

УДК 533.95

РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ И ЗАЖИГАНИЯ МИШЕНИ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ГЕНЕРАЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. С. И. Глазырин^{a, b, *}, А. В. Брантов^{a, b}, М. А. Ракитина^b,
К. Е. Городничев^a, В. Ю. Быченков^{a, b}

^aВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, 127055 Россия

^bФизический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, 119991 Россия

*E-mail: glazyrin@vniia.ru

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.

После доработки 27.09.2022 г.

Принята к публикации 05.10.2022 г.

Для эффективного гидродинамического сжатия мишени лазерного термоядерного синтеза с целью достижения условий ее зажигания требуется поддержание динамики сжатия с низкой адиабатой. В этом случае любые дополнительные источники разогрева центральной части мишени являются нежелательными. Параметрические лазер-плазменные неустойчивости могут приводить к генерации заметного количества горячих электронов с энергиями в десятки-сотни кэВ, которые способны проникать в центральную часть мишени до прихода головной ударной волны. В работе представлена согласованная с гидродинамикой модель генерации и распространения таких электронов. Показано, что в горячие электроны с температурой порядка 100 кэВ, возникающие вследствие развития неустойчивости двухплазмонного распада, может уходить до $\sim 2\%$ энергии лазерного импульса. При этом, несмотря на относительно малую долю поглощения этих электронов центральной частью мишени (величина зависит от диаграммы направленности рожденных электронов и варьируется в диапазоне 3–15%), это приводит к заметному падению нейтронного выхода. В ситуации, когда условия в мишени находятся на пороге зажигания, учет эффектов, связанных с генерацией горячих электронов, может привести к нарушению условий зажигания.

Ключевые слова: лазерный термоядерный синтез, горячие электроны, лазерно-плазменное взаимодействие

DOI: 10.56304/S2079562922030150

1. ВВЕДЕНИЕ

Термоядерный синтез рассматривается как практически неисчерпаемый источник энергии. Зажигание термоядерного топлива требует достижения высоких температур и плотностей, один из способов получения которых в лабораторных условиях возможен в динамических системах, в которых инерциально удается удержать высокие давления, необходимые для прогорания значительной части топлива. Практически с момента изобретения в 60-ых годах прошлого века лазеры рассматриваются как основные кандидаты осуществления сценария инерциального термоядерного синтеза, поскольку абляционное давление, возникающее при облучении мишени наносекундными импульсами, позволяет значительно разогнать вещество и создать необходимые для зажигания топлива условия в центре сжатой мишени [1, 2]. Лазерная энергетика мегаджоульного уровня у существующих и строящихся установок

находится около порога зажигания [3], что приводит к необходимости разработки наиболее полной модели физических процессов, протекающих в плазме. В этом контексте важен корректный учет взаимодействия лазерного излучения со средой, так как любой из плазменных эффектов, даже приводящий к незначительным изменениям температуры и плотности плазмы, может оказаться критически важным для выполнения условий зажигания.

Хорошо известно, что воздействие мощных лазерных импульсов на докритическую плазму приводит к развитию лазер-плазменных неустойчивостей [4], параметрически возбуждая собственные плазменные моды, связанные с легионовскими и ионно-звуковыми волнами. Наибольшую опасность для осуществления сценария лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) связывают с развитием неустойчивостей вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ),

вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и двухплазмонного распада (ДПР) [5]. Если первая из этих неустойчивостей (ВРМБ), связанная с возбуждением звуковых волн, влияет на перекачку энергии между лучами, нарушая симметрию облучения и эффективность поглощения лазерной энергии, две вторые неустойчивости (ВКР и ДПР) приводят к возбуждению плазменных волн и генерации горячих электронов. Это не только несколько уменьшает эффективность энергетического вклада лазерного излучения, но и может приводить к нежелательному предпрогреву мишени, препятствуя ее зажиганию и требуя дополнительной оптимизации мишени [6]. Эффективность генерации и ускорения горячих электронов зависит от уровня насыщения неустойчивости, что происходит на далеко нелинейной стадии, когда в плазме на микромасштабах возникает турбулентность [7–9]. Отметим, что возникновение каждой из неустойчивостей является пороговыми по лазерной интенсивности, величина которого исследуется как аналитически и численно, так и экспериментально [10]. Согласованной модели возникновения, развития и насыщения параметрических неустойчивостей все еще не существует, поэтому наибольшее применение находят полуэмпирические выражения для описания порогов возникновения и характеристик генерируемых электронов (см. например, работу [11]).

Для мишеней прямого облучения лазер–плазменные неустойчивости представляют большую опасность, чем для мишеней непрямого облучения [12–14], что связано с более высокой плотностью и протяженностью плазменной короны, где происходит взаимодействия нескольких лазерных лучей с мишенью [15]. Поэтому, в настоящее время активно обсуждаются разные способы подавления данных неустойчивостей – уширение спектра лазерного излучения [16, 17], модификацией мишеней [18, 19].

Мишень прямого облучения предлагается для российской установки мегаджоульного уровня [20, 21], в которой планируется сферическое расположение лазерных лучей. Зажигание такой мишени требует динамики сжатия с низкой адиабатой для достижения высоких плотностей. Горячие электроны, возникающие из лазер–плазменных неустойчивостей могут предпрогреть центральную область мишени и тем самым нарушить такой режим сжатия. Стоит отметить, что к предпрогреву мишени также могут приводить надтепловые электроны, переносимые из горячей области вследствие нелокальности электронной теплопроводности, проявляющейся при больших градиентах, когда характерный масштаб изменения температуры становится сравнимым с длиной пробега электронов [22–24]. Такие сверхтепловые электроны не следует путать с горячими электронами от лазер–плазменных неустойчиво-

стей. Влияние горячих электронов на мишень прямого облучения рассматривалось в работе [25], где было показано, при определенных параметрах горячих электронов (температура более 35 кэВ) они оказывают значительное влияние на работоспособность мишени. В данной работе проводятся аналогичные исследования, при этом генерация частиц согласована с текущими плазменными профилями в абляторе с условием самосогласованного вычисления порогов возникновения неустойчивости. Структура статьи следующая. В разделе 2 представлена модель, в рамках которой проводится исследование. В разделе 3 результаты моделирования. В заключении проводится обсуждение полученных результатов.

2. МОДЕЛЬ

Основой для проведения расчетов по исследованию генерации и распространения горячих электронов в мишени является гидродинамическая модель. В такой модели используется двухтемпературная гидродинамика с плазменной теплопроводностью, что необходимо для корректного описания лазерного поглощения. Система уравнений двухтемпературной гидродинамики реализована в многомерном численном коде FRONT [26]. В нем реализованы различные геометрии, в том числе одномерная сферическая симметричная, которая используется в данной работе:

$$\partial_t \rho + r^{-2} \partial_r (r^2 \rho v) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho v_r) + r^{-2} \partial_r (r^2 \rho v^2) + \partial_r (p_e + p_i) = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t (\rho e_e) + r^{-2} \partial_r (r^2 \rho v e_e) + r^{-2} p_e \partial_r (r^2 v) = \\ = Q_{\text{las}} + Q_{\text{ei}} + Q_h - r^{-2} \partial_r (r^2 q^e), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \partial_t (\rho e_i) + r^{-2} \partial_r (r^2 \rho v e_i) + r^{-2} p_i \partial_r (r^2 v) = \\ = -Q_{\text{ei}} + Q_{\text{nuc}} - r^{-2} \partial_r (r^2 q^{(i)}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\partial_t (\rho X_\alpha) + r^{-2} \partial_r (r^2 \rho v X_\alpha) = R_\alpha. \quad (5)$$

Здесь ρ , v – плотность и скорость среды, $T_{i,e}$ – температура ионов и электронов, соответственно, $p_{i,e}$, $e_{i,e}$ – давление и внутренняя энергия и X_α – вектор массовых долей компонент среды. Q_{nuc} – энергосвечение вследствие поглощения продуктов горения – α -частиц, Q_{ei} – электрон–ионный столкновительный обмен энергией, $q^{(e),(i)}$ – столкновительный тепловой поток энергии, R_α – скорости ядерных реакций. В эту систему добавляется Q_h – нагрев среды за счет энергосвечения от горячих частиц (электронов). Энергосвечение вследствие лазерного поглощения, $Q_{\text{las}} = kI$, определяются коэффициентом поглощения, k , и

интенсивностью лазерного импульса I , для расчета которого решается следующее уравнение:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 I)}{dr} = -kI. \quad (6)$$

Это уравнение интегрируется вдоль направления распространения луча: с внешней границы, где задается входящее излучение, до критической электронной плотности, где лазер отражается и уходит обратно до внешней границы. Для обратнотормозного поглощения коэффициент поглощения определяется диэлектрической проницаемости столкновительной плазмы:

$$k = 2 \frac{\omega_l}{c} \text{Im} \sqrt{\epsilon}, \quad \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{v_{ei} \omega_{pe}^2}{\omega^3}. \quad (7)$$

Так как лазер распространяется со скоростью света, распределение интенсивности в каждый момент времени можно получать на фоне стационарных параметров плазмы.

В модели также учитывается термоядерное горение: реакция $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$, для которой условия активного горения имеют наинизшие пороги. В модели решается кинетическое уравнение на концентрации D и T :

$$\frac{dn_D}{dt} = \frac{dn_T}{dt} = -n_D n_T R(T). \quad (8)$$

Скорость реакции представлена в [27]. Предполагаем, что нейтроны спокойно выходят из мишени (их количество является характеристикой, определяющей эффективность горения мишени), а α -частицы задерживаются и локально выделяют энергию, что приводит к дополнительному нагреву плазмы.

Описание генерации горячих электронов, образующихся в результате развития лазер-плазменных неустойчивостей, основано на полумпирических выражениях для пороговых значений интенсивности и доли потока падающего излучения, переходящего в электроны [11]. Величина пороговой интенсивности (размерности величин указаны в индексах) зависит от параметров плазмы, в том числе от характерных пространственных масштабов изменения плотности электронов в короне мишени — L :

$$I_{th}^{TPD} = 8.2 \cdot 10^{15} \frac{T_{keV}}{L_{\mu m} \lambda_{\mu m}} \text{ Вт/см}^2, \quad (9)$$

$$I_{th}^{SRS} = 9.95 \cdot 10^{16} \frac{1}{(L_{\mu m}^2 \lambda_{\mu m})^{2/3}} \text{ Вт/см}^2.$$

Потоки энергии горячих электронов зависят от превышения интенсивности над порогом: $\xi_{TPD,SRS} = I(n_{inst}) / I_{th}^{TPD,SRS}$ в точке с электронной плотностью n_{inst} , где и происходит развитие не-

устойчивостей (для ДПР это $n_{inst} = n_c/4$, для ВКР $n_{inst} = 0.2n_c$):

$$\Delta I_{he}^{TPD} = I \cdot 2.6 \cdot 10^{-2} \left(1 - \exp \left(-\sqrt{\xi_{TPD}} - 1 \right) \right),$$

$$\Delta I_{he}^{SRS} = I \cdot 12.5 \cdot 10^{-2} \left(1 - \exp \left\{ -(\xi_{SRS}^{1/3} - 1) \right\} \right). \quad (10)$$

Поток энергии в пучке распределяется между электронами со спектром, который определяется температурой T_{he} : $f(E) \propto \exp(-E/kT_{he})$. Для ДПР температура: $T_{he}^{TPD} = 15.5 + 17.7 \xi_{TPD}$ кэВ, для ВКР $T_{he}^{SRS} = m_e v_{ph}^2 / 2$, $v_{ph} = v_{Te} (1 + 3(k_{pe} \lambda_D)^2)^{1/2} / (k_{pe} \lambda_D)$.

Большая энергетика мегаджоульных масштабов и большие времена облучения (~ 10 нс) приводят к формированию длинной короны, что снижает величины пороговых интенсивностей. Это показывает потенциальную опасность данных неустойчивостей для мишеней прямого облучения, где такие условия наиболее выражены. С другой стороны, полуэмпирическая модель для описания лазер-плазменных неустойчивостей из [11] построена для условий гораздо меньших энергозатрат, чем доступны на установках мегаджоульного уровня. Вопрос применимости этих результатов для длинных плазменных корон необходимо отдельно исследовать в дальнейшем [28].

В расчетах считается, что возникающие при развитии неустойчивости (когда интенсивность превышает пороговое значение) горячие электроны прямолинейно распространяются в среде в соответствие со своим угловым распределением (изотропно), что отвечает пренебрежению рассеянием электронов и воздействию плазменных электрических полей, возникающих в мишени. Их распространение описывается с помощью имеющегося в коде модуля Монте-Карло. Вероятность поглощения частицы средой определяется пуассоновским случайным процессом. Она зависит от длины пробега частицы и вычисляется в каждой ячейке сетки вдоль траектории движения.

3. РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ МИШЕНИ

В работе представлен расчет сжатия и зажигания мишени прямого облучения, оптимизированной ранее для строящейся Российской Мегаджоульной установки [21]. Геометрия мишени и профиль интенсивности облучающего импульса представлены на рис. 1. Полная лазерная энергия, падающая на мишень составляет $E = 1.48$ МДж, длина волны излучения $\lambda = 0.53$ мкм (2-ая гармоника Nd). В работе ограничимся одномерным сферически-симметричным приближением, что позволит не учитывать гидродинамические неустойчивости. Соответственно, излучение падает на мишень изотропно.

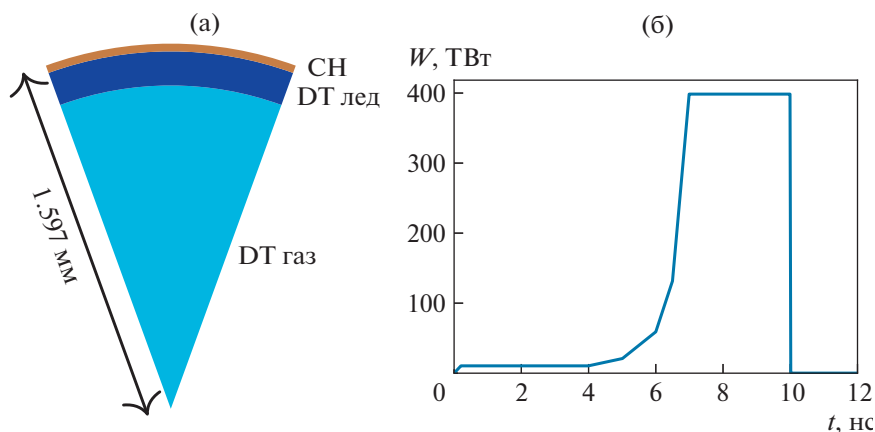


Рис. 1. Геометрия мишени (а) и профиль лазерной интенсивности (б).

Поскольку используемый код не может работать с вакуумом в части расчетной области, в расчетах мишень была окружена гелием низкой плотности, который находился в динамическом равновесии с мишенью — во всем объеме было задано низкое однородное давление, которое значительно меньше давлений, возникающих при дальнейшей динамике. Присутствие такого газа не оказывает влияние на конечные результаты, которые не зависят от начальной плотности этого газа, величина которой для ускорения расчетов была выбрана максимально возможной $\rho_{\text{He}} = 10^{-3}$ г/см³.

Поглощение лазерного излучения приводит к формированию сходящейся ударной волны, за которой вещество разгоняется в сторону центра. Важной особенностью динамики мишени явля-

ется формирование плотного слоя из топлива, движущегося в сторону центра. К моменту максимального сжатия этот слой увеличивает плотность до нескольких сотен грамм на кубический сантиметр. Будучи относительно холодным, он окружает и удерживает горячую область в центре. Динамика слоя, которая получается в расчетах без учета электронов, показана на рис. 2.

В момент максимального сжатия в центральной области, окруженной плотным веществом, плазма разогревается до температур, при которых начинаются активные реакции. Энергия выделяющаяся за счет реакций разогревает плазму, что только ускоряет реакции. В расчете получается нейтронный выход $Y_n = 2.05 \cdot 10^{19}$, что соответствует прогоранию 16% массы начального топлива. Это является существенной величиной, которая показывает, что в текущей модели получен режим сжатия мишени, при котором в ней возникает зажигание.

Это базовое решение является основой для исследования влияния горячих электронов. При учете лазер–плазменных неустойчивостей (как ДПР, так и ВКР), на этапе включения лазерной интенсивности на полную мощность возникают горячие электроны — см. рис. 3, где показана скорость генерации частиц от времени. В начале лазерного профиля $t \sim 1$ нс также возникает небольшой период генерации частиц, но их энергия незначительна на фоне основного периода генерации. При этом видно, что доминирующая неустойчивость — двухплазменный распад (критерий для развития ВКР в проведенных расчетах не выполняется). Аналогично доминирование ДПР наблюдалось и в экспериментах [12]. В результате раскочки неустойчивости ДПР возникают горячие электроны с характерной температурой ~ 100 кэВ (при прямом прохождении лазерного луча). При прохождении отраженного луча характерная температура горячих электронов оценива-

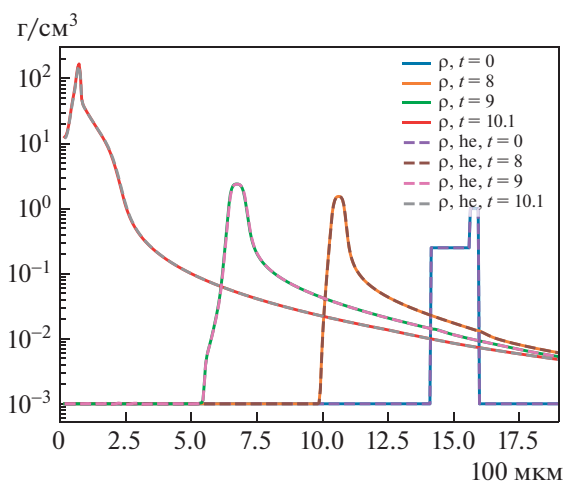


Рис. 2. Профили плотности на несколько моментов времени (указаны в наносекундах в подписи на графике). Сплошные кривые — расчет без учета электронов, “he” — с учетом горячих электронов (изотропный вылет электронов).

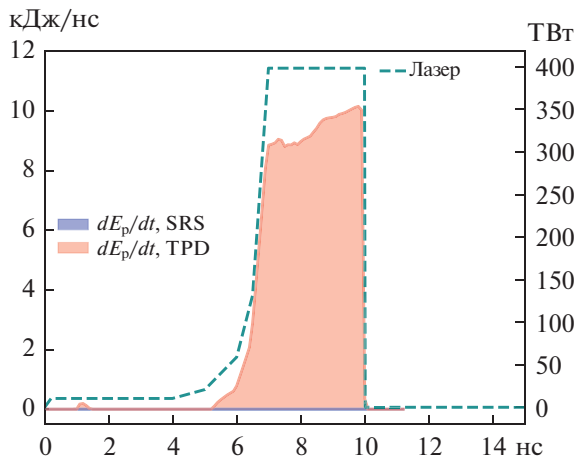


Рис. 3. Профиль лазерного импульса и суммарные темпы генерации горячих электронов.

ется ~ 40 кэВ (см. рис. 4). Скорость перекачки лазерной энергии в энергию горячих электронов составляет ~ 10 кДж/нс. В таком случае, с учетом того, что максимум интенсивности длится ~ 3 нс, энергию, которую уносят частицы можно оценить в 30 кДж, что отвечает результату, полученному в расчетах, 32 кДж (см. табл. 1). Полная энергия горячих электронов составляет $\sim 2\%$ лазерной энергии и согласуется с экспериментальными результатами, где при насыщении ДПР наблюдалась конверсия в электроны на уровне 1–2% [29]. При изотропном распределении вылета генерируемых горячих электронов большая их доля не попадает в плотную мишень, улетая в направлении от мишени (причины, приводящие к изотропному вылету частиц, обсуждается в работе [30]). В проведенном расчете, при изотропном начальном распределении частиц, мишенью будет поглощено только 2.6% энергии. Это приводит к незначительному подъему температуры внутренней области мишени — см. рис. 5 и слабо сказывается на динамике мишени — см. рис. 2. Однако, даже такое незначительное дополнительное поглощение энергии приводит к $\sim 10\%$ падению выхода нейтронов.

Вместе с тем, предположение об изотропном вылете может не выполняться, так как возникающие возвратные электрические поля разделения заряда могут развернуть часть улетающих от ми-

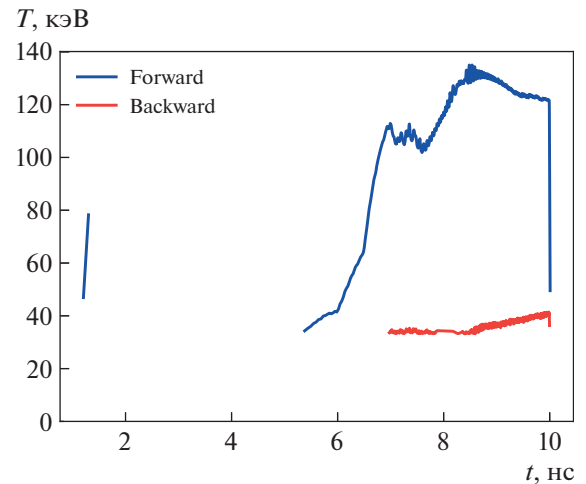


Рис. 4. Характерная температура горячих электронов в зависимости от времени (для моментов генерации). Часть частиц возникают при прямом проходе лазерного луча (“forward”), части — на отраженном луче (“backward”): в нем при меньшей интенсивности меньше температура частиц.

шени электронов, эффективно увеличивая число частиц, попавших на мишень (подобный эффект обсуждался в работе [30]). Для того, чтобы оценить максимальный возможный эффект от горячих электронов для данной мишени предположим, что все электроны летят по направлению к центру мишени. В этом случае доля поглощенных мишенью электронов сильно возрастает — до 15%, см. табл. 1. Как видно на профилях температуры (рис. 5) в этом случае внутри плотного слоя сильно предпрогревается: на момент $t = 9.2$ нс температура составляет ~ 300 эВ. Тем не менее такой предпрогрев происходит уже на временах близких к максимальному сжатию. Кроме этого, разогретой оказывается малоплотная среда, которая не может оказать значительное влияние на динамику плотного слоя. В результате нейтронный выход падает в 3.1 раза.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается влияние горячих электронов на динамику и зажигание мишени прямого облучения, предложенной для российской мегаджоульной установки [21]. В одномерном сферически симметричном приближении были проведены гидродинамические расчеты сжатия мишени, в которых учитывались процессы генерации и распространения горячих электронов. В качестве источников электронов рассматривались лазер–плазменные неустойчивости ВКР и ДПР. Расчеты показали, что в представленной мишени электроны генерируются только за счет ДПР. В электроны за все время уходит порядка 2% исходной лазерной энергии — 32 кДж.

Таблица 1. Результаты расчетов

Диагр. напр. e^-	E_{he} , кДж	Поглощенная энергия	Падение выхода
—	—	—	1
Изотропн.	32	2.6%	1.1
Узкий пучок	32	15%	3.1

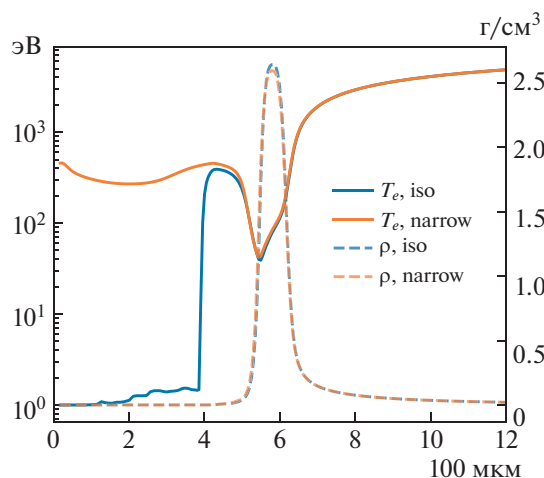


Рис. 5. Пространственные профили температуры и плотности на момент времени $t = 9.2$ нс для двух вариантов расчетов с частицами.

При изотропном вылете электронов только малая их доля поглощается внутренними слоями мишени, что приводит к ее незначительному предпрогреву и 10% падению выхода нейтронов. Если же предположить, что все сгенерированные электроны распространяются в сторону центра, то предпрогрев центральных областей мишени становится значительным, что приводит к ~ 3 -х кратному падению выхода нейтронов из горячей области. В ситуации, когда мишень находится на пороге зажигания, такое падение выхода нейтронов может оказаться решающим.

Дальнейшее развитие модели учета влияния параметрических неустойчивостей на зажигание мишени ЛТС может быть связано с учетом перекрытия нескольких лазерных лучей в плазменной короне, приводящих к локальному росту максимума интенсивности, способной превышать порог неустойчивости и приводить к дополнительной генерации горячих электронов, а также с учетом процессов рассеяния и отражения лазерного излучения, что является еще одним возможным следствием развития лазер-плазменных неустойчивостей. В этом случае доля падающей энергии будет недоставлена на мишень, что также отрицательно скажется на достижении условий ее поджига. Стоит также сказать о необходимости отдельного исследования применимости использованной в расчетах модели развития параметрических неустойчивостей и генерации частиц для условий длинных плазменных корон, возникающих в экспериментах на установках мегаджоульного уровня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Basov N.G., Krokhin O.N.* // Sov. Phys. JETP. 1964. V. 19 (1). P. 123.
2. *Lindl J.D. et al.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11 (2). P. 339.
3. *Lindl J.D. et al.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21 (2). P. 020501.
4. *Kruer W.L.* The Physics of Laser Plasma Interactions. 1988. Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Co.
5. *Montgomery D.S.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23 (5). P. 055601.
6. *Delettrez J.A., Collins T.J.B., Ye C.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (6). P. 062705.
7. *Wen H. et al.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 100 (4). P. 041201.
8. *Sary G., Gremillet L., Canaud B.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (7). P. 072118.
9. *Sary G., Gremillet L.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29 (7). P. 072103.
10. *Craxton R.S. et al.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22 (11). P. 110501.
11. *Colaitis A. et al.* // Phys. Rev. E. 2015. V. 92 (4). P. 041101.
12. *Hohenberger M. et al.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22 (5). P. 056308.
13. *Radha P.B. et al.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23 (5). P. 056305.
14. *Regan S.P. et al.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59 (3). P. 032007.
15. *Solodov A.A. et al.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27 (5). P. 052706.
16. *Follett R.K. et al.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (6). P. 062111.
17. *Follett R.K. et al.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28 (3). P. 032103.
18. *Follett R.K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116 (15). P. 155002.
19. *Fein J.R. et al.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24 (3). P. 032707.
20. *Гаранин С.Г.* // Успехи физических наук. 2011. Т. 181 (4). С. 434.

21. *Bel'kov S.A. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2015. V. 121 (4). P. 686..
22. *Brantov A.V., Bychenkov V.Yu.* // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39 (9). P. 698.
23. *Falk K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120 (2). P. 025002.
24. *Glazyrin S.I. et al.* // JETP Lett. 2022. V. 116 (2). P. 83.
25. *Gus'kov S.Y. et al.* // Plasma Phys. Control. 2019. V. 61 (10). P. 105014.
26. *Glazyrin S.I. et al.* // High Energy Density Phys. 2020. V. 36. P. 100824.
27. *Huba J.D.* NRL Plasma Formulary. 2013. Washington: Naval Res. Lab.
28. *Rosenberg M.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120 (5). P. 055001.
29. *Michel D.T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109 (15). P. 155007.
30. *Gus'kov S.Y. et al.* // Plasma Phys. Control. 2019. V. 61 (5). P. 055003.

Simulation of Direct Drive Target Compression and Ignition Taking into Account Hot Electrons Generation

S. I. Glazyrin^{1, 2, *}, A. V. Brantov^{1, 2}, M. A. Rakitina², K. E. Gorodnichev¹, and V. Yu. Bychenkov^{1, 2}

¹*Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, 127055 Russia*

²*Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: glazyrin@vniia.ru*

Received September 21, 2022; revised September 27, 2022; accepted October 5, 2022

Abstract—Low adiabat dynamics is necessary for efficient compression and achievement of ignition conditions in a laser fusion targets. In this case, any additional sources of target interior heating are undesirable. Parametric laser-plasma instabilities can lead to the generation of a noticeable amount of hot electrons with energies of tens to hundreds of keV, that could penetrate into the target before the front shock arrives. The paper presents a hydrodynamics consistent model for generation and propagation of such electrons. It is shown that up to ~2% of the laser pulse energy can go into hot electrons with a temperature of about 100 keV, which appear as a result of the development of the two-plasmon decay instability. In this case, despite the relatively small part of absorbed by the target electrons (the value depends on the angular distribution of hot electrons and varies in the range of 3–15%), a noticeable decrease in the neutron yield occur. In a situation where the conditions in the target are close to the ignition threshold, the effects associated with the generation of hot electrons can violate the ignition conditions.

Keywords: laser thermonuclear fusion, hot electrons, laser-plasma interaction