ЖЭТФ, 2025, том 168, вып. 4 (10), стр. 576–588 © 2025

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВРЕМЕНИ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПОГЛОЩЕННОГО ЗА СЧЕТ ОБРАТНОГО ТОРМОЗНОГО МЕХАНИЗМА В ПЛАЗМЕ ПРИ ПЛОСКОЙ, ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИЯХ РАЗЛЕТА

С. Ю. Гуськов [*]***, Н. Н. Демченко***

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

Поступила в редакцию 16 июля 2025 г.,
после переработки 28 июля 2025 г.
Принята к публикации 29 июля 2025 г.

Задача о поглощении лазерного излучения за счет обратного тормозного механизма в плазме, образующейся в результате лазерной абляции твердого вещества плоской, цилиндрической и сферической мишеней, сформулирована во временном представлении уравнения поглощения в приближении изотермического по пространству разлета плазмы. Аналитическое решение для плоской мишени показывает быстрый рост доли поглощенной энергии на начальной стадии облучения, в течение которой происходит образование поглощающего слоя с толщиной, равной обратной величине коэффициента поглощения. Практически полное поглощение энергии лазерного импульса происходит при его длительности, которая в 6–7 раз превышает длительность образования поглощающего слоя. Установлен эффект компенсации влияния бокового расширения области поглощения сферической и цилиндрической мишеней на долю поглощенной энергии в течение времени, меньшего времени сжатия указанных мишеней, соответственно к центру и оси симметрии. Эффект является следствием противоположного влияния на величину коэффициента поглощения уменьшения плотности и температуры плазмы в результате ее разлета. Полученные решения подтверждены результатами численных расчетов.

DOI: 10.7868/S3034641X25100143

1. ВВЕДЕНИЕ

Обратное тормозное поглощение электромагнитного излучения в плазме за счет передачи энергии фотона электрону в поле иона [1] является основным механизмом поглощения лазерного импульса в плазме. Вплоть до значений интенсивности лазерного излучения $I \approx 10^{14}\lambda_\mu^{-2}$ Вт/см^2 (λ_μ – длина волны лазерного излучения, измеряемая в микронах) именно этот механизм определяет долю энергии лазерного импульса, которая поглощается в мишени и обеспечивает нагрев плазмы в области поглощения. При наклонном падении излучения на мишень определенный вклад может вносить резонансный механизм поглощения [1, 2], но этот вклад, как правило, значительно меньше, чем вклад обратного тормозного механизма. При превышении указанной выше интенсивности лазерного излучения в поглощение начинают вносить вклад нелинейные процессы, такие как резонансная трансформация падающего лазерного излучения в плазменную волну и рассеянное излучение (вынужденное комбинационное рассеяние) [3–5], трансформация лазерного излучения в две плазменные волны (двухплазмонный распад) [3–5], резонансное взаимодействие падающего лазерного излучения с рассеянным на генерируемой при этом ионно-звуковой волне (вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна) [6–8].

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей обратного тормозного механизма поглощения лазерного излучения как наиболее важного в области физики высоких плотностей энергии, относящейся к исследованию уравнения состояния вещества (УРС) и лазерному термоядерно-

[*] E-mail: guskovsy@lebedev.ru

му синтезу (ЛТС). Поэтому результаты работы относятся к воздействию на вещество лазерных импульсов с параметрами, удовлетворяющими условию $I\lambda_\mu^2 \le 10^{14}$ (Вт/см^2)мкм^2. В понимании физики обратного тормозного поглощения лазерного излучения в плазме накоплен большой объем знаний, которые изложены во многих монографиях (например, [9, 10]) и обзорах (например, [11, 12]). Коэффициент обратного тормозного поглощения k_{ib} определяется частотой электрон-ионных столкновений ν_{ei} и зависит от плотности n_e и температуры T_e электронов плазмы:

$$k_{ib} = \frac{\nu_{ei} n_e}{c n_{cr}(1 - n_e/n_{cr})^{1/2}} \propto n_e^2/T_e^{3/2},$$

$$n_e \le n_{cr}, \quad n_{cr} = \pi m_e c^2/e^2\lambda^2,$$

где n_{cr} — критическая плотность плазмы, которая определяется из равенства частоты излучения и плазменной частоты электронов, c — скорость света, m_e и e — масса и заряд электрона, λ — длина волны излучения, см. [1, 13]. В экспериментах установлено сильное увеличение доли поглощенной энергии лазерного импульса при уменьшении длины волны излучения, а также уменьшение доли поглощенной лазерной энергии при увеличении интенсивности лазерного импульса. Зависимость от длины волны связана с увеличением коэффициента поглощения при уменьшении длины волны как за счет увеличения критической плотности плазмы $n_{cr} \propto \lambda^{-2}$ (характерной плотности области поглощения), так и за счет уменьшения температуры плазмы при увеличении характерной плотности области поглощения. Зависимость доли поглощенной энергии от интенсивности связана с уменьшением коэффициента поглощения с ростом температуры при увеличении интенсивности. Эти закономерности описываются теоретическими моделями взаимодействия лазерного излучения с плазмой. На основе накопленных знаний разработаны и успешно используются для расчета доли поглощенной энергии математические программы численного моделирования гидродинамики лазерной плазмы. Однако среди теоретических моделей обратного тормозного поглощения отсутствуют модели расчета временной зависимости поглощенной энергии лазерного импульса с учетом всех параметров импульса, включая его длительность. Решению этой задачи при воздействии лазерного импульса на плоскую, цилиндрическую и сферическую мишени посвящена настоящая работа.

Во втором разделе представлена постановка задачи на основе модели термодинамического состояния плазмы при трех геометриях ее разлета — плоской, цилиндрической и сферической. В третьем разделе представлено аналитическое решение, описывающее временную зависимость энергии лазерного излучения, которая поглощается в плазме плоской, цилиндрической и сферической мишеней при облучении лазерным импульсом с постоянной интенсивностью и заданными длиной волны и длительностью. Полученное решение обсуждается на основе сравнения с результатами численных расчетов задачи в наиболее интересном для практических приложений диапазоне параметров лазерного импульса — в диапазоне изменения интенсивности излучения первых трех гармоник Nd-лазера от 10^{14} до 10^{16} Вт/см^2.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматривается задача о поглощении энергии лазерного импульса за счет обратного тормозного механизма для трех вариантов облучения твердой мишени с однородной плотностью ρ_0: при облучении полупространства потоком лазерного излучения с заданной интенсивностью I_0, при облучении сплошного цилиндра с начальным радиусом R_0 лазерным излучением, сфокусированным на ось мишени, с заданным потоком на единицу длины цилиндра $2\pi R_0 I_0$ и при облучении сплошного шара с начальным радиусом R_0 заданным потоком лазерного излучения $4\pi R_0^2 I_0$, сфокусированным в центр шара. Таким образом, задача рассматривается в рамках одномерного движения вещества, нагреваемого при поглощении энергии лазерного импульса в отсутствие рефракции лучей. Постановка задачи в условиях ограничения параметра лазер-плазменного взаимодействия $I\lambda_\mu^2 \le 10^{14}$ (Вт/см^2)мкм^2 включает рассмотрение классического столкновительного механизма поглощения лазерного излучения. Нелинейными эффектами, в том числе связанными с разделением зарядов при генерации быстрых электронов, которые могут иметь место при превышении параметра взаимодействия указанного выше предела, в рассматриваемых нами условиях можно пренебречь [9]. Поскольку дебаевский радиус плазмы много меньше размера разлетающейся плазмы, этот разлет можно рассматривать в квазинейтральном приближении. При этом поле, ускоряющее ионы плазмы, создается градиентом электронного теплового давления [13]. Лазерное излучение поглощается за счет обратного тормоз-

ного механизма в плазме с докритической плотностью. Скорость поступления массы в область поглощения лазерного излучения (далее область поглощения) определяется скоростью абляции μ_h, которая представляет собой плотность потока вещества, протекающего с локальной скоростью звука V через поверхность с критической плотностью ρ_{cr}:

$$\mu_h = \rho_{cr} V. \tag{1}$$

Здесь ρ_{cr} — массовая плотность плазмы, соответствующая критической плотности электронов плазмы n_{cr}:

$$\rho_{cr}\ [\text{г/см}^3] = 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z\lambda_\mu^2}, \tag{2}$$

где A, $Z = n_e/n_i$ — соответственно атомный вес и средний заряд ионов, n_e и n_i — соответственно плотность электронов и ионов плазмы.

Уравнение поглощения, описывающее уменьшение потока излучения Q с координатой ξ вдоль направления распространения излучения в плазме, имеет вид

$$\frac{\partial Q}{\partial \xi} = -k_{ib} Q, \tag{3}$$

где $Q = 2(\nu-1)\pi\xi^{\nu-1} I$ в случаях сферической ($\nu = 3$) и цилиндрической ($\nu = 2$) геометрий и $Q = I$ в случае плоской геометрии ($\nu = 1$). Коэффициент обратного тормозного поглощения k_{ib} определяется известным выражением [1,13]:

$$k_{ib} = \frac{8}{3}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{e^4 Z \langle Z^2 \rangle n_i^2 \Lambda}{m_e^{1/2} c n_{cr} (1 - n_e/n_{cr})^{1/2} T_e^{3/2}}, \tag{4}$$

в котором $\langle Z^2 \rangle$ — средний квадрат заряда ионов, T_e — температура электронов в энергетических единицах, $\Lambda \approx \ln(2d/l)$ — кулоновский логарифм, $d = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ — дебаевский радиус, $l = \hbar/(3m_e T_e)^{1/2}$ — дебройлевская длина волны электрона, $\hbar$ — постоянная Планка.

По мере нагрева термодинамическое состояние области поглощения формируется в условиях увеличения ее массы за счет абляции и перераспределения поглощенной энергии между тепловой и гидродинамической составляющими. В случае плоского разлета образование плазмы происходит в узком слое между поверхностью с начальной плотностью ρ_0 и границей области поглощения с критической плотностью ρ_{cr}. Течение в этом слое стационарно, и со временем его масса становится пренебрежимо малой по сравнению с массой плазмы, имеющей подкритическую плотность. Поэтому слой, в котором происходит абляция вещества с образованием плазмы, можно рассматривать как гидродинамический разрыв. Это означает, что поверхность с критической плотностью, поверхность Жуге, на которой скорость вещества совпадает со скоростью звука, и граница невозмущенного вещества совпадают [14]. В этом случае поглощение лазерного излучения происходит во всей области образующейся плазмы, и для определения температуры и плотности, входящих в выражение (4), можно воспользоваться элементами автомодельного описания изотермического (по пространственной координате) разлета области поглощения в однотемпературном приближении [15].

В случае цилиндрического или сферического разлетов картина образования плазмы оказывается более сложной. Поверхность с критической плотностью располагается на радиусе, превышающем начальный радиус мишени. В результате область поглощения в этих случаях представляет собой только часть области нагретой плазмы (короны). В работах [16,17] развита стационарная модель короны для сферической и цилиндрической мишеней, в частности, получены решения для отношения радиуса поверхности с критической плотностью ξ_{cr} к начальному радиусу мишени ξ_0 ($\xi_{cr} > \xi_0$). Чем больше отношение ξ_{cr}/ξ_0, тем меньшую долю составляет энергия области поглощения от энергии всей короны. Согласно модели стационарной короны, удаление поверхности с критической плотностью от поверхности твердой части мишени тем больше, чем больше интенсивность лазерного импульса и коэффициент электронной теплопроводности. В данной работе описание термодинамического состояния области поглощения цилиндрической и сферической мишеней будет проводится в изотермическом (по пространственной координате) приближении при расчете доли энергии области поглощения в зависимости от отношения ξ_{cr}/ξ_0, которое определяется согласно модели стационарной короны [16,17].

В автомодельном решении температура имеет однородное, а плотность — гауссово распределение по пространственной координате. Скорость вещества линейно растет с координатой. Автомодельная переменная решения определяется выражением $\Psi = (\varepsilon/m)^{1/2} t^{3/2}$, в котором ε и m — характеристики скорости поступления энергии в область разлета и массы этой области, t — время. В случае плоского разлета ε представляет собой плотность потока поглощенного излучения, а m есть масса разлетающегося вещества на единицу площади слоя (поверхностная масса). В случае цилиндрической геометрии задачи ε и m представляют собой соответственно мощность поглощенного излучения и массу раз-

летающегося вещества на единицу длины. В случае сферической геометрии ε и m представляют собой соответственно полную мощность поглощенного излучения и полную массу разлетающегося вещества.

Доли тепловой α_T и кинетической α_k энергий вещества в автомодельном решении для различных случаев геометрии разлета определяются формулами [15]

$$\alpha_T = \frac{2}{3\nu(\gamma-1)+2}, \quad \alpha_k = \frac{3\nu(\gamma-1)}{3\nu(\gamma-1)+2}, \qquad (5)$$

$\nu = 1, 2, 3$, γ — постоянная адиабаты. Для уравнения состояния идеального газа отношение тепловой энергии к кинетической равно 1, 1/2 и 1/3 соответственно в случаях плоской, цилиндрической и сферической геометрий разлета. Автомодельное решение для температуры T и скорости звука V имеет вид [15]

$$T = \frac{\alpha_T}{C_V}\frac{\varepsilon t}{m}, \qquad V = \left[(\gamma-1)\alpha_T\frac{\varepsilon t}{m}\right]^{1/2}, \qquad (6)$$

где $C_V = (Z+1)/[A(\gamma-1)m_p]$ — удельная теплоемкость, m_p — масса протона, m — масса разлетающегося вещества.

Для упрощения дальнейших аналитических расчетов гауссово распределение плотности автомодельного решения с незначительной потерей точности удобно заменить на однородное распределение плотности по пространственной координате и использовать среднюю для всей массы вещества скорость, которая с помощью коэффициента α_k (5) определяется выражением

$$u = \left(\frac{2\alpha_k\varepsilon t}{m}\right)^{1/2}. \qquad (7)$$

Отношение средней скорости u к скорости звука зависит только от геометрического фактора задачи ν:

$$\frac{u}{V} = \sqrt{3\nu}. \qquad (8)$$

Оно составляет $\sqrt{3}$, $\sqrt{6}$ и 3 соответственно в случаях плоской, цилиндрической и сферической геометрий разлета.

Скорость поступления энергии в корону представляет собой разность потока энергии падающего излучения Q_0 и потока энергии излучения Q_b, которое покидает область поглощения через ее границу с вакуумом. Кроме того, согласно модели стационарной короны скорость поступления энергии в область поглощения

$$\varepsilon = (\xi_0/\xi_{cr})^{(\nu-1)}(Q_0 - Q_b).$$

Тогда, подставляя в (6) выражение (1) для скорости абляции, а также используя (5) и (8), получаем выражения, описывающие термодинамическое состояние плазмы в области поглощения лазерного излучения для любой из рассматриваемых геометрий разлета:

$$T_\nu = \frac{1}{(\gamma-1)C_V}\left[\alpha_T(\gamma-1)\frac{I_0}{\rho_{cr}}\left(\frac{\xi_0}{\xi_{cr}}\right)^{(\nu-1)} q_{ab}\right]^{2/3}, \qquad (9)$$

$$\rho_\nu = \rho_{cr}\frac{(\nu/3)^{1/2}(L/\xi_{cr})}{(1+L/\xi_{cr})^\nu - 1}, \qquad (10)$$

$$u = \sqrt{3\nu}V = \sqrt{3\nu}\left[\alpha_T(\gamma-1)\frac{I_0}{\rho_{cr}}\left(\frac{\xi_0}{\xi_{cr}}\right)^{(\nu-1)} q_{ab}\right]^{1/3}, \qquad (11)$$

где $q_{ab} = 1 - q_b$ — доля поглощенного потока лазерного излучения, $q_b = Q_b/Q_0$ — доля потока лазерного излучения, выходящего из короны через границу с вакуумом, $L = \int_0^t u dt'$ — толщина области поглощения в направлении распространения излучения.

Как уже говорилось, в плоской задаче $\xi_0 = \xi_{cr}$. Отношение ξ_{crs}/ξ_0 для цилиндрической и сферической мишеней в модели стационарной короны, основанной на приближении δ-образного поглощения лазерного излучения на поверхности с критической плотностью, определяется значением безразмерного параметра [16, 17]:

$$\gamma_0 = \frac{2(\nu-1)\pi\chi_{e0}^{3/4}I_0}{\rho_{cr}^{7/4}\xi_0^{3/4}}\left(\frac{Am_p}{Z}\right)^{21/8}, \qquad (12)$$

где $\nu = 2, 3$ для цилиндрической и сферической геометрий разлета соответственно, а константа χ_{e0} в коэффициенте электронной теплопроводности $\chi_e = \chi_{e0}T_e^{5/2}$ определяется выражением [18]

$$\chi_{e0} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}\frac{9,44}{m_e^{1/2}e^4\Lambda_{ei}(4+Z)}. \qquad (13)$$

Согласно [16, 17], для цилиндрической и сферической мишеней отношение ξ_{crs}/ξ_0 как функцию параметра γ_0 можно записать для всех случаев геометрий разлета ($\nu = 1, 2, 3$) в виде следующей приближенной зависимости:

$$\frac{\xi_{crs}}{\xi_0} = 1 + \frac{3}{7}(\nu-1)\left(\frac{13}{4} - \nu\right) \times \left\{1 + \frac{(6-\nu)}{10}\left[\ln\left(1 + \frac{2}{21}\frac{\gamma_0}{(4-\nu)}\right)\right]^{3(9-\nu)/10}\right\}. \qquad (14)$$

Для плоской задачи формула (14), как и должно быть, дает $\xi_{crs} = \xi_0$. Значение параметра γ_0

для полностью ионизованной плазмы вещества легких элементов в диапазоне интенсивностей лазерного импульса 10^{14}–10^{16} Вт/см^2 излучения первых трех гармоник Nd-лазера и радиусов мишеней 100–1000 мкм увеличивается от нескольких десятков (при $I_0 = 10^{14}$ Вт/см^2, $\lambda = 0.35$ мкм и $\xi_0 = 1000$ мкм) до нескольких сот тысяч (при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2, $\lambda = 1.06$ мкм и $\xi_0 = 100$ мкм). Согласно (14), указанному росту параметра γ_0 отвечает увеличение отношения ξ_{crs}/ξ_0 от значения близкого к 1 до значений 5–6.

Динамика движения критической поверхности (поверхности, где плотность равна критической плотности) к ее стационарному положению описывается единственным параметром задачи с размерностью времени — отношением ξ_0/u:

$$\frac{\xi_{cr}(t)}{\xi_0} = 1 + \frac{1}{\dfrac{\xi_0}{ut} + \dfrac{1}{(\xi_{crs}/\xi_0 - 1)}}. \qquad (15)$$

Как будет показано ниже, плоский разлет является базовым для понимания особенностей обратного тормозного поглощения и в случаях цилиндрической и сферической геометрий разлета, когда имеется боковое расширение области поглощения. В случае плоского разлета при подстановке $\nu = 1$ в (9)–(11) для параметров области поглощения получаем

$$T_1 = T_* q_{ab}^{2/3},\ u_1 = \sqrt{3}V_1 = u_* q_{ab}^{1/3},\ \rho_1 = \frac{\rho_{cr}}{\sqrt{3}}, \qquad (16)$$

$$u_* = \sqrt{3}\left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1}\frac{I_0}{\rho_{cr}}\right]^{1/3}, \qquad (17)$$

$$T_* = \frac{1}{(\gamma-1)C_V}\left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1}\frac{I_0}{\rho_{cr}}\right]^{2/3}, \qquad (18)$$

где $q_{ab} = 1 - I_b/I_0$. Решение (16)–(18), описывающее изотермический по пространственной координате разлет плоской короны, при постоянной интенсивности воздействующего лазерного излучения I_0 имеет асимптотический предел при $t \to \infty$, который описывает изотермический разлет и по времени. Действительно, при постоянной интенсивности I_0 температура растет с временем только за счет увеличения плотности потока поглощенной лазерной энергии: $T_1 \propto q_{ab}^{2/3}$. При $t \to \infty$ поток поглощенной энергии q_{ab} стремится к 1, а температура — к своему максимальному значению T_*, которое часто используется для оценок в приближении полного поглощения лазерного излучения в короне (см., например, обзоры [19, 20]). Подставляя (16)–(18) в (4), с точностью до зависимости от q_{ab} получаем для случая плоского разлета

$$k_{ib} \propto \rho_{cr}/T_*^{3/2} \propto \rho_{cr}^2/I_0 \propto (\lambda^4 I_0)^{-1}.$$

За счет уменьшения температуры области поглощения при уменьшении интенсивности и длины волны падающего излучения, а также за счет увеличения плотности области поглощения при уменьшении длины волны падающего излучения коэффициент обратного тормозного поглощения при разлете плоской короны уменьшается с ростом интенсивности и очень сильно растет с уменьшением длины волны падающего излучения. В случаях цилиндрической и сферической геометрий разлета боковое расширение плазмы приводит к уменьшению с временем как плотности, так и согласно (9) температуры области поглощения за счет уменьшения отношения ξ_0/ξ_{cr}. В связи с противоположной зависимостью коэффициента поглощения от температуры и плотности одновременное уменьшение этих величин является предпосылкой слабого влияния бокового расширения на эффективность поглощения, что будет подробно обсуждаться в следующем разделе.

Необходимо отметить, что изложенная выше модель термодинамического состояния области поглощения получена в предположении, что вся поглощенная лазерная энергия содержится в тепловой и кинетической энергиях испаренного вещества мишени, разлетающегося навстречу падающему лазерному излучению. Это приближение оправдано, поскольку доля поглощенной лазерной энергии, которая передается в энергию ударной волны, распространяющейся под действием давления короны в твердую часть мишени, мала. Она составляет всего несколько процентов [21], поскольку пропорциональна отношению $\sqrt{\rho_{cr}/\rho_0}$. Однако в случаях цилиндрической и сферической мишеней, имеющих по определению конечную массу, генерация ударной волны в глубь мишени накладывает ограничение на область применимости предложенной модели термодинамического состояния области поглощения. В качестве такого ограничения следует принять условие того, что длительность лазерного импульса не должна превышать суммарного времени распространения прямой (к центру мишени) и отраженной ударных волн в мишени, поскольку в противном случае разлет охватывает всю массу мишени. Такое ограничение можно сформулировать, рассматривая распространение ударной волны в глубь твердой неиспаренной части мишени под действием абляционного давления короны без учета электронной теплопроводности. Это оправдано низким

значением температуры за фронтом ударной волны (несколько электронвольт), поскольку плотность твердой части мишени на два-три порядка выше плотности плазмы в короне, имеющей температуру около 1 кэВ, а давления в ударной волне и в короне примерно равны.

В приближении сильной плоской ударной волны для оценки скорости D_+ прямой волны можно использовать выражение [21]

$$D_+ = 2\left(\frac{\gamma+1}{2}\frac{\rho_{cr}}{\rho_0}\right)^{1/2} V_*. \tag{19}$$

Используя, кроме того, соотношение [22]

$$D_- = D_+[(3\gamma-1)/\gamma]^{1/2}$$

между скоростями прямой D_+ и отраженной D_- плоских ударных волн, для условия ограничения применимости модели получаем

$$t_L \le t_{L(max)} = \left[1+\left(\frac{\gamma}{3\gamma-1}\right)^{1/2}\right] t_{L(comp)}, \tag{20}$$

где $t_{L(comp)}$ — длительность лазерного импульса на стадии сжатия мишени (время распространения прямой ударной волны):

$$t_{L(comp)} = \frac{\xi_0}{2V_*}\left(\frac{2}{\gamma+1}\frac{\rho_0}{\rho_{cr}}\right)^{1/2}. \tag{21}$$

Условие (20) естественным образом включает в себя практически значимую область значений длительности лазерного импульса $t_L \le t_{L(comp)}$, поскольку практический интерес в задачах ЛТС и УРС представляет собой вопрос об эффективности поглощения лазерного излучения на стадии сжатия мишени. С помощью (16) выражение для $t_{L(comp)}$ преобразуется к виду

$$t_{L(comp)} = \frac{\xi_0\rho_0^{1/3}}{\sqrt{2(\gamma+1)}[\alpha_T(\gamma-1)I_0]^{1/3}}\left(\frac{\rho_0}{\rho_{cr}}\right)^{1/6}. \tag{22}$$

Для сферической мишени с радиусом $\xi_0 = 100$ мкм при интенсивности 10^{14} Вт/см^2 значение $t_{L(comp)}$ составляет 1.9 нс и 1.6 нс для длин волн $\lambda = 1.06$ мкм и $\lambda = 0.35$ мкм соответственно, при интенсивности 10^{15} Вт/см^2 имеем 0.9 нс и 0.75 нс для длин волн $\lambda = 1.06$ мкм и $\lambda = 0.35$ мкм соответственно. Для сферической мишени с радиусом $\xi_0 = 1000$ мкм при интенсивности 10^{14} Вт/см^2 значение $t_{L(comp)}$ составляет 19 нс и 16 нс для длин волн $\lambda = 1.06$ мкм и $\lambda = 0.35$ мкм соответственно, при интенсивности 10^{15} Вт/см^2 имеем 9 нс и 7.5 нс для длин волн $\lambda = 1.06$ мкм и $\lambda = 0.35$ мкм соответственно.

3. ДОЛЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЭНЕРГИИ

Лазерное излучение поглощается на пути, равном удвоенной толщине области поглощения, которая увеличивается со скоростью u. Переходя в уравнении (3) от дифференцирования по координате к дифференцированию по времени ($d\xi = 2u\,dt$) и заменяя поток Q_b на поток $Q_{ab} = Q_0 - Q_b$, получаем уравнение для поглощенного потока q_{ab} как функции времени:

$$\frac{q_{ab}^{2/3}}{(1-q_{ab})}\frac{dq_{ab}}{dt} = \frac{1}{t_r}, \tag{23}$$

где t_r представляет собой характерную длительность образования поглощающего слоя:

$$t_r = \frac{1}{(2uk_{ib})|_{q_{ab}=1}}, \tag{24}$$

рассчитанную согласно (4), (9)–(11) при полном поглощении лазерного излучения, т.е. при $q_{ab} = 1$. Доля поглощенной энергии η лазерного импульса с длительностью t_L вычисляется интегрированием зависимости $q_{ab}(t)$, которая находится из (23), по времени:

$$\eta = t_L^{-1}\int_0^{t_L} q_{ab}(t)dt. \tag{25}$$

3.1. Плоская мишень

Коэффициент поглощения при плоском разлете, рассчитанный согласно (4) с использованием решения (16)–(18), имеет вид

$$k_{ib}\ [\text{см}^{-1}] = 0.1\,\frac{(3\gamma-1)}{2(\gamma-1)}\frac{(Z+1)^{3/2}\langle Z^2\rangle}{A^{1/2}Z^2\lambda_\mu^4 I_{0(14)}}\Lambda, \tag{26}$$

где интенсивность $I_{0(14)}$ измеряется в единицах 10^{14} Вт/см^2. С помощью решения (16)–(18) можно выразить кулоновский логарифм через интенсивность и длину волны лазерного излучения в простой форме, удобной для практического использования в задачах взаимодействия лазерного излучения с плазмой:

$$\Lambda = \ln\left\{2.5\cdot 10^4\left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1}\right]^{2/3}\left(\frac{A}{Z}\right)^{1/3}\times \right.$$
$$\left.\times\,\frac{Z}{(Z+1)}\lambda_\mu^{7/3}I_{0(14)}^{2/3}\right\}. \tag{27}$$

В наиболее интересном для приложений диапазоне параметров лазерного импульса ($\lambda = 0.35-0.53$ мкм

и $I_0 = 10^{14}$–10^{15} Вт/см^2) кулоновский логарифм меняется в пределах от 7 до 9, что позволяет для оценок в данной работе использовать его значение, равное 8. Тогда, подставляя (17) и (26) в (24), для времени t_{r1} при плоском разлете получаем

$$t_{r1}\,[\text{нс}] = 4.8\varphi(\gamma, Z, A)\lambda_\mu^{10/3} I_{0(14)}^{2/3}, \tag{28}$$

где коэффициент φ зависит от постоянных параметров плазмы:

$$\varphi = \left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1}\right]^{2/3} \frac{1}{A}\left(\frac{Z}{Z+1}\right)^{3/2}\left(\frac{A}{Z}\right)^{11/6} \frac{Z^2}{\langle Z^2\rangle}. \tag{29}$$

Для полностью ионизованной плазмы одноатомных веществ, таких как бериллий, алмаз, алюминий, в приближении $Z/(Z+1) \approx 1$ коэффициент φ составляет 1.68 и время t_{r1} вычисляется по формуле

$$t_{r1}\,[\text{нс}] = 8\,\frac{\lambda_\mu^{10/3} I_{0(14)}^{2/3}}{A}. \tag{30}$$

Для многоатомных веществ легких химических элементов, которые применяются в качестве абляторов мишеней ЛТС, коэффициент φ может быть примерно в два раза меньше (в основном из-за более низкого отношения $Z^2/\langle Z^2\rangle$). В настоящей работе расчеты будут проводиться для мишеней из лавсана ($C_{10}H_8O_4$), у которого $A = 8.5$, $Z = 4.5$, $\langle Z^2\rangle = 28.3$, $\gamma = 5/3$. Тогда для времени t_{r1} получаем

$$t_{r1}\,[\text{нс}] = 0.44\,\lambda_\mu^{10/3} I_{0(14)}^{2/3}. \tag{31}$$

Чем меньше время образования поглощающего слоя, тем меньше значение нижнего предела длительности лазерного импульса, энергия которого эффективно поглощается в мишени. Время t_{r1} уменьшается с уменьшением интенсивности лазерного импульса, сильно уменьшается с уменьшением длины волны излучения, а также уменьшается с ростом атомного веса вещества мишени. При воздействии лазерного излучения первых трех гармоник Nd-лазера с интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см^2 на мишени из упомянутых выше веществ легких химических элементов время t_{r1} находится в диапазоне от нескольких десятков, до нескольких сотен пикосекунд. Например, при облучении мишеней из лавсана лазерным импульсом интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 время t_{r1} составляет около 56 пс и 14 пс соответственно для длин волн излучения второй и третьей гармоник. При интенсивности 10^{15} Вт/см^2 время t_{r1} составляет соответственно около 260 пс и 65 пс.

Как было показано выше, при постоянной интенсивности лазерного импульса разлет плоской короны имеет квазиизотермический по времени характер, т. е. термодинамические параметры плазмы зависят от времени только через зависимость от времени потока поглощенной энергии $q_{ab}(t)$. В этом случае правая часть уравнения (23) не зависит от времени и его решение сводится к интегрированию по dq_{ab} в левой части уравнения (23). Аналитическое решение с погрешностью, не превышающей 10%, может быть получено сшивкой решений, получаемых при аппроксимации функции $q_{ab}^{2/3}/(1-q_{ab})$ в виде

$$\frac{q_{ab}^{2/3}}{(1-q_{ab})} \approx \begin{cases} \dfrac{3}{2} q_{ab}^{2/3}, & 0 \le q_{ab} < \dfrac{2}{5}, \\ \dfrac{3}{4(1-q_{ab})}, & \dfrac{2}{5} < q_{ab} \le 1. \end{cases} \tag{32}$$

Эта аппроксимация связывает две стадии поглощения: начальную, когда поглощение ведет к росту температуры ($T_* \propto q_{ab}^{2/3}$) и к уменьшению коэффициента поглощения, и последующую стадию, когда с дальнейшим увеличением q_{ab} рост температуры и уменьшение коэффициента поглощения насыщаются и стремятся к своим соответственно максимальному и минимальному значениям при $q_{ab} \to 1$. Решение уравнения (23) с использованием (32) при неограниченном во времени воздействии лазерного излучения с постоянной интенсивностью имеет вид

$$q_{ab} = \begin{cases} \dfrac{2}{5}\left(\dfrac{\tau}{\tau_{c1}}\right)^{3/5}, & 0 \le \tau \le \tau_{c1}\,, \\ 1 - \dfrac{3}{5}\exp\left[-\dfrac{4}{3}(\tau - \tau_{c1})\right], & \tau \ge \tau_{c1}\,, \end{cases} \tag{33}$$

где $\tau = t/t_{r1}$ — время, нормированное на длительность образования поглощающего слоя, а $\tau_{c1} = t_{c1}/t_{r1}$ — нормированное значение граничного времени t_{c1}, разделяющего временные интервалы сильного и слабого влияния поглощения на температуру плазмы:

$$\tau_{c1} = \frac{9}{10}\left(\frac{2}{5}\right)^{5/3} \approx 0.195. \tag{34}$$

С помощью (33) из (25) для доли поглощенной энергии η лазерного импульса с длительностью t_L получаем

$$\eta = \begin{cases} \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{\tau_L}{\tau_{c1}}\right)^{3/5}, & 0 \le \tau_L \le \tau_{c1}\,, \\ 1 - \dfrac{\tau_{c1}}{\tau_L}\left\{\dfrac{3}{4} + \dfrac{9}{20\tau_{c1}}\left[1 - \exp\left(-\dfrac{4}{3}(\tau_L - \tau_{c1})\right)\right]\right\}, & \tau_L \ge \tau_{c1}\,, \end{cases} \tag{35}$$

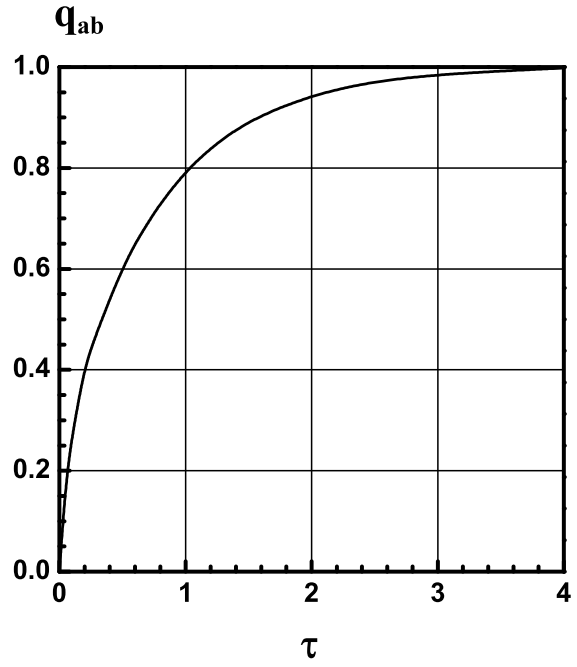

Рис. 1. Доля поглощенного потока лазерного излучения в плоской мишени в зависимости от времени $\tau = t/t_{r1}$, нормированного на характерную длительность образования поглощающего слоя t_{r1}

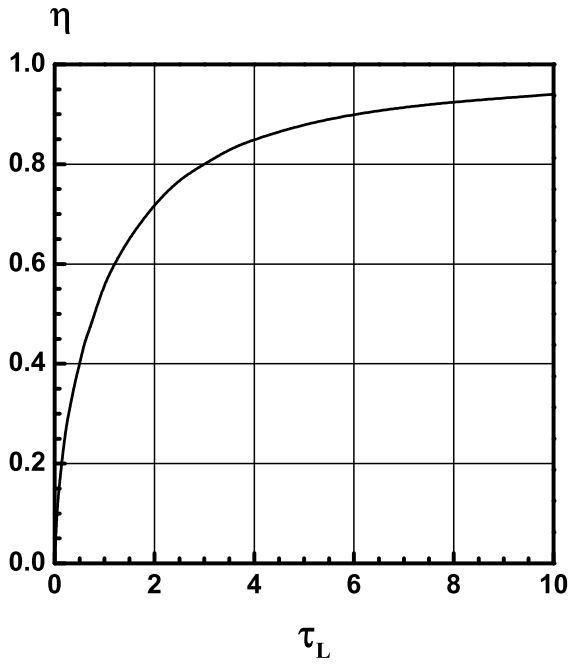

Рис. 2. Доля поглощенной энергии лазерного импульса в плоской мишени в зависимости от длительности импульса $\tau_L = t_L/t_{r1}$, нормированного на характерную длительность образования поглощающего слоя t_{r1}

где $\tau_L = t_L/t_{r1}$ — длительность лазерного импульса, нормированная на длительность образования поглощающего слоя.

На рис. 1 показана зависимость (33) доли поглощенного лазерного потока q_{ab} от времени τ. Поглощенный поток излучения быстро растет с временем по мере образования поглощающего слоя, достигая значения 0.79 при $t = t_{r1}$. Далее с течением времени происходит насыщение, так что к моменту времени $t = 3.5\,t_{r1}$ поглощается практически весь падающий лазерный поток (99 % его величины). На рис. 2 показана зависимость (35) $\eta(\tau_L)$. Для импульсов с длительностью, меньшей длительности образования поглощающего слоя, доля поглощенной энергии не превышает 60 %. Практически полное поглощение, когда поглощается более 90 % лазерной энергии, происходит для импульсов, длительность которых превышает длительность образования поглощающего слоя в шесть раз.

С учетом выражения (31) для времени t_{r1} формулы для расчета доли поглощенной энергии в мишени из лавсана при малых и больших значениях длительности лазерного импульса можно записать в явном виде:

$$\eta = 1.1\frac{t_{L(ns)}^{3/5}}{I_{0(14)}^{2/5}\lambda_\mu^2}, \qquad 0 \le t_{L(ns)} \le 8.6\cdot 10^{-2} I_{0(14)}^{2/3}\lambda_\mu^{10/3}, \tag{36}$$

$$\eta \approx 1 - 0.26\frac{I_{0(14)}^{2/3}\lambda_\mu^{10/3}}{t_{L(ns)}}, \qquad t_{L(ns)} \gg 8.6\cdot 10^{-2} I_{0(14)}^{2/3}\lambda_\mu^{10/3}, \tag{37}$$

где $t_{L(ns)}$ — длительность лазерного импульса, измеряемая в наносекундах. Доля поглощенной энергии растет с увеличением длительности импульса, уменьшением длины волны и интенсивности излучения. Согласно (36), доля поглощенной энергии коротких лазерных импульсов (субнаносекундные импульсы) с интенсивностью 10^{14}–10^{15} Вт/см^2 излучения первых трех гармоник Nd-лазера растет с длительностью импульса по степенному закону ($\eta \propto t_L^{3/5}$) и не превышает значение 20–30 %. Например, при длительности импульса 100 пс с интенсивностью $5\cdot 10^{14}$ Вт/см^2 доля поглощенной энергии в мишени из лавсана составляет для излучения первой, второй и третьей гармоник соответственно 3.5 %, 14 % и 30 %. С ростом длительности импульса доля поглощенной энергии асимптотически

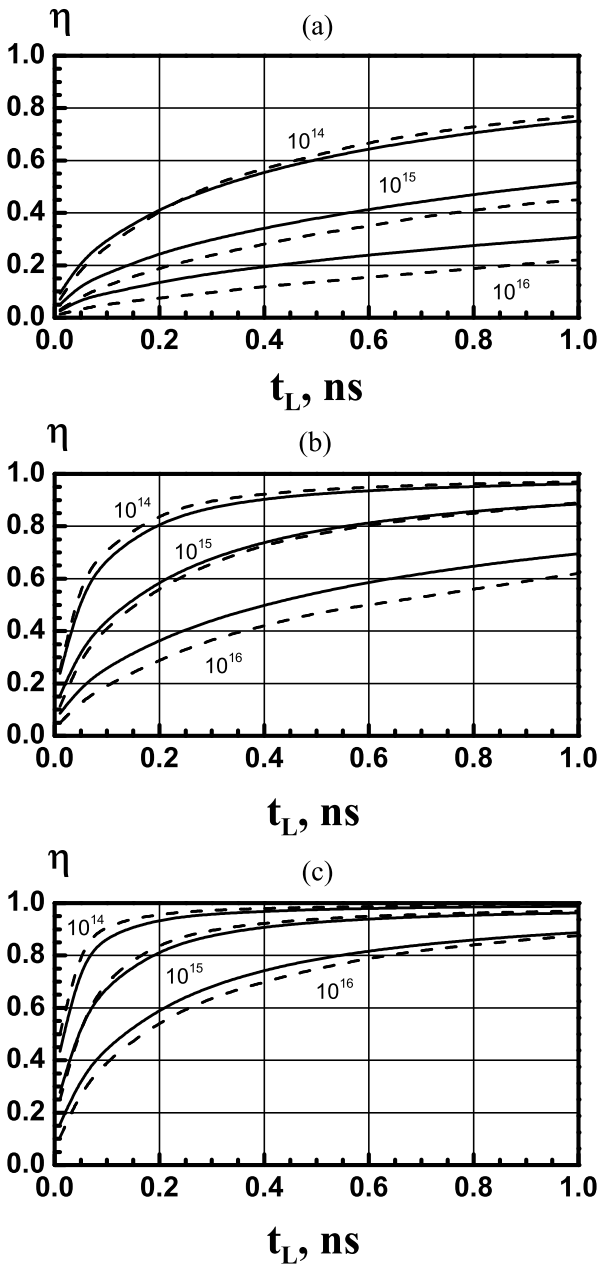

Рис. 3. Зависимость доли поглощенной энергии η от длительности лазерного импульса t_L Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см^2, 10^{15} Вт/см^2 и 10^{16} Вт/см^2 при облучении плоской мишени из лавсана: *a* — для первой гармоники ($\lambda = 1.06$ мкм), *b* — для второй гармоники ($\lambda = 0.53$ мкм), *c* — для третьей гармоники ($\lambda = 0.35$ мкм). Сплошные линии — численный расчет, штриховые — аналитическое решение (35)

стремится к 100 % по закону (37), достигая значений 80–90 % для импульсов излучения второй и третьей гармоник с длительностью несколько наносекунд при интенсивности 10^{14}–10^{15} Вт/см^2. Например, при длительности импульса 4 нс с интенсивностью $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 доля поглощенной энергии в мишени из лавсана составляет для излучения второй и третьей гармоник соответственно 84 и 96 %. Для излучения первой гармоники асимптотика (37) справедлива при длительности импульса, превышающей 10–20 нс.

На рис. 3 показаны зависимости доли поглощенной энергии η в мишени из лавсана от длительности импульса излучения первой (рис. 3 *a*), второй (рис. 3 *b*) и третьей (рис. 3 *c*) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{14}, 10^{15} и 10^{16} Вт/см^2, рассчитанные согласно решению (35) и полученные в численных расчетах по гидродинамической программе РАПИД [23]. Численная программа РАПИД позволяет решать уравнения гидродинамики лазерной плазмы с учетом обратного тормозного и резонансного механизмов поглощения лазерного излучения. Взаимодействие лазерного излучения с веществом рассчитывается в гибридной (лучевой и волновой) постановке задачи, включающей решение уравнений Максвелла в области точек поворота лучей. В общем случае лучевая часть задачи рассчитывается с учетом рефракции лазерного излучения. Расчет теплопереноса включает учет эффекта ограничения потока электронной теплопроводности. Приведенные на рис. 3 результаты численных расчетов получены со спитцеровской теплопроводностью (без ограничения теплового потока), что в наибольшей степени соответствует изотермическому по пространству разлету плазмы аналитической модели. Эффекты резонансного поглощения и рефракции при нормальном падении излучения на мишень отсутствуют. Данные рис. 3 демонстрируют хорошее согласие решения (35) с численными расчетами. Доля поглощенной энергии растет с длительностью лазерного импульса особенно быстро в начальный период его воздействия на мишень при временах меньших и порядка длительности образования поглощающего слоя. При интенсивности 10^{14} Вт/см^2 практически полное поглощение (90 %) излучения третьей гармоники происходит для импульса с длительностью 80 пс, излучения второй гармоники — для импульса с длительностью 400 пс, а излучения первой гармоники — только для импульса с длительности 3.5 нс. Эффективность поглощения сильно растет с уменьшением длины волны излучения и уменьшается с увеличением интенсивности лазерного импульса. Например, при одинаковой длительности импульса 0.5 нс доля поглощенной энергии при интенсивности импульса 10^{14} Вт/см^2 составляет около 50 % для излучения первой гар-

моники, 93 % для излучения второй гармоники и 97 % для излучения третьей гармоники. При той же длительности импульса, но при интенсивности 10^{16} Вт/см^2 доля поглощенной энергии излучения уменьшается до 7 % для первой гармоники, до 38 % для второй гармоники и до 68 % для третьей гармоники. Следует отметить, что решение для доли поглощенной энергии, не учитывающее влияние поглощения на увеличение температуры плазмы, т. е. решение уравнения (23), в котором в числителе левой части член $q_{ab}^{2/3}$ полагается равным единице:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\tau_L}[1 - \exp(-\tau_L)], \qquad 0 \le \tau_L < \infty\,, \quad (38)$$

дает значительную ошибку при малых длительностях лазерного импульса. При $\tau_L = 0.1$ оно дает для поглощенной энергии всего лишь 5 %, тогда как решение (35) — 16 %, при $\tau_L = \tau_{c1} = 0.195$ решение (38) дает для η значение 15 %, тогда как решение (35) — 25 %. Хорошее согласие решения (35) с результатами численного расчета дает основания использовать его для определения доли поглощенной энергии лазерного импульса с помощью простых аналитических выражений. Кроме того, решение (33) для зависимости поглощенного потока от времени может использоваться в упрощенном варианте алгоритма расчета источника энергии в численных программах гидродинамики лазерной плазмы плоских мишеней.

3.2. Сферическая и цилиндрическая мишени

При цилиндрической и сферической геометриях разлета термодинамическое состояние плазмы, оставаясь изотермическим по пространству, перестает быть, в отличие от случая плоского разлета, изотермическим по времени. В результате скорость образования поглощающего слоя в цилиндрической и сферической мишенях изменяется с временем в соответствии с зависимостями от времени температуры и плотности плазмы, а также скорости ее разлета. При этом в отличие от случая плоской мишени правая часть уравнения поглощения (23) становится функцией времени. Подставляя соотношения (9)–(11) для параметров области поглощения в (24), для длительности образования поглощающего слоя $t_{r\nu}$ в цилиндрической ($\nu = 2$) и сферической ($\nu = 3$) мишенях получаем

$$t_{r\nu} = t_{r1}\phi_\nu(t)\,, \qquad \nu = 2, 3, \quad (39)$$

где не зависящая от времени величина t_{r1} определяется выражением (28), а функция $\phi_\nu(t)$, которая описывает изменение с временем скорости образования поглощающего слоя в цилиндрической и сферической мишенях, записывается в виде

$$\phi_\nu(t) = \frac{1}{\nu^{3/2}}\left[\frac{(3\gamma-1)\alpha_T}{2}\right]^{2/3}\left(\frac{\xi_0}{\xi_{cr}(t)}\right)^{2(\nu-1)/3} \times$$
$$\times\left\{\frac{\xi_{cr}(t)}{\nu L(t)}\left[\left(1+\frac{L(t)}{\xi_{cr}(t)}\right)^{\nu} - 1\right]\right\}^2, \quad \nu = 2, 3. \quad (40)$$

Полагая в (40) $L(t) \approx ut$ и используя (15), функцию $\phi_\nu(t)$ можно записать в приближенном виде:

$$\phi_\nu = (1 + \delta_\nu\tau)^{2\nu}, \quad (41)$$

где $\tau = t/t_{r1}$, а безразмерный параметр

$$\delta_\nu = \frac{\nu^{1/2}}{5}\left[\frac{(3\gamma-1)\alpha_T}{2}\right]^{1/3}\left(\frac{\xi_0}{\xi_{crs}}\right)^{(\nu+3)/3}\frac{u_* t_{r1}}{\xi_0} \quad (42)$$

определяет степень влияния бокового расширения цилиндрической и сферической мишеней на эффективность поглощения. Чем больше значение параметра δ_ν, тем сильнее проявляется негативное влияние на эффективность поглощения снижения плотности по сравнению с позитивным влиянием снижения температуры при боковом расширении. Позитивное влияние снижения температуры на эффективность поглощения отражает множитель $(\xi_0/\xi_{crs})^{(\nu+3)/3}$ ($\xi_0/\xi_{crs} < 1$) в выражении для параметра δ_ν.

Решение уравнения поглощения (23) с временем образования поглощающего слоя в виде (39) для цилиндрической ($\nu = 2$) и сферической ($\nu = 3$) мишеней имеет вид

$$q_{ab} = \frac{2}{5}\left\{\frac{1}{\nu\delta_\nu\tau_{c1}}\left[1 - \frac{1}{(1+\delta_\nu\tau)^\nu}\right]\right\}^{3/5}, \quad 0 \le \tau < \infty \quad (43)$$

при $\delta_\nu \ge (3\tau_{c1})^{-1} \approx 1.7$ и

$$q_{ab} = \begin{cases} \dfrac{2}{5}\left\{\dfrac{1}{\nu\delta_\nu\tau_{c1}}\left[1-\dfrac{1}{(1+\delta_\nu\tau)^\nu}\right]\right\}^{3/5}, & 0 \le \tau \le \tau_{c\nu}, \\ 1 - \dfrac{3}{5}\exp\left\{-\dfrac{4}{3\nu\delta_\nu}\left[\dfrac{1}{(1+\delta_\nu\tau_{c\nu})^\nu} - \right.\right. & \\ \left.\left. - \dfrac{1}{(1+\delta_\nu\tau)^\nu}\right]\right\}, & \tau_{c\nu} \le \tau < \infty \end{cases} \quad (44)$$

при $\delta_\nu \le (3\tau_{c1})^{-1}$.

Граничное значение $\tau_{c\nu}$ в решениях (43), (44), разделяющее временные интервалы сильного и слабого влияния поглощения на нагрев плазмы, записывается в виде

$$\tau_{c\nu} = \frac{1}{\delta_\nu}\left[\frac{1}{(1-\nu\delta_\nu\tau_{c1})^{1/\nu}} - 1\right], \quad \nu = 2, 3. \quad (45)$$

При стремлении параметра δ_ν к нулю как само граничное значение $\tau_{c\nu}$, так и решение (43), (44) в целом стремятся соответственно к граничному значению τ_{c1} и к решению (33) для плоской задачи.

Рассмотрим решение (43), (44) на временном интервале $t_L \le t_{L(comp)}$, отвечающем стадии сжатия мишени, для наиболее интересного с практической точки зрения случая сферической мишени. Параметр δ_ν при $\nu = 3$ для полностью ионизованной плазмы лавсана с помощью выражения (31) для t_{r1} записывается в виде

$$\delta_3 \approx 4.8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\xi_0}{\xi_{crs}}\right)^2 \frac{I_{0(14)}\lambda_\mu^4}{\xi_0}. \qquad (46)$$

Расчет величины параметра δ_3 по формуле (46) с использованием расчета отношения ξ_0/ξ_{crs} по формуле (14) дает следующие результаты. В диапазоне интенсивностей $10^{14}-10^{16}$ Вт/см^2 параметр δ_3 для импульсов излучения второй и третьей гармоник Nd-лазера мал. Для мишени с радиусом $\xi_0 = 100$ мкм в случае третьей гармоники его значение изменяется от 0.0037 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.7$) при $I_0 = 10^{14}$ Вт/см^2 до 0.08 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.32$) при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2. Для мишени с радиусом 1000 мкм значения параметра δ_3 еще меньше: 0.0005–0.014 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.82$–0.44). Величина параметра δ_3 возрастает с ростом длины волны. В случае второй гармоники параметр δ_3 все еще остается малым. Для мишени с радиусом 100 мкм его значение изменяется от 0.012 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.55$) при $I_0 = 10^{14}$ Вт/см^2 до 0.21 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.25$) при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2. Для мишени с радиусом 1000 мкм при тех же условиях облучения диапазон изменения параметра δ_3 составляет 0.002–0.046 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.74 - 0.34$).

Таким образом, на временном интервале $t_L \le t_{L(comp)}$ при использовании второй и третьей гармоник решение (43), (44) для поглощенного потока излучения близко к решению для плоской задачи. Для импульса излучения первой гармоники при $I_0 = 10^{14}$ Вт/см^2 параметр δ_3 все еще остается малым. Для мишени с радиусом 100 мкм он составляет 0.083 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.37$), для мишени с радиусом 1000 мкм получаем 0.015 ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.5$). Однако при увеличении интенсивности излучения первой гармоники параметр δ_3 при малых радиусах мишени увеличивается до значений, сравнимых с единицей и превышающих ее. Для мишени с радиусом 100 мкм $\delta_3 = 0.4$ ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.25$) при $I_0 = 10^{15}$ Вт/см^2 и $\delta_3 = 2$ ($\xi_0/\xi_{crs} = 0.18$) при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2. Однако на временном интервале $t_L \le t_{L(comp)}$ влияние бо-

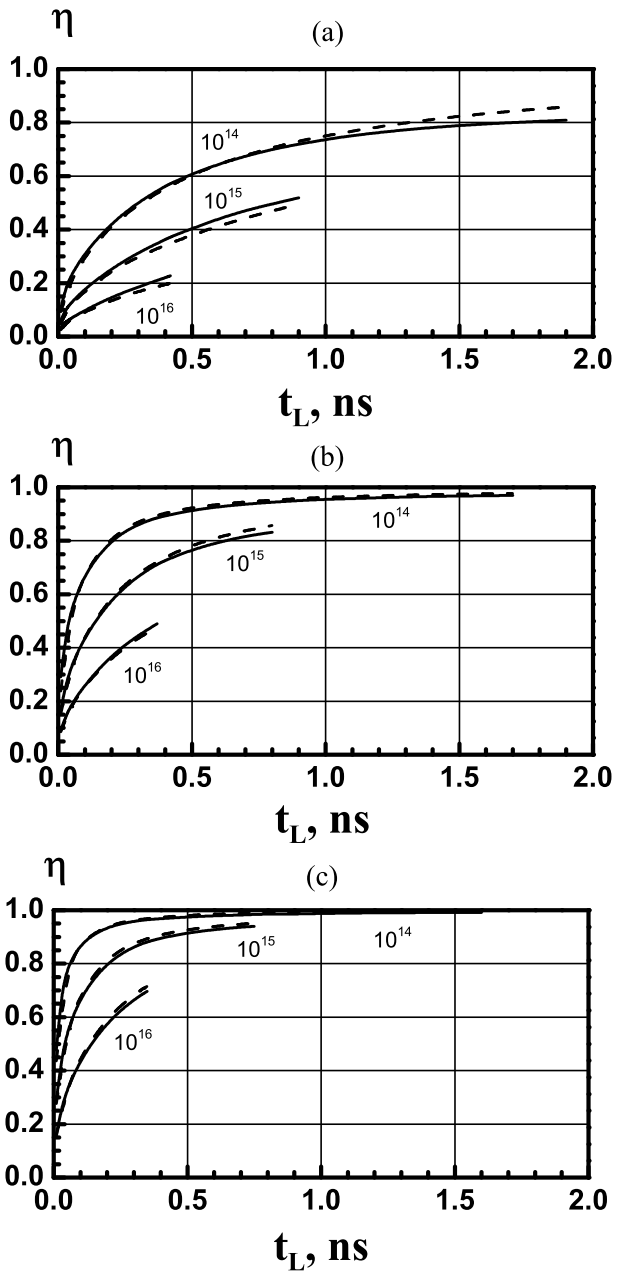

Рис. 4. Результаты расчетов по программе РАПИД зависимостей доли поглощенной энергии от длительности лазерного импульса для различных интенсивностей излучения в сферической мишени из лавсана с радиусом 100 мкм (сплошные линии) и в плоской мишени из того же материала (штриховые линии). Зависимости показаны на временных интервалах, ограниченных временами сжатия сферической мишени: *a* — при длине волны $\lambda = 1.06$ мкм — до 1.9 нс, 0.9 нс и 0.4 нс, *b* — при длине волны $\lambda = 0.53$ мкм — до 1.7 нс, 0.8 нс и 0.35 нс, *c* — при длине волны $\lambda = 0.35$ мкм — до 1.6 нс, 0.75 нс и 0.32 нс при интенсивностях 10^{14} Вт/см^2, 10^{15} Вт/см^2 и 10^{16} Вт/см^2 соответственно

кового разлета остается незначительным. Степень этого влияния характеризуется величиной

$$\beta = \delta_3 t_{L(comp)}/t_{r1},$$

которая согласно (5), (21), (28) и (46) записывается в виде

$$\beta = \frac{1}{5}\left[\frac{3}{2}\frac{3}{\gamma+1}\right]^{1/2}\left[\frac{3\gamma-1}{9(\gamma-1)+2}\right]^{1/3}\left(\frac{\xi_0}{\xi_{crs}}\right)^2\left(\frac{\rho_0}{\rho_{cr}}\right)^{1/2}. \quad (47)$$

Для сферической мишени из лавсана с радиусом $\xi_0 = 100$ мкм ($\gamma = 5/3$) получаем

$$\beta \approx 2\left(\frac{\xi_0}{\xi_{crs}}\right)^2 \lambda_\mu\,. \quad (48)$$

Согласно (48), для $\lambda = 1.06$ мкм $\beta \approx 0.13$ ($\xi_0/\xi_{crs} \approx 0.25$) при $I_0 = 10^{15}$ Вт/см^2 и $\beta \approx 0.07$ ($\xi_0/\xi_{crs} \approx 0.18$) при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2. В результате даже для лазерного импульса с $t_L = t_{L(comp)}$ увеличение длительности образования поглощающего слоя при сферическом разлете по сравнению с плоским разлетом ($t_{r3}/t_{r1} \approx 1 + 2\beta$) составляет 25 % при $I_0 = 10^{15}$ Вт/см^2 и 14 % при $I_0 = 10^{16}$ Вт/см^2. Такое небольшое увеличение времени образования поглощающего слоя приводит к незначительному снижению доли поглощенной энергии в сферическом случае по сравнению со случаем плоской задачи.

Выполненный анализ показывает, что за счет противоположного влияния на коэффициент поглощения уменьшения плотности и температуры области поглощения при сферическом разлете, когда уменьшение плотности приводит к уменьшению коэффициента поглощения, а уменьшение температуры — к его увеличению, долю поглощенной энергии лазерного импульса с длительностью, не превышающей время сжатия сферической мишени, можно описывать решением плоской задачи. Аналогичный вывод справедлив и для цилиндрической мишени. На рис. 4 показаны зависимости, полученные в расчетах по программе РАПИД для сферической мишени из лавсана с радиусом 100 мкм, а также зависимости для плоской мишени (данные рис. 3) при различных интенсивностях и длинах волн излучения. Приведенные на рис. 4 результаты расчета подтверждают сформулированный выше вывод о совпадении временных зависимостей доли поглощенной энергии лазерных импульсов в рассматриваемом диапазоне интенсивностей и длин волн излучения в сферической и плоской мишенях на стадии сжатия сферической мишени. С увеличением радиуса мишени эти зависимости практически совпадают, в том числе и для импульсов излучения с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм. Как было отмечено выше, причина состоит в противоположном влиянии на величину коэффициента поглощения уменьшения температуры и плотности по мере разлета области поглощения сферической мишени. Например, при воздействии лазерного импульса с интенсивностью 10^{15} Вт/см^2 и длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм на мишень из лавсана с радиусом 100 мкм к моменту времени 0.8 нс уменьшение коэффициента поглощения за счет уменьшения средней плотности области поглощения в два раза по сравнению со случаем плоской мишени компенсируется увеличением коэффициента поглощения за счет уменьшения температуры в 3.5 раза по сравнением со случаем плоской мишени.

Выполненные исследования дают возможность утверждать, что решение (33) для зависимости от времени поглощенного лазерного потока и решение (35) для зависимости доли поглощенной энергии лазерного импульса от его длительности в плоской мишени могут быть распространены и на случаи сферической и цилиндрической мишеней.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные решения в аналитической форме описывают зависимость от времени доли потока лазерного излучения, поглощенного за счет обратного тормозного механизма в плазме, образующейся при нормальном падении излучения на поверхность плоской, цилиндрической и сферической мишеней. Решение для плоской мишени показывает быстрый рост доли поглощенной энергии на начальной стадии облучения, длительность которой сравнима с длительностью образования поглощающего слоя (толщина этого слоя равна обратной величине коэффициента поглощения), и достижение практически полного поглощения энергии лазерного импульса с длительностью, в 6–7 раз превышающей длительность образования поглощающего слоя.

На основании полученных решений и численных расчетов по программе, моделирующей гидродинамику лазерной плазмы, установлен эффект компенсации влияния разлета области поглощения сферической и цилиндрической мишеней на долю поглощенной энергии лазерного импульса с длительностью, меньшей времени сжатия указанных мишеней. Показано, что в диапазонах интенсивности лазерного импульса 10^{14}–10^{16} Вт/см^2 и длины волны излучения 0.35–1.06 мкм, представляющих интерес для практических приложений, при нормаль-

ном падении излучения на поверхность сферической и цилиндрической мишеней лазерную энергию, поглощенную на стадии сжатия таких мишеней, можно определить из решения для плоской задачи. Это является следствием противоположного влияния на величину коэффициента поглощения уменьшения плотности и температуры в результате разлета области поглощения: уменьшения коэффициента поглощения при уменьшении плотности и, наоборот, увеличения коэффициента поглощения при уменьшении температуры.

Согласие полученных решений с результатами численных расчетов дает основание распространить решение для зависимости от времени поглощенной энергии лазерного импульса в плоской мишени на случаи цилиндрической и сферической мишеней и использовать это решение в качестве универсального метода аналитического расчета доли поглощенной лазерной энергии на стадии сжатия таких мишеней.

Благодарности. Авторы признательны И. Я. Доскочу за помощь в подготовке манускрипта.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Наука, Москва (1967).

2. J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudsinski, Phys. Rev. Lett. **28**, 795 (1972).

3. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **29**, 565 (1972).

4. C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, and R. B. White, *Raman and Brillouin scattering of electromagnetic waves in inhomogeneous plasmas*, Phys. Fluids **17**, 1211 (1974).

5. W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Avalon Publishing (2003).

6. Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **103**, 2008 (1993).

7. I. V. Igumenshchev, W. Seka, D. H. Edgell et al., Phys. Plasmas **19**, 056314 (2012).

8. N. N. Demchenko, Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 105017 (2022).

9. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The physics of inertial fusion*, Oxford Univ. Press, UK (2004).

10. F. Winterberg, *The release of thermonuclear energy by inertial confinement*, World Scientific Publishing Pub. Co. Inc. (2010). doi.org/10.1142/7656

11. R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., Phys. Plasmas **22**, 110501 (2015).

12. A. J. Schmitt and S. P. Obenschain, Phys. Plasmas **30**, 012701 (2023).

13. С. И. Брагинский, *Явления переноса в плазме*, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Госатомиздат, Москва (1963), с. 183.

14. Yu. V. Afanasiev, E. G. Gamaly, S. Yu. Gus'kov et al., Laser Part. Beams **6**, 1 (1988).

15. В. С. Имшенник, ДАН **131**, 1287 (1960).

16. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин и др., ЖЭТФ **71**, 8 (1976).

17. Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов, Т. Шлегель, Квантовая электроника **15**, 1305 (1988).

18. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, Москва (1957).

19. J. D. Lindl, *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995). doi.org/10.1063/1.871025

20. С. Ю. Гуськов, УФН **194**, 941 (2024).

21. С. Ю. Гуськов, ЖЭТФ **124**, 1271 (2003).

22. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).

23. Ю. В. Афанасьев, Н. Н. Демченко, О. Н. Крохин и др., ЖЭТФ **79**, 837 (1980).