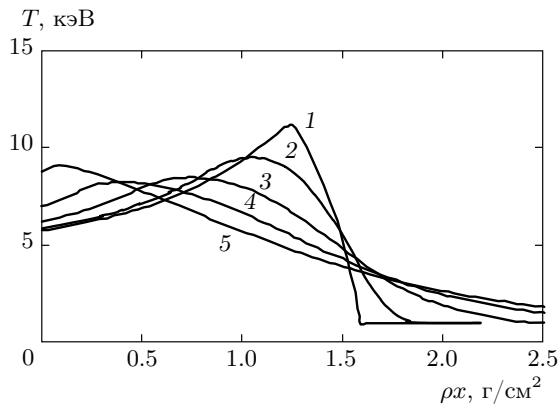
при изменении дисперсии спектра  $\sigma$ . Средние значения энергии  $E_0^*$  были равны значениям энергии рассмотренных выше моноэнергетических пучков.

Рассмотрим сначала влияние ширины спектра ионного пучка на распределение температуры в однородной плазме. На рис. 6 и 7 показаны рассчитанные по программе БИН распределения температуры при нагреве однородного полупространства гауссовскими пучками ионов углерода и ванадия со средними энергиями соответственно  $500 \text{ МэВ}$  и  $4700 \text{ МэВ}$  при различных значениях дисперсии спектра. Удельная энергия каждого из пучков выбиралась равной величине  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$ , достаточной для зажигания базовой мишени HiPER. Как следует из данных рис. 6 и 7, увеличение дисперсии гауссовского спектра ионов греющего потока приводит к уширению температурного максимума, снижению его контраста и сдвигу температурного максимума в сторону границы мишени. При относительной дисперсии порядка  $10\%$  температурный максимум выходит за пределы первоначального центрального игнитора. При относительной дисперсии порядка  $30\%$  температурный максимум практически исчезает.

Можно качественно оценить характерный масштаб дисперсии энергетического спектра, при котором температурный пик выходит из центральной об-



**Рис. 6.** Пространственные распределения температуры первоначально однородной DT-плазмы с плотностью  $300 \text{ г/см}^3$ , нагреваемой потоками ионов углерода со средней энергией  $E_0^* = 500 \text{ МэВ}$  и удельной энергией пучка  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$  с различным начальным спектром: моноэнергетическим (кривая 1) и гауссовским с дисперсией  $\sigma = 50 \text{ МэВ}$  (кривая 2),  $\sigma = 100 \text{ МэВ}$  (кривая 3),  $\sigma = 150 \text{ МэВ}$  (кривая 4) и  $\sigma = 200 \text{ МэВ}$  (кривая 5)



**Рис. 7.** Пространственные распределения температуры первоначально однородной DT-плазмы с плотностью  $300 \text{ г/см}^3$ , нагреваемой потоками ионов ванадия со средней энергией  $E_0^* = 4700 \text{ МэВ}$  и удельной энергией пучка  $Q = 1.2 \text{ ГДж/см}^2$  с различным начальным спектром: моноэнергетическим (кривая 1) и гауссовским с дисперсией  $\sigma = 500 \text{ МэВ}$  (кривая 2),  $\sigma = 1000 \text{ МэВ}$  (кривая 3),  $\sigma = 1500 \text{ МэВ}$  (кривая 4) и  $\sigma = 2000 \text{ МэВ}$  (кривая 5)

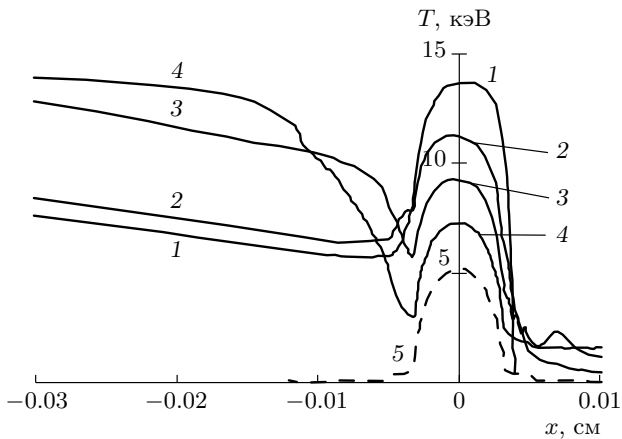
ласти. Как уже обсуждалось выше, положение температурного пика моноэнергетического пучка примерно совпадает с температурным пиком в холодной плазме. Нагрев плазмы в процессе прохождения пучка приводит к уширению температурного максимума без существенного смещения его положения. По-

**Таблица 4.** Полный коэффициент термоядерного усиления  $G$  в зависимости от дисперсии  $\sigma$  пучка ионов ванадия с гауссовским спектром при средней энергии частиц  $E_0^* = 4700 \text{ МэВ}$  и полной энергии пучка  $E_b = 60 \text{ кДж}$

$\sigma, \text{ МэВ}$	0	1000	1500	2000
$r_{ig}, \text{ мкм}$	40	42	42	46
$E_{ig}, \text{ кДж}$	40	40	37	37
$E_{TN}, \text{ кДж}$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.13 \cdot 10^4$	$9.7 \cdot 10^3$	$9.1 \cdot 10^3$
$G$	63	59	51	48

скольку массовый пробег ионов от границы мишени до температурного максимума  $\mu \propto E^2$  (см. скэйлинг (1)), для характерного сдвига порядка поверхностной плотности игнитора получаем оценку:  $dE/E \sim 0.5d\mu/\mu \sim 0.5(\rho r_{ig}/\rho R)$ . При  $\rho R = 1.26 \text{ г/см}^2$ ,  $\rho r_{ig} = 0.4 \text{ г/см}^2$  получаем  $dE/E \sim 16\%$  и, например, для предельной дисперсии гауссовского пучка ионов ванадия, при которой сохраняется центральное положение игнитора, имеем значение  $750 \text{ МэВ}$ , что согласуется с данными расчетов, представленными на рис. 7.

Совершенно иная картина наблюдается при зажигании сферической мишени, реально сжимаемой к центру и обладающей в результате этого в момент максимального сжатия неоднородными распределениями своих термодинамических параметров, которые соответствуют преимущественному нагреву центральной области и ее меньшему сжатию по сравнению с основной массой горючего. На рис. 8 показано распределение температуры при нагреве сжатой мишени HiPER гауссовскими пучками ионов ванадия с одинаковой средней энергией частиц  $4700 \text{ МэВ}$  и различной дисперсией спектра. Как следует из сравнения данных рис. 7 и 8, наличие начальной нагретой области приводит к тому, что даже при дисперсии энергетического спектра пучка  $2000 \text{ МэВ}$ , когда в однородной мишени заведомо образуется распределение температуры с отрицательным градиентом, в базовой мишени HiPER игнитор сохраняет центральное положение. Тот факт, что начальная нагретая область способствует формированию игнитора в центре мишени, ослабляет влияние спектральной ширины пучка на условия горения мишени. В табл. 4 приведены результаты расчетов по программе ТЕРА горения базовой мишени HiPER при быстром зажигании пучком ионов ванадия с энергией



**Рис. 8.** Пространственные распределения температуры в базовой мишени NiPER, нагреваемой потоком ионов ванадия со средней энергией  $E_0^* = 4700$  МэВ и удельной энергией пучка  $Q = 1.2$  ГДж/см<sup>2</sup> (энергия пучка  $E_b = 60$  кДж) с различным начальным спектром: моноэнергетическим (кривая 1), гауссовским с дисперсией  $\sigma = 1000$  МэВ (кривая 2), и  $\sigma = 2000$  МэВ (кривая 3) и максвелловским (кривая 4). Штриховая кривая — начальное распределение температуры после сжатия лазерным импульсом

60 кДж и различной дисперсией гауссовского спектра его частиц по энергии (см. рис. 8).

При 40-процентном уширении спектра падение энергетического выхода мишени составляет только 25 %. Близкие результаты получаются и при расчете зажигания этой же мишени пучком ионов углерода со средней энергией  $E_0^* = 500$  МэВ. При ширине спектра 200 МэВ коэффициент усиления падает на треть — до значения  $G = 41$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые на основании гибридного расчета сжатия и горения мишени ИТС исследовано влияние на пороговое значение энергии зажигания и коэффициент усиления мишени пространственного распределения температуры области зажигания, образующейся при нагреве мишени ионным пучком с протяженным начальным спектром частиц по энергии. На примере мишени NiPER, нагреваемой пучками ионов углерода и ванадия, показана возможность формирования максимума температуры за счет эффекта Брэгга в центральной части мишени ИТС и осуществления, тем самым, ее центрального быстрого зажигания высокоэнергетичным пучком ионов.

Определена доля энергии пучка, которая эффективно затрачивается на нагрев центральной области зажигания. При быстром зажигании мишени NiPER эта доля энергии, например, для моноэнергетического пучка ионов ванадия с энергией 4700 МэВ составляет 65 % от полной энергии пучка 60 кДж, при которой достигается максимальный коэффициент усиления около 63. Остальную энергию пучок передает веществу мишени вдоль канала своего распространения, не нагревая его до температуры зажигания. Как показали расчеты, если ионы в пучке обладают необходимой начальной энергией для создания брэгговского температурного пика в центре мишени, различия в типе ионов имеют второстепенный характер. Таким образом, численный расчет зажигания мишени пучком быстрых ионов с учетом пространственного распределения температуры в области инициирования показывает 1.5-кратное превышение энергии пучка, необходимой для центрального зажигания, по сравнению с модельными оценками и расчетами в предположении о выделении всей энергии зажигающего драйвера в области инициирования горения.

Большое значение имеет пространственное распределение параметров плазмы в мишени в момент начала нагрева ионным пучком. Образование относительно горячей области в центре сжатой мишени с температурой несколько кэВ, что является естественным результатом имплозивного сжатия в сферической геометрии, способствует формированию центральной области зажигания при нагреве ионным пучком. Образование такой области при сжатии мишени NiPER снижает энергию зажигающего ионного пучка вдвое по сравнению с гипотетическим случаем однородного начального распределения температуры в сжатой мишени.

Уширение начального спектра ионов пучка приводит к размытию брэгговского пика в пространственном распределении температуры плазмы и его смещению в сторону внешней границы мишени, которая облучается ионным пучком. Нагрев мишени ионным пучком с максвелловским спектром вообще не может привести к образованию температурного максимума в глубине мишени [19]. Пучок с таким спектром может быть использован только для краевого зажигания. Для центрального зажигания могут использоваться пучки ионов с гауссовским спектром. При этом для однородной плазмы предельная величина относительной ширины гауссовского спектра, при которой происходит сглаживание температурного распределения вплоть до полного исчезновения брэгговского пика, уменьшается с рос-

том отношения размеров ignитора и сжатой мишени. Поскольку поверхностная плотность ignитора задана критерием зажигания —  $\rho r_{ig} \approx 0.2\text{--}0.3 \text{ г/см}^2$ , предельная относительная ширина спектра уменьшается с ростом поверхностной плотности мишени. Так, для центрального зажигания однородной мишени с характерной поверхностной плотностью  $\rho R \approx 3\text{--}4 \text{ г/см}^2$  относительная ширина гауссовского спектра не должна превышать 10–15 % [19].

Как показали исследования данной работы, требования к ограничению ширины спектра зажигающего пучка ионов становятся менее жесткими для мишени с центральной областью повышенной температуры, образованной в результате имплозивного сжатия. Как показали расчеты, в сжатой базовой мишени HiPER максимум температурного распределения в центральной области мишени образуется при нагреве как пучком ионов ванадия, так и пучком ионов углерода даже при относительной ширине гауссовского спектра около 40 %. При этом снижение коэффициента усиления по сравнению с нагревом моноэнергетическим пучком не является слишком большим и составляет около 30 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00010-а, 14-02-00430-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Soviet Laser Research* **13**, 396 (1992).
2. 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).
3. A. Caruso and V. A. Pais, *Nucl. Fusion* **36**, 745 (1996).
4. С. Ю. Гуськов, *КЭ* **31**, 885 (2001).
5. M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruh, F. Pegoraro, and S. V. Bulanov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436 (2001).
6. Х. Руль, С. В. Буланов, Т. Е. Кован, Т. В. Лисейкина, П. Никлес, Ф. Пегораро, М. Рот, В. Н. Санднер, *Физика плазмы* **27**, 387 (2001).
7. В. Ю. Быченков, В. Розмус, А. Максимчук, Д. Умштадтер, К. Е. Капчак, *Физика плазмы* **27**, 1076 (2001).
8. M. Murakami, H. Nagatomo, T. Sakaiya, H. Azechi, S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nakai, K. Shigemori, H. Saito, S. Obenschain, M. Karasik, J. Gardner, J. Bates, D. Colombant, J. Weaver, and Y. Aglitskiy, *Plasma Phys. and Controll. Fusion* **47**, B815 (2005).
9. J. C. Fernandez, J. J. Honrubia, B. J. Albright, B. J. Albright, K. A. Flippo, D. C. Gautier, B. M. Hegelich, M. J. Schmitt, M. Temporal, and L. Yin, *Nucl. Fusion* **49**, 065004 (2009).
10. С. Ю. Гуськов, *Физика плазмы* **39**, 3 (2013).
11. S. Atzeni, M. Temporal, and J. J. Honrubia, *Nucl. Fusion* **42**, L1 (2002).
12. S. Yu. Gus'kov, *Laser and Particle Beams* **23**, 255 (2005).
13. J. J. Honrubia, J. C. Fernandez, M. Temporal, B. M. Hegelich, and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Plasmas* **16**, 102701 (2009).
14. С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, И. Лимпоух, О. Климо, В. Е. Шерман, *Физика плазмы* **36**, 510 (2010).
15. A. Caruso and C. Strangio, *Laser and Particle Beams* **19**, 295 (2001).
16. V. T. Tikhonchuk, T. Schlegel, C. Regan, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and X. Ribeyre, *Nucl. Fusion* **50**, 045003 (2010).
17. V. T. Tikhonchuk, T. Schlegel, N. Naumova, I. V. Sokolov, C. Regan, M. Temporal, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, X. Ribeyre, C. Labaune, and G. Mourou, *J. Physics: Conf. Ser.* **244**, 022069 (2010).
18. C. Regan, T. Schlegel, V. T. Tikhonchuk, J. Honrubia, J.-L. Feugeas, and Ph. Nicolai, *Plasma Phys. and Controll. Fusion* **53**, 045014 (2011).
19. С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, В. Е. Шерман, *Физика плазмы* **40**, 1 (2014).
20. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев, ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики **2**, 38 (1982).
21. О. Р. Гаспарян, С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, В. Е. Шерман, and Н. В. Змитренко, *J. Russian Laser Research* **34**, 33 (2013).
22. S. Yu. Gus'kov, D. V. Il'in, A. A. Levkovsky, V. B. Rozanov, V. E. Sherman, and O. B. Vygodsky, *Laser and Particle Beams* **16**, 129 (1998).
23. S. Atzeni, A. Schiavi, J. J. Honrubia, X. Ribeyre, G. Schurtz, Ph. Nicolai, M. Olazabal-Loumé, C. Bellei, R. G. Evans, and J. R. Davies, *Phys. Plasmas* **15**, 056311 (2008).

24. M. Dunne, N. Alexander, F. Amiranoff, P. Auger, S. Atzeni, H. Azechi, V. Bagnoud, P. Balcou, J. Badziak, D. Batani, C. Bellei, D. Besnard, R. Bingham, J. Breil, M. Borghesi, S. Borneis, A. Caruso, J. C. Chanteloup, R. J. Clarke, J. L. Collier, J. R. Davies, J. P. Dufour, P. Estrailer, R. L. Evans, M. Fajardo, R. Fedosejevs, G. Figueroa, J. Fils, J. L. Feugeas, M. Galimberti, J.-C. Gauthier, A. Giulietti, L. A. Gizzi, D. Goodin, G. Gregori, S. Gus'kov, L. Hallo, C. Hernandez-Gomez, D. Hoffman, J. Honrubia, S. Jacquemot, M. Key, J. Kilkenny, R. Kingham, M. Koenig, F. Kovacs, A. McEvoy, P. McKenna, J. T. Mendonca, J. Meyer-ter-Vehn, K. Mima, G. Mourou, S. Moustazis, Z. Najmudin, P. Nickles, D. Neely, P. Norreys, M. Olazabal, A. Offenberger, N. Papodogianis, J. M. Perlado, J. Ramirez, R. Ramis, Y. Rhee, X. Ribeyre, A. Robinson, K. Rohlena, S. Rose, M. Roth, C. Rouyer, C. Rulliere, B. Rus, W. Sandner, A. Schiavi, G. Schurtz, A. Sergeev, M. Sherlock, L. Silva, R. Smith, G. Sorasio, C. Strangio, H. Takabe, M. Tatarakis, V. Tikhonchuk, M. Tolley, M. Vaselli, P. Velarde, T. Winstone, K. Witte, J. Wolowski, N. Woolsey, B. Wyborn, and M. Zepf, *HiPER, The European High Power Laser Energy Research Facility. Technical Background and Conceptual Design Report* (2007).
25. В. А. Щербаков, *Физика плазмы* **9**, 409 (1983).
26. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
27. X. Ribeyre, Ph. Nikolai, G. Schurtz, X. Ribeyre, P. Nicolai, G. Schurtz, M. Olazabal-Loume, J. Breil, P. H. Maire, J. L. Feugeas, L. Hallo, and V. T. Tikhonchuk, *Plasma Phys. and Controll. Fusion* **50**, 025007 (2008).
28. S. Yu. Gus'kov, N. V. Zmitrenko, and V. B. Rozanov, *J. Russian Laser Research* **32**, 596 (2011).
29. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, Д. В. Ильин, А. А. Левковский, В. Б. Розанов, В. Е. Шерман, *Физика плазмы* **35**, 771 (2009).
30. Д. В. Сивухин, *Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме*, в сб.: *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, Атомиздат вып. 4, 81 (1964).
31. Н. Г. Басов, О. Б. Выговский, С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, А. А. Левковский, В. Б. Розанов, В. Е. Шерман, *Физика плазмы* **12**, 916 (1986).
32. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. П. Матафонов, *УФН* **178**, 823 (2008).
33. H. Azechi, *Book of Abstracts of 7-th IFSA Conference*, Bordeaux, France, September 12–16, p. 121 (2011).
34. С. Ю. Гуськов, А. А. Левковский, Д. В. Ильин, В. Б. Розанов, *Физика плазмы* **11**, 55 (1991).