Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 2, с. 80 – 87

Нелокальный теплоперенос в мишени ЛТС для схемы прямого облучения

С. И. Глазырин[+×1)], В. А. Лыков[*], С. А. Карпов[+], Н. Г. Карлыханов[*], Д. А. Грязных[*], В. Ю. Быченков[×+]

[+] Федеральное государственное унитарное предприятие
"Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", 127030 Москва, Россия

[*] Федеральное государственное унитарное предприятие
"Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академика Е. И. Забабахина",
456770 Снежинск, Россия

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

Поступила в редакцию 25 мая 2022 г.
После переработки 25 мая 2022 г.
Принята к публикации 9 июня 2022 г.

В условиях, характерных для лазерного термоядерного синтеза с использованием прямого облучения в области плазменной короны, где происходит лазерное поглощение, возникают большие градиенты электронной температуры, приводящие к нелокальности теплопереноса. Это определяет эффективность лазерного поглощения, перераспределение тепловых потоков в мишени и предпрогрев плазмы перед фронтом тепловой волны, что сказывается на адиабатичности сжатия. Так как условия загорания мишени требуют определенного режима сжатия, эффект нелокальности необходимо учитывать при расчете динамики мишеней. Расчеты, проведенные с нелокальными моделями переноса демонстрируют снижение эффективности сжатия мишеней прямого облучения и деградацию параметров плазмы в момент зажигания по сравнению с результатами расчетов с локальными моделями – классического теплопереноса Спитцера–Харма или моделью с ограничением теплового потока.

DOI: 10.31857/S1234567822140038, EDN: ixznkt

В настоящее время широко обсуждается схема прямого лазерного облучения мишени для достижения инерциального термоядерного синтеза (в данной работе рассматривается лазерный термоядерный синтез, ЛТС) [1]. Получение условий зажигания возможно только при определенной динамике сжатия мишеней. Одним из условий является поддержание низкой адиабаты сжатия, чему может существенным образом препятствовать нежелательный предпрогрев возникающими в горячей лазерной короне нетепловыми электронами. Такой предпрогрев в основном обсуждается для горячих электронов, генерируемых в результате параметрических неустойчивостей, инициируемых распространяющимся в плазменной короне лазерным излучением [2]. Вместе с тем, нежелательный предпрогрев центральной части мишени может также происходить при высоких температурах и их градиентов вследствие нелокального характера теплового потока, $\mathbf{q}_e$, обуславливающего кинетический слабостолкновительный перенос малой части наиболее энергетичных электронов из области поглощения вглубь мишени. Такие электроны имеют скорость в несколько раз больше тепловой, т.е. существенно меньшую скорости быстрых параметрически генерируемых электронов, отвечающей энергии $\sim$ 30–100 кэВ. На установках мегаджоульного уровня при разогреве короны до температур порядка 5 кэВ, энергия проникающих горячих электронов также может достигать десятков кэВ. Однако, в отличие от параметрических неустойчивостей, имеющих пороговый характер и специально подавляемых для осуществления ЛТС, нелокальность теплового потока проявляется практически всегда в условиях, характерных для ЛТС, и усиливается при увеличении температуры короны лазерной мишени, что неоднократно обсуждалось в литературе и было продемонстрировано в ряде экспериментов [3–5]. Помимо предпрогрева перераспределение тепловых потоков, возникающее вследствие нелокальности, может приводить к модификации эффективности поглощения в лазерной короне и влиянию на процесс формирования ударных волн, от чего напрямую зависит динамика сжатия мишени.

1) e-mail: glazyrin@itep.ru

В схеме прямого сжатия мишени, имеющее место локализованное вложение лазерной энергии вблизи критической плотности приводит к возникновению резких градиентов температур, особенно на начальной стадии облучения мишени, что является причиной нарушения классического закона Фурье (для плазмы – Спитцера–Харма [6]), согласно которому тепловой поток пропорционален градиенту температуры, $\mathbf{q}_{\rm SH} = -\kappa_{\rm SH}\nabla T_e$, что справедливо только для достаточно плавных градиентов температуры, $L_T \approx (d\ln T_e/dx)^{-1}$, когда

$$\lambda_{ei}(T) < 0.06 Z^{-1/2} L_T, \tag{1}$$

см. [7], где λ_{ei} – длина свободного пробега электронов, а Z – степень ионизации плазмы. Использование классической модели Спитцера–Харма вне рамок ее применимости зачастую приводит к нефизически большим тепловым потокам, превышающим максимально возможный кнудсоновский тепловой поток, отвечающий бесстолкновительному переносу электронов $q_{\max} \sim n_e v_{Te} T_e$, где n_e – плотность электронов, а v_{Te} – их тепловая скорость. Предложенные ранние модели ограничения теплопереноса использовали его ограничение в виде предельного потока, $q_{\rm lim} \sim f n_e v_{Te} T_e$, не допуская даже переход к кнудсоновскому пределу, с использованием простой и по-прежнему локальной модели с феноменологическим коэффициентом ограничения, f, именно: $1/q_e = 1/q_{SH} + 1/q_{\rm lim} \equiv 1/q_e^f$. Значение коэффициента ограничения обычно выбирается в диапазоне $f \approx 0.03 - 0.20$ в соответствии с эмпирическими данными [8]. Такая простая модель не всегда успешно описывает реальный теплоперенос, так как коэффициент ограничения оказывается не универсальным, а как минимум является функционалом пространственно-временного распределения температуры. Соответственно, использование такой упрощенной модели ставит под сомнение возможность описания тепловых потоков при больших энерговложениях.

Наиболее точный метод вычисления нелокального теплового потока, основанный на решении уравнения Фоккера–Планка для электронов, является слишком ресурсозатратным и не позволяет проводить полномасштабное моделирование на гидродинамических временах. В этой связи был разработан целый ряд нелокальных моделей переноса [9–16], активно внедряемых в гидродинамические коды с целью описания как потока в области максимального градиента, так и предпрогрева плазмы в едином подходе. Часть из них основана на нелокальной свертке классического теплового потока $q_{\rm SH}$ с ядром G, выбор которого опирается на ту или иную кинетическую аргументацию и пока неоднозначен. Например, для одномерной геометрии обычно используется свертка [17, 18, 7]

$$q_{\rm nl}(x) = \int G(x,x') q_{\rm SH}(x') dx' \,. \tag{2}$$

Здесь нелокальное ядро может быть представлено в безразмерном виде через функцию Ψ:

$$G(x,x') = \frac{\Psi(\eta(x,x'))}{2a\lambda'_{ei}}, \quad \eta = \frac{|x-x'|}{a\lambda'_{ei}}, \tag{3}$$

где η – безразмерная разностная координата, а штрих у λ'_{ei} означает, что пробег вычисляется в точке x', a – параметр модели, определяющий характерный пространственный масштаб нелокальности. Поскольку ЛТС плазма неоднородна, то выражение для η в (3) меняется на

$$\eta(x,x') = \frac{1}{n_e(x') a \lambda_{ei}(x')} \left| \int_x^{x'} n_e(x'') dx'' \right|, \tag{4}$$

которое учитывает зависимость электронного пробега от профиля плотности вдоль траектории.

В аналитической модели (обозначена как “BB”) нелокальное ядро было получено в работе [7] в рамках линейной нелокальной теории на основе точного решения линеаризованного уравнения Фоккера–Планка для малых возмущений в виде

$$\Psi_{\rm BB}(\eta) = \frac{2}{\pi} \int \frac{dp\, \cos(\eta p)}{1 + p^{0.9}} \,, \tag{5}$$

с константой a в (3), равной $a_{\rm BB} = 10\sqrt{Z}(Z+5)/(Z+12)$ [7]. Степень при p в знаменателе представляет собой результат аппроксимации полученного численного результата для ядра в фурье-пространстве для градиентных масштабов вплоть до длины свободного пробега электронов. Эта степень определяет асимптотику (5) при $p \to \infty$, которая отвечает предельному тепловому потоку, практически совпадающему с кинетическим кнудсоновским потоком $q_{\max}$. Последний, строго говоря, соответствует степени p^{-1} в знаменателе, которая близка к $p^{-0.9}$ (расчеты, представленные ниже, показывают пренебрежимо малое расхождение результатов при замене 0.9→1). В другом предельном случае малых p данная модель отвечает классическому потоку, $q_{\rm SH}$.

Для сравнения с (5) будем также использовать наиболее простую эвристическую модель, впервые представленную в [17]:

$$\Psi_{\exp} = \exp(-\eta), \tag{6}$$

и симбиоз двух нелокальных моделей, когда при конечных η используется Ψ_{BB} и $\Psi_{\exp}$ при $\eta \to \infty$, т.е.

$$\Psi_2(\eta) = \frac{\ln(1 + 1/\eta + \eta)\exp(-\eta)}{1.553}, \tag{7}$$

где константа выбрана так, чтобы нормировка Ψ при интегрировании по η по полупространству $[0; \infty)$ равнялась 1. Сразу отметим, что для представляющей интерес области параметров интерполяционная модель Ψ_2 не приводит к предпрогреву мишени, так как имеет экспоненциальную, а не физически обоснованную степенную асимптотику, как в BB модели: $\lim\limits_{\eta\to\infty} \Psi_{\mathrm{BB}}(\eta) \propto \eta^{-1.9}$, приводящую к хорошо выраженным хвостам предпрогрева в тепловом потоке, соответствующим степенной асимптотике функции распределения электронов по скоростям, в частности, продемонстрированной в [19], и которые формируются электронами, прилетающими из более нагретых областей.

Для непосредственного сравнения вышеприведенных ядер мы использовали одно и то же значение коэффициента a, (3), хотя в работе [17] оно несколько отличалось. Поведение различных ядер от параметра η иллюстрируется на рис. 1. Ядро Ψ_{BB} превышает

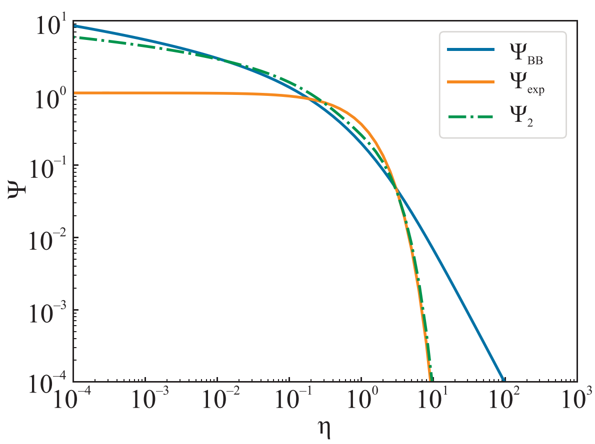

Рис. 1. (Цветной онлайн) Поведение ядер различных моделей

остальные ядра в асимптотике $\eta \to \infty$. Из-за условия нормировки $\int_{-\infty}^{\infty} \Psi d\eta = 1$ ядро Ψ_2 превышает Ψ_{BB} в области $\eta \sim 1$, что сказывается на результатах при большом перепаде температур (см. ниже).

Представленные нелокальные модели теплопереноса реализованы в наших радиационно-гидродинамических кодах: ЭРА [20] и FRONT [21], разработанных для расчетов ЛТС мишеней. Для верификации численных кодов с использованием указанных моделей нелокального переноса, мы воспользовались результатами расчетов распространения тепловой волны, полученными с помощью кинетического моделирования в одномерной фоккер-планковской модели, основанной на численном решении уравнения:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v\mu\frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{eE_x}{m_e}\left\{\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^2\mu f_e\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial\mu}\left(\left(1-\mu^2\right)f_e\right)\right\} = I[f_e], \tag{8}$$

где $f_e(t, x, v, \mu)$ – функция распределения электронов в пространстве координат (x) и скоростей, $\mathbf{v}$ (v – модуль скорости, μ – косинус угла $(\hat{\mathbf{v}\mathbf{x}})$, E_x – самосогласованное электрическое поле, $I[f_e]$ – интеграл столкновений (используются интегралы электрон-электронных и электрон-ионных столкновений в форме Ландау). Алгоритм численного решения кинетического уравнения для электронов (8), в основе которого лежит метод расщепления по физическим процессам (перенос и столкновения), удобно разделить на два шага. Первый состоит в нахождении решения правой части кинетического уравнения с нелинейным интегралом столкновений $I[f_e]$ с помощью полностью консервативной неявной разностной схемы [22]. Второй – в нахождении решения разностного уравнения для f_e с применением простой явной противопотоковой схемы. Расчет самосогласованного электрического поля E_x выполнялся на основе асимптотически корректной схемы [23], адаптированной для двумерной геометрии в пространстве скоростей. При этом значения электрического поля в начальный момент времени удовлетворяли решению уравнению Пуассона, а на каждом шаге по времени сеточные значения плотности плазмы и электрического тока удовлетворяли уравнению непрерывности. Указанная схема позволяет вычислять с высокой точностью самосогласованное электрическое поле даже на пространственных масштабах, существенно превышающих радиус Дебая.

В качестве показательного примера для сравнения нелокальных моделей переноса рассмотрим эволюцию начального ступенчатого распределения температуры с перепадом конечной толщины

$$T(x) = \begin{cases} T_1, & x < x_1 \\ T_1 + \dfrac{T_0 - T_1}{x_2 - x_1}(x - x_1), & x_1 \le x < x_2. \\ T_0, & x_2 \le x \end{cases} \tag{9}$$

Здесь параметры однородной плазмы с плотностью электронов $n_0 = 10^{21}\,\text{см}^{-3}$ и $Z = 1$ в расчетной области $[0; L]$, где $L = 2400\lambda_0$, выбраны как: $T_1 \gg T_0 = 0.6$ кэВ, $x_1 = 492\lambda_0$, $x_2 = 500\lambda_0$, где $\lambda_0 = 5.2$ мкм –

электронный пробег для T_0 и n_0. В расчетах использовались два значения начального перепада температур: 1) $T_1/T_0 = 5$, 2) $T_1/T_0 = 20$. В обоих случаях разлет плазмы на начальном этапе является кинетическим, так как длина пробега электронов намного превышает пороговое значение градиентной длины для нелокальности теплопереноса (1).

Кинетический расчет проводился на равномерной сетке, с разбиением расчетной области на $N_x = 12000$ ячеек по пространственной координате, $N_v = 600$ ячеек по модулю скорости и $N_\mu = 20$ ячеек по косинусу угла. Характерное время электрон-ионных столкновений в задаче $\tau_{ei} \approx 0.5$ пс, шаг по времени был выбран постоянным и равнялся $5 \times 10^{-3}\tau_{ei}$, а полное время расчета составило $400\tau_{ei} = 200$ пс. Начальная функция распределения в каждой пространственной ячейке принималась максвелловской, отвечающей начальному профилю электронной температуры и равномерному распределению плотности электронов и ионов. На границах задавалось постоянное максвелловское распределение с температурами T_1 и T_0 на левой и правой границах соответственно. Такая же температура являлась граничной для гидродинамических расчетов. Во всех модельных расчетах (кинетических и гидродинамических) ионы оставались неподвижными, создавая нейтрализующий фон для электронной подсистемы, а кулоновский логарифм был задан постоянным и равным 10.

Чтобы проследить особенности формирования теплового потока во всей области кинетического решения, оценим вклад различных групп электронов (со скоростями в интервале $v_1 < v < v_2$) в тепловой поток

$$q_v(v_1, v_2) = \frac{1}{2}\int\limits_{v_1}^{v_2} dv v^5 \int\limits_{-1}^{1} d\mu\mu f_e(v,\mu), \qquad (10)$$

причем величина $q_{\rm tot} = q_v(0,\infty)$ является полным тепловым потоком в данной точке пространства. Результаты расчета (отношения $q_v(v_1, v_2)$ к $q_{\rm tot}$) на момент времени 50 пс представлены на рис. 2. Хорошо видно, что тепловой поток в разных точках пространства определяется электронами с разными скоростями. Так в области основного перепада температуры (400–600 λ_{ei}) тепловой поток определяется электронами с энергией $< 4v_T$. Чем дальше от основного фронта тепловой волны, тем больший вклад в поток дают высокоэнергетичные частицы. В области 1500–2000 λ_{ei} доминируют электроны с $v > 5v_T$. Подобная дифференциация по вкладам частиц разных энергий в тепловой поток вдоль профиля тепловой

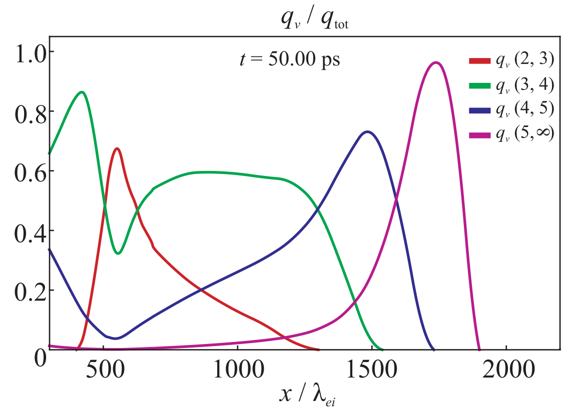

Рис. 2. (Цветной онлайн) Вклад различных групп электронов в зависимости от их скорости в тепловой поток, отнесенный к величине полного потока $q_{\rm tot}$ на момент $t = 50$ пс

волны (из-за сильной зависимости длины свободного пробега электронов от их энергии $\lambda \propto E^2$) свидетельствует о нестационарности электронной функции распределения и приводит к отличию в результатах кинетического и гидродинамического моделирования. Эти различия уменьшаются по мере сглаживания температурного градиента и формирования квазистационарного распределения частиц по скоростям, которое уже практически устанавливается для меньшего перепада температур на временах порядка окончания кинетических расчетов (200 пс). В этот момент времени максимальная величина λ_{ei}/L_T в области основного перепада температуры составляет 0.03 для $T_1/T_0 = 5$, 0.2 для $T_1/T_0 = 20$ (см. рис. 3, 4).

В первом случае (рис. 3) реализуется гидродинамический режим, отвечающий локальному тепловому потоку, о чем свидетельствует хорошее совпадение профилей температуры и теплового потока (в области наибольшего градиента температуры, $x \lesssim 700\lambda_{ei}$) практически для всех рассмотренных моделей. Здесь стоит отметить только различие в профиле температуры и величине потока вблизи фронта тепловой волны. Локальная модель предсказывает четкую границу теплового фронта, которая является сильно размытой для всех нелокальных моделей и кинетического расчета. При этом, нелокальная ВВ-модель дает наибольший предпрогрев, который уменьшается при использовании экспоненциального хвоста в ядре (что оказывается ближе к кинетическому расчету). Ограничение теплового потока приводит к изменению скорости фронта тепловой волны.

Использование большего начального перепада температур приводит к более существенной разнице между используемыми моделями и кинетическим

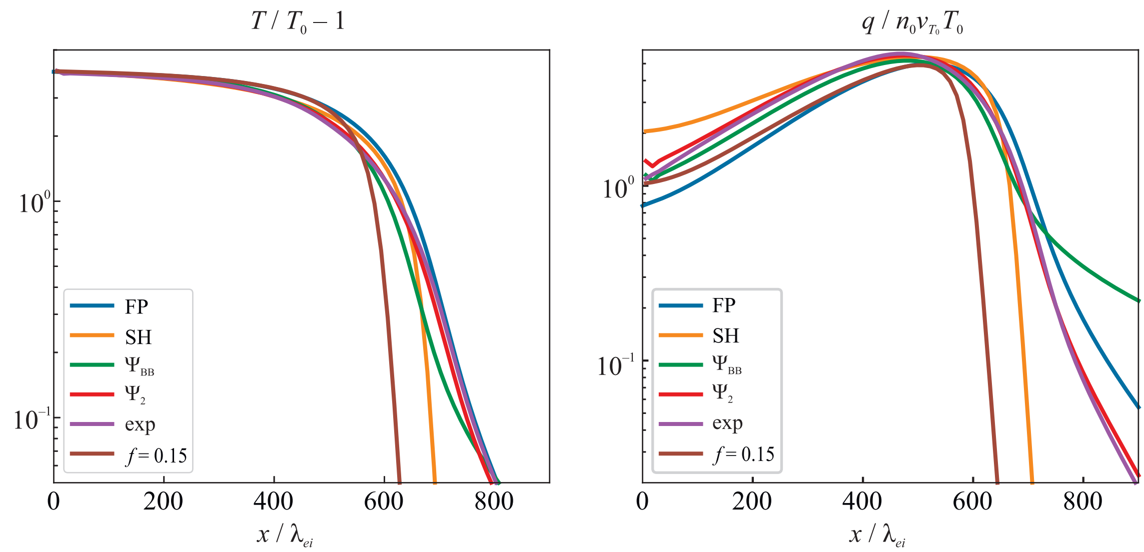

Рис. 3. (Цветной онлайн) Нормированные профили температуры T/T_0, превышения температуры над фоном T/T_0-1, нормированного теплового потока $q/n_0 v_{T0} T_0$ для задачи с $T_1/T_0 = 5$. "FP" – расчет по кинетическому уравнению Фоккера–Планка, "SH" – модель Спитцера–Харма, модели с $\Psi_{\rm BB}$, Ψ_2 подписаны соответствующим образом, "$f = 0.15$" – модель с коэффициентом ограничения $f = 0.15$. Момент времени $t = 200$ пс

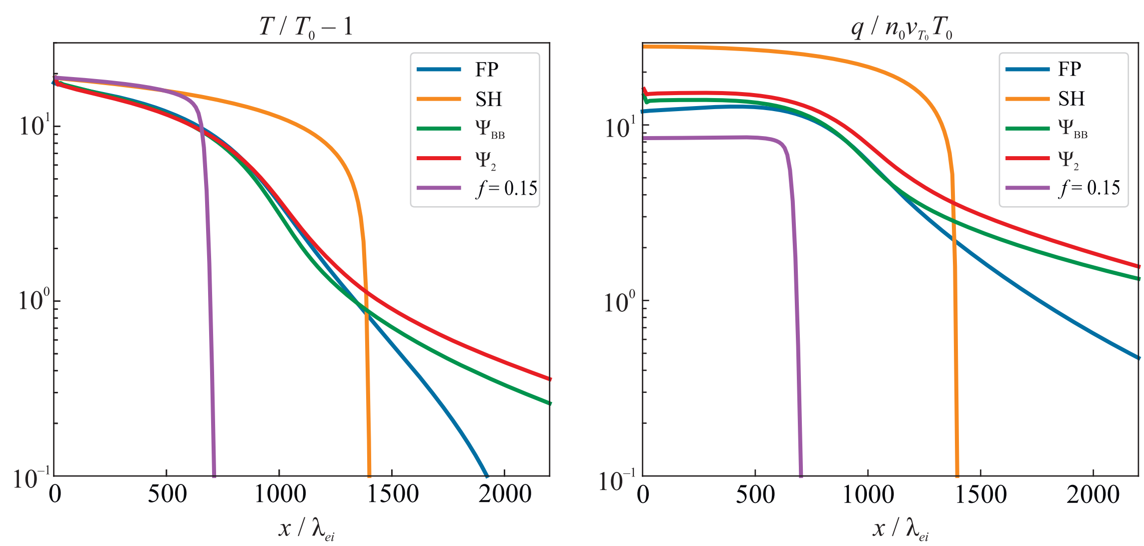

Рис. 4. (Цветной онлайн) Результат кинетического расчета с $T_1/T_0 = 20$. Обозначения те же, что на рис. 3. Момент времени $t = 200$ пс

моделированием, особенно в области предпрогрева перед фронтом тепловой волны (см. рис. 4), хотя в области основного перепада температуры ($x \lesssim 1200\lambda_{ei}$) все нелокальные модели не дают заметного отличия от кинетического расчета. В этом случае модель с феноменологической экспоненциальной асимптотикой приводит даже к большей величине теплового потока (и, соответственно, большей величине предпрогрева), чем нелокальная BB-модель. Отметим, что чисто экспоненциальная модель в этом режиме приводит к неустойчивому решению (см., например, [18]). Таким образом, тестовые расчеты по распространению тепловой волны с большим перепадом температуры показали некоторое расхождение существующих моделей даже в случае упрощенной постановки задачи о нелокальном теплопереносе. По-видимому, это связано с приближением квазистационарности переноса, используемого в этих моделях. Насколько существенны эти расхождения для динамики мишеней, исследуется в расчетах ниже.

Ожидаемо, что режим очень больших перепадов температур относится к случаю большой интенсивности лазерного облучения, например, для популярного в настоящее время сценария зажигания ударными волнами [24]. Вместе с тем, параметры плазмы, рассматриваемые в первом случае, больше близки к схеме прямого облучения, планируемой на российской установке мегаджоульного уровня [25].

Чтобы оценить влияние нелокальности теплового потока на эффективность сжатия мишени прямого облучения, мы взяли за основу геометрию, состав мишени и профили лазерного импульса как в работе [25]. Сферическая мишень состоит из 3 слоев: внутренняя область заполнена DT газом, далее идут слой DT льда и слой, состоящий из пластикового CH аблятора. При этом рассмотренное сжатие мишени в одномерном приближении позволяет исключить дополнительные многомерные факторы, влияющие на ее динамику, такие как неоднородность облучения, гидродинамические неустойчивости и т.д. Мишень описывается гидродинамической моделью двухтемпературной плазмы с электронной и ионной теплопроводностями, радиационным переносом и лазерным энерговыделением с учетом обратнотормозного механизма поглощения. Уравнение состояния и пробеги рассчитываются с использованием модели RESEOS [26] (в коде ЭРА), либо используется модель идеальной плазмы с полной постоянной ионизацией (в коде FRONT). Последнее является довольно сильным приближением, но допустимо, так как мишень состоит из веществ с относительно малым зарядом, поэтому при высоких температурах плазмы, которые формируются после облучения, ионизационное состояние близко к максимальному.

Расчеты показывают различие в динамике и структуре плотной оболочки для различных моделей (см. рис. 5), отличающихся поведением нелокального ядра. Чем сильнее нелокальность (более выражены хвосты в функции G: SH $\to$ Ψ_2 $\to$ Ψ_{BB}), тем выше температура в плотной оболочке и ниже величина пика плотности. То же самое относится и к низкоплотной плазме, которая окружена этой оболочкой. При этом ее предпрогрев, помимо нелокальности, определяется и радиационным переносом, который оказывает значительное влияние.

Результаты расчетов мишени суммарно представлены в табл. 1 для всех трех рассматриваемых вариантов моделей теплопереноса (в таблице представлены расчеты по коду ЭРА, результаты по коду FRONT качественно совпадают). Наибольшее влияние на сжатие оказывает модель теплопереноса со степенным ядром Ψ_{BB}, в расчетах по которой значительно просаживается максимальная плотность и параметр ρR на момент максимального сжатия. Это связано с заметным размытием плотной оболочки из-за ее повышенной температуры, что является следствием более эффективного переноса тепла из области лазерного поглощения вглубь мишени. Последнее также подтверждается более высокой температурой в газовой полости. Модель Ψ_2 предсказывает не столь сильное падение параметров горячей области. При этом доля поглощенной лазерной энергии для всех моделей близка. Итоговым параметром, который показывает эффективность работы мишени является "запас по зажиганию" (подробнее см. [27, 28]). Расчет, проведенный при учете локальной модели с ограничением теплового потока, в соответствии с работой [25], приводит к выводу о работоспособности мишени (ее загоранию), который также сохраняется и в нелокальной модели с экспоненциальным хвостом, Ψ_2 (порог по зажиганию снижается незначительно). Расчет с использованием нелокальной BB-модели приводит к значительному снижению параметра запаса по зажиганию $W_Q < 1$ (недостаточно для уверенного загорания мишени), что является следствием предпрогрева оболочки и центральной части мишени. Представленные расчеты демонстрируют различную степень влияния для рассмотренных моделей нелокальности и указывают на необходимость количественного кинетического учета нелокального эффекта в расчетах термоядерного зажигания мишеней.

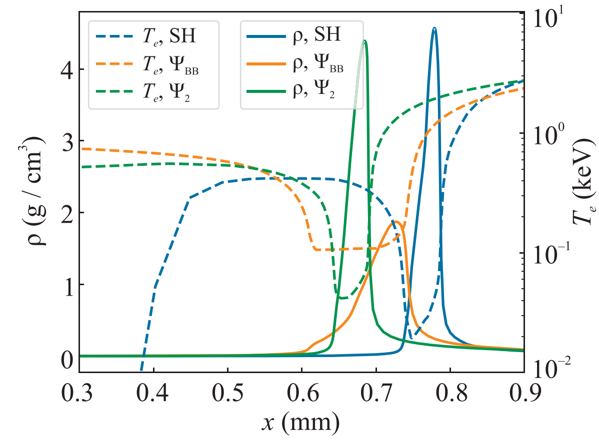

Рис. 5. (Цветной онлайн) Профили плотности и температуры электронов на момент времени $t = 8$ нс для трех моделей теплопереноса: локальной модели с ограничением $f = 0.15$ (SH) и двух нелокальных моделей с ядрами Ψ_{BB} и Ψ_2. Расчет по коду ЭРА

В целом, проведенное исследование демонстрирует, что эффект нелокальности представляет ре-

Таблица 1. Таблица результатов расчетов мишени по коду ЭРА, где K_a – доля поглощенной лазерной энергии, T_{ec} – электронная температура в критической плотности на момент $t = 8$ нс, $\rho_{\max}$, $T_{i,\max}$ – максимальная плотность и температура ионов в горячей области мишени, $(\rho R)_{\max}$ – поверхностная плотность на момент максимального сжатия, W_Q – запас по зажиганию

Модель теплопереноса	K_a	T_{ec}	$\rho_{\max}$, г/см^3	$(\rho R)_{\max}$, г/см^2	$T_{i,\max}$, кэВ	W_Q
SH, $f = 0.15$	78	6.3	65	1.34	11	2.6
Ψ_{BB}	80	6.1	16	0.46	11	0.82
Ψ_2	81	5.9	57	1.07	13	2.4

альную опасность для мишеней прямого облучения, в которых корона имеет более высокую температуру (по сравнению с непрямой схемой): так как при этом пробег электронов увеличивается, а характерные пространственные масштабы в мишени практически сохраняются. В схеме зажигания ударной волной при больших лазерных интенсивностях эффект должен быть сильнее. Он возникает даже в условиях, при которых параметрические неустойчивости, которые рассматриваются сейчас как основные источники горячих электронов, могут не развиваться. В представленных расчетах влияние нелокального переноса оказывается достаточным, чтобы изменить параметры в горячей области мишени в момент ее максимального сжатия и повлиять на процесс зажигания. Это происходит за счет изменения теплового потока в окрестности плотной оболочки, что приводит к модификации ее структуры и динамики, а также предпрогрева внутренней части газовой полости. Следует также отметить, что нелокальные модели с ядром оперируют только с моментами функции распределения частиц, что не отражает в полной мере кинетику переноса. Кроме этого, используется предположение о квазистационарности переноса, не учитывающее динамику распространения электронов. В полной мере эффект нелокальности может быть учтен с помощью полномасштабного кинетического моделирования, что в настоящее время недоступно для исследуемых мишеней. Вместе с тем, следует развивать гибридный подход на основе последовательно подключаемых на коротких временах и в отдельных пространственных областях фоккер-планковских расчетов в глобальное гидродинамическое моделирование. Данная работа дает пример того, как для этого можно в дальнейшем развивать и верифицировать упрощенные нелокальные модели.

Авторы благодарны А. В. Брантову за плодотворные дискуссии.

1. R.S. Craxton, K.S. Anderson, T.R. Boehly et al. (Collaboration), Phys. Plasmas **22**, 110501 (2015).
2. M.J. Rosenberg, A.A. Solodov, J.F. Myatt et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **120**, 055001 (2018).
3. G. Gregori, S. H. Glenzer, J. Knight, C. Niemann, D. Price, D.H. Froula, M.J. Edwards, R.P. Town, A. Brantov, W. Rozmus, and V.Yu. Bychenkov, Phys. Rev. Lett. **92**, 205006 (2004).
4. F. Pérez, J.D. Colvin, M.J. May, S. Charnvanichborikarn, S.O. Kucheyev, T.E. Felter, and K.B. Fournier, Phys. Plasmas **22**, 113112 (2015).
5. R.J. Henchen, M. Sherlock, W. Rozmus, J. Katz, D. Cao, J.P. Palastro, and D.H. Froula, Phys. Rev. Lett. **121**, 125001 (2018).
6. L. Spitzer and R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
7. A.V. Brantov and V.Y. Bychenkov, Plasma Physics Reports **39**, 698 (2013).
8. M.D. Rosen, H.A. Scott, D.E. Hinkel, E.A. Williams, D.A. Callahan, R.P.J. Town, L. Divol, P.A. Michel, W.L. Kruer, L.J. Suter, R.A. London, J.A. Harte, and G.B. Zimmerman, High Energy Density Physics **7**, 180 (2011).
9. J.R. Albritton, Phys. Rev. Lett. **50**, 2078 (1983).
10. J.R. Albritton, E.A. Williams, I.B. Bernstein, and K.P. Swartz, Phys. Rev. Lett. **57**, 1887 (1986).
11. S.I. Krasheninnikov, Phys. Fluids B **5**, 74 (1993).
12. F. Minotti and C.F. Fontan, Phys. Fluids B **2**, 1725 (1990).
13. N.N. Ljepojevic and P. MacNeice, Phys. Rev. A **40**, 981 (1989).
14. G.P. Schurtz, P.D. Nicolaï, and M. Busquet, Phys. Plasmas **7**, 4238 (2000).
15. O.V. Batishchev, V.Y. Bychenkov, F. Detering, W. Rozmus, R. Sydora, C.E. Capjack, and V.N. Novikov, Phys. Plasmas **9**, 2302 (2002).
16. M. Holec, J. Nikl, and S. Weber, Phys. Plasmas **25**, 032704 (2018).
17. J.F. Luciani, P. Mora, and J. Virmont, Phys. Rev. Lett. **51**, 1664 (1983).
18. E.M. Epperlein and R.W. Short, Phys. Fluids B **3**, 3092 (1991).
19. V.Y. Bychenkov, W. Rozmus, and R. Teshima, Phys. Plasmas **9**, 2872 (2002).
20. Н.М. Барышева, А.И. Зуев, Н.Г. Карлыханов, В.А. Лыков, В.Е. Черняков, Журнал вычислительной математики и математической физики **22**, 401 (1982).

21. S. I. Glazyrin, A. V. Brantov, M. A. Rakitina, and V. Y. Bychenkov, High Energy Density Physics **36**, 100824 (2020).
22. I. F. Potapenko, A. V. Bobylev, and E. Mossberg, Transp. Theory Stat. Phys. **37**, 113 (2008).
23. S. Guisset, S. Brull, B. Dubroca, E. d'Humières, S. Karpov, and I. Potapenko, Communications in Computational Physics **19**, 301 (2016).
24. S. Atzeni, X. Ribeyre, G. Schurtz, A. Schmitt, B.Canaud, R. Betti, and L. Perkins, Nuclear Fusion **54**, 054008 (2014).
25. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова, С. Г. Гаранин, С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, И. Я. Доскоч, П. А. Кучугов, Н. В. Змитриенко, В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Р. А. Яхин, ЖЭТФ **148**, 784 (2015).
26. A. A. Ovechkin, P. A. Loboda, V. G. Novikov, A. S. Grushin, and A. D. Solomyannaya, High Energy Density Physics **13**, 20 (2014).
27. Ю. С. Вахрамеев, В. Н. Мохов, Н. А. Попов, Атомная энергия **49**, 121 (1980).
28. Е. Н. Аврорин, Л. П. Феоктистов, Л. И. Шибаршов, Физика плазмы **6**(5), 965 (1980).