ЖЭТФ, 2022, том 162, вып. 1 (7), стр. 133–142

ПОДАВЛЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ МНОГОЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ

Н. Н. Демченко**, Р. Д. Ивановских

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

Поступила в редакцию 15 февраля 2022 г.,
после переработки 15 февраля 2022 г.
Принята к публикации 21 февраля 2022 г.

Рассмотрены условия, при которых возможно частично подавить вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна в лазерной плазме. При подавлении вынужденного рассеяния удается увеличить долю поглощенной лазерной энергии. Приведена аналитическая теория вынужденного рассеяния при взаимодействии двух встречных электромагнитных волн с ионно-звуковой волной в неоднородной разлетающейся плазме. Получены формулы, позволяющие вычислить коэффициент рассеяния и долю рассеянного излучения по заданным параметрам лазерного излучения и плазмы. Проведено численное моделирование процесса облучения $\mathrm{CH_2}$-мишени лазерным импульсом. Показано, что при многочастотном (две частоты и более) режиме облучения удается увеличить долю поглощенной лазерной энергии в плазме за счет частичного подавления вынужденного рассеяния. При плотности потока падающего излучения Nd-лазера $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 в случае двух близких частот минимальная доля рассеяния составляет 0.87 от доли рассеяния, возникающей при одночастотном облучении. С ростом числа гармоник n в излучении подавление рассеяния увеличивается: $\delta_{sn}/\delta_{s1} = 0.68$ при $n = 5$ (δ_{sn} — доля рассеяния в случае n гармоник); $\delta_{sn}/\delta_{s1} = 0.51$ при $n = 11$. Такие значения δ_{sn}/δ_{s1} достигаются при $\Delta\omega_s/\omega_0 \approx 0.5$–$1.5$ % в зависимости от числа гармоник ($\Delta\omega_s$ — ширина спектра, ω_0 — основная частота). При $\Delta\omega_s/\omega_0 > 1.5$ % отношения δ_{sn}/δ_{s1} меняются слабо. Подавление вынужденного рассеяния происходит из-за биений, возникающих в излучении при сложении гармоник с близкими частотами. Подавление наступает, когда длина волны биений становится меньше характерного размера изменения скорости плазмы.

DOI: 10.31857/S0044451022060000
EDN: EFAPSA

1. ВВЕДЕНИЕ

Коэффициент усиления лазерной термоядерной мишени (отношение выделившейся энергии ядерных реакций к тепловой энергии плазмы) должен быть достаточно большим, чтобы компенсировать потери энергии, связанные с низким коэффициентом полезного действия лазера, потерями энергии вместе с разлетающейся плазмой, а также неполным поглощением лазерного излучения. Эффективность поглощения может быть снижена из-за процесса вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Вынужденное рассеяние препятствует прохождению лазерного излучения в более плотную плазму, где коэффициент поглощения выше. В разлетающейся лазерной плазме при нормальном падении излучения вынужденное рассеяние происходит при взаимодействии двух встречных электромагнитных волн с ионной волной [1]. При этом входящая в плазму электромагнитная волна ослабляется, а выходящая волна усиливается. Выходящая волна сначала возникает в результате линейного процесса отражения падающей волны от критической поверхности. Волновые векторы электромагнитных волн в общем случае составляют между собой угол, который меньше 180°. При многопучковом облучении сферической мишени встречные волны возникают как при отражении излучения одного пучка от поверхности каустики, так и при рефракции излучения от других пучков [2, 3]. Такой вид рассеяния был назван CBET (crossed-beam energy

* E-mail: demchenkonn@lebedev.ru

transfer).

В настоящее время рассеяние СВЕТ широко исследуется теоретически и экспериментально. Исследовано его влияние на уменьшение гидродинамической эффективности сжимаемых сферических мишеней [4, 5]. Рассеяние СВЕТ может проявляться и в схемах непрямого облучения мишени, когда лазерные пучки перекрываются во входных отверстиях полости. В этом случае предлагается использовать небольшой частотный сдвиг (порядка нескольких ангстрем) между перекрывающимися пучками [6–8]. С помощью частотного сдвига можно управлять процессом рассеяния и изменять угловое распределение падающего лазерного потока внутри полости.

В работе [2] предложен способ уменьшения доли рассеянного излучения при прямом многопучковом облучении мишени. Предложено использовать многочастотный режим облучения. Предполагается, что часть пучков должна иметь частоту излучения, немного отличающуюся от частоты в других пучках. Если рассмотреть две группы пучков, в которых разность частот $\Delta\omega \gg \omega_0 c_s/c$, где ω_0 — основная частота лазера, c_s — скорость звука в плазме, c — скорость света, то пересечение таких пучков не приведет к рассеянию [2]. При равенстве числа пучков в группах доля рассеяния должна уменьшиться в два раза. Это предположение нуждается в проверке. Точное рассмотрение задачи с двумя и более частотами усложняется тем, что при сложении полей возникают биения волн. Кроме размера неоднородности плазмы, где происходит рассеяние, в этом случае возникает еще один размер — длина волны биений λ_b. Волны биений распространяются с групповой скоростью v_g, которая стремится к нулю при приближении к критической поверхности. Поэтому существует некоторая область вблизи критической поверхности, в которой условия рассеяния не меняются при использовании многочастотного режима облучения. Период биений λ_b/v_g становится большим и сравнивается с длительностью лазерного импульса.

Из-за сложности аналитического исследования задачи о многочастотном облучении плазмы мы использовали численный метод, в котором рассматривались уравнения гидродинамики плазмы с учетом пондеромоторной силы в уравнении движения и уравнения Максвелла для каждой из парциальных волн на частоте ω_k [9,10]. В работе [11] рассматривалась задача о подавлении рассеяния СВЕТ при многочастотном облучении плазмы. В ней рассматривались уравнения для акустических возмущений плотности плазмы при заданных невозмущенных пространственных распределениях плотности и скорости. Кроме того, уравнения Максвелла решались в предположении, что $\left|\partial^2 E_0/\partial t^2\right| \ll |\omega_0 \partial E_0/\partial t|$, где E_0 — медленно меняющаяся амплитуда поля. Поэтому вторая производная амплитуды поля не учитывалась. Однако при биениях производная $\partial E_0/\partial t = 0$ в максимуме амплитуды, а член $\partial^2 E_0/\partial t^2$ при этом достигает максимума. Поэтому модель, предложенная в работе [11], не точно описывает биения волн. Прежде чем перейти к результатам численных расчетов для многочастотного облучения плазмы, рассмотрим аналитическую теорию рассеяния СВЕТ в лазерной плазме при одночастотном облучении.

2. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ИОННОЙ ВОЛНОЙ

Рассмотрим лазерную плазму, в которой плотность и скорость меняются вдоль координаты x, плотность уменьшается, а скорость возрастает. Лазерное излучение при этом падает в направлении, противоположном направлению оси x. Уравнения, описывающие изменение интенсивностей падающей q_0 и рассеянной q_1 волн без учета поглощения, получены в [1]:

$$\frac{dq_0}{dx} = Bq_0q_1, \tag{1}$$

$$\frac{dq_1}{dx} = Bq_0q_1, \tag{2}$$

$$B = \frac{\mu M k^2 G}{c\beta\rho_c^2 c_s^3}, \tag{3}$$

где

$$G = \left[(M^2-1)^2 + \left(\frac{2\mu k\beta M}{\rho c_s}\right)^2\right]^{-1},$$

ω и $k = \omega/c$ — частота и волновое число лазера, $\beta = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1-\rho/\rho_c}$, ρ — плотность плазмы, ρ_c — критическая плотность, c_s — скорость звука, $M = u/c_s$ — число Маха, μ — коэффициент ионной вязкости. Безразмерный множитель G в (3) имеет резонансный характер зависимости от числа Маха M с точкой резонанса $M = 1$. Из уравнений (1), (2) можно получить уравнение для коэффициента отражения $R = q_1/q_0$. Для этого надо умножить уравнение (1) на q_1, а уравнение (2) на q_0 и вычесть из первого уравнения второе. В результате получаем

$$\frac{dR}{dx} = BqR, \tag{4}$$

где $q = q_0 - q_1 = \mathrm{const}$ (это следует из (1), (2), если вычесть (2) из (1)). С помощью (4) можно решить граничную задачу, в которой слева от точки резонанса $M = 1$ задан коэффициент отражения R_L, а справа — падающий поток q_{0R}. Интегрирование выражения (4) дает

$$R_R = R_L \exp\left[b(1 - R_R)\right], \tag{5}$$

$$b = q_{0R} \int\limits_{x_L}^{x_R} B\,dx \equiv q_{0R} I. \tag{6}$$

Интеграл I в (6) можно вычислить, если перейти от интегрирования по x к интегрированию по M: $dx = L_u dM$, где $L_u = c_s(\partial u/\partial x)_s^{-1}$ — характерный размер изменения скорости в точке резонанса $M = 1$. Отметим, что скорость плазмы должна рассматриваться относительно максимумов (или минимумов) пондеромоторного давления p_r, которые движутся вместе с движением критической поверхности. Поэтому достаточно рассматривать скорость относительно критической поверхности. Учитывая, что резонанс в точке $M = 1$ является узким по переменной M (это будет рассмотрено ниже), в диссипативном члене функции G в (3) можно приближенно считать $M = 1$, а также взять значения ρ и β в точке $M = 1$. Тогда с помощью замены

$$s = \frac{M^2 - 1}{a}, \quad a = \frac{2\mu k \beta_s}{\rho_s c_s} \tag{7}$$

получаем

$$I = \frac{kL_u(1 - \varepsilon_s)^2}{4c\varepsilon_s \rho_s c_s^2} \operatorname{arctg} s\Big|_{s_L}^{s_R}. \tag{8}$$

Коэффициент вязкости μ входит в выражение (8) только в пределы интегрирования s_L и s_R. Если эти пределы велики по абсолютному значению, то в (8) вместо функции arctg будет стоять число π и коэффициент вязкости не будет входить в I. Это свойство является характерным для любого резонанса. От диссипативного коэффициента зависят лишь ширина и максимум резонансной функции, а интеграл остается одним и тем же.

Пределы интегрирования s_L и s_R по порядку величины равны $1/a = \rho_s c_s / 2\mu k \beta_s$. Рассмотрим коэффициент ионной вязкости $\mu = \rho v_{Ti} l_i$, где v_{Ti} и l_i — соответственно тепловая скорость и длина пробега ионов. Такой коэффициент применим, если длина пробега ионов меньше длины волны λ пространственных осцилляций скорости. В противном случае необходимо использовать ограниченный коэффициент вязкости. Вязкостное давление можно записать в виде $p_v = \rho v_{Ti} \Delta u$, где $\Delta u = l_i \partial u/\partial x$ в случае $l_i < \lambda$. При $l_i > \lambda$ в качестве Δu необходимо использовать максимальное изменение скорости $\Delta u = u_{max} - u_{min}$. Вместо l_i необходимо использовать эффективную величину l_{eff} порядка λ.

Определим более точно l_{eff}. Если возмущение скорости имеет вид $u_1 = \Delta u \sin^2 kx$, то максимум ее производной достигается при $kx = \pi/4$, и он равен Δuk. Эффективную величину l_{eff} определяем из соотношения $l_{eff}(\partial u_1/\partial x)_{max} = \Delta u$. Так как $(\partial u_1/\partial x)_{max} = \Delta uk$, то $l_{eff} = 1/k = \lambda/2\pi$. В лазерной плазме, как правило, $l_i > \lambda/2\pi$. Например, в условиях эксперимента на установке NIF (National Ignition Facility, США) [12] при температуре ионов 2.5 кэВ в CH-плазме $l_i = 0.66$ мкм [13], а $\lambda/2\pi = 0.056$ мкм. В этом случае в коэффициенте вязкости необходимо использовать l_{eff}. Отметим, что диссипация плотности импульса $\rho \Delta u$ должна происходить на кулоновской длине пробега l_i. Для этого необходимо выполнение условия $l_i \ll L_u$, что в лазерной плазме, как правило, выполняется (в условиях отмеченного эксперимента на установке NIF L_u составляет несколько сот микрометров).

В изложенной модели изучалась столкновительная диссипация ионных возмущений. В литературе рассматривается также бесстолкновительная диссипация на электронах. Бесстолкновительная диссипация на ионах с зарядом Z при $ZT_e \gg T_i$ мала, так как скорость звука определяется в основном электронным давлением. При этом в резонансе с волной находится экспоненциально малая часть ионов. Бесстолкновительная диссипация на электронах также мала из-за малости отношения масс электрона и иона [14]:

$$\gamma/\omega_s = \sqrt{\pi Z m_e / 8 m_i},$$

где γ и ω_s — декремент затухания и частота ионного звука, m_e и m_i — массы электрона и иона.

Сравним бесстолкновительную диссипацию на электронах со столкновительной диссипацией за счет ионной вязкости. Бесстолкновительная диссипация в уравнении движения записывается в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x}(p_T + p_r) - \gamma \delta u, \tag{9}$$

где $u = u_0 + \delta u$, u_0 — невозмущенная скорость, δu — возмущение скорости, вызванное пондеромоторным давлением p_r, p_T — тепловое давление. Запишем член бесстолкновительной диссипации $\gamma \delta u$ в виде эффективного вязкостного члена:

$$\gamma \delta u = -\frac{\mu_\gamma}{\rho} \frac{\partial^2 \delta u}{\partial x^2}. \quad (10)$$

Поскольку δu является осциллирующей функцией координаты x, взятие производной по x равносильно умножению на волновое число k_s. Тогда из (10) следует выражение $\mu_\gamma = \gamma \rho c_s^2/\omega_s^2$. Сравним коэффициент μ_γ со столкновительным коэффициентом $\mu = \rho v_{Ti} l_{eff}$ при $l_{eff} = \lambda/2\pi$ (рассматриваем ограниченную вязкость). Для отношения этих коэффициентов получаем

$$\frac{\mu_\gamma}{\mu} = \sqrt{\frac{\pi Z m_e}{8 m_i} \left(1 + \frac{Z T_e}{T_i}\right)}.$$

Так как $m_e/m_i \ll 1$, а в условиях лазерной плазмы отношение ZT_e/T_i не настолько большое, чтобы компенсировать малость m_e/m_i, получаем $\mu_\gamma/\mu \ll 1$. Поэтому в лазерной плазме при $p_r < p_T$ бесстолкновительной диссипацией ионных возмущений можно пренебречь. Если $p_r > p_T$, то возможен нагрев ионов, при котором $T_i > ZT_e$ [15]. В этом случае возникает сильное затухание на ионах.

Как отмечено выше, пределы интегрирования s_L и s_R в (8) по порядку величины равны $\rho_s c_s/2\mu k \beta_s$. Если рассматривать ограниченную вязкость $\mu = \rho_s v_{Ti} \lambda/2\pi$, где $\lambda/2\pi = 1/k\beta$, то можно получить, что масштаб s_L и s_R определяется отношением $c_s/2v_{Ti}$, которое много больше единицы. Характерная ширина резонанса определяется значениями $s_L^* = -1$ и $s_R^* = 1$. Используя соотношения (7), можно получить значения M_L^* и M_R^*,

$$M_L^* = \sqrt{1 - \frac{2v_{Ti}}{c_s}}, \quad M_R^* = \sqrt{1 + \frac{2v_{Ti}}{c_s}}, \quad (11)$$

которые незначительно отличаются от единицы. Это подтверждает то, что резонанс является достаточно узким по переменной M. Так как $s_L \ll -1$ и $s_R \gg 1$, то в (8) вместо функции arctg будет стоять множитель π, и выражение (6) будет иметь вид

$$b = \frac{\pi q_{0R} k L_u (1 - \varepsilon_s)^2}{4c \varepsilon_s \rho_s c_s^2}. \quad (12)$$

Для определения R_R из (5) можно ввести отношение $\xi = R_R/R_L$ и искать эту величину из уравнения

$$\xi = \exp\left[-b(1 - R_L \xi)\right]. \quad (13)$$

Это уравнение решается итерациями. Если $b(1 - R_L \xi p) < 1$, то, заменяя экспоненту линейной функцией, находим приближенное решение:

$$\frac{R_R}{R_L} = \frac{1 + b}{1 + bR_L}. \quad (14)$$

Если найдено значение R_R, то q_{0L} можно найти, используя соотношение $q = q_0 - q_1 = \mathrm{const}$. Равенство полного потока $q_L = q_R$ дает

$$q_{0L} = q_{0R} \frac{1 - R_R}{1 - R_L}. \quad (15)$$

Отметим, что в случае $q_0 \gg q_1$ в (2) можно считать q_0 постоянной величиной. Тогда для рассеянного потока q_1 получаем выражение $q_{1R}/q_{1L} = \exp(\kappa_s L_u)$, где κ_s — коэффициент рассеяния:

$$\kappa_s = \frac{\pi q_{0R} k (1 - \varepsilon_s)^2}{4c \varepsilon_s \rho_s c_s^2}. \quad (16)$$

Рассмотренная граничная задача имеет практический интерес при использовании этой модели рассеяния СВЕТ в гидродинамических расчетах, где лазерное излучение описывается с помощью потоков падающего и отраженного от точки поворота излучения.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДАВЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ, ИМЕЮЩИМ СПЕКТР БЛИЗКИХ ЧАСТОТ

Для расчета взаимодействия с плазмой лазерного излучения, имеющего конечную ширину спектра, была доработана существующая гидродинамическая программа RAPID-SP [9]. Новая версия позволяет проводить расчеты с учетом любого числа гармоник в падающем лазерном излучении. Физическая модель основывается на уравнениях гидродинамики плазмы (одномерная модель для плоской геометрии) и уравнениях Максвелла для лазерного излучения при нормальном падении на плазму.

Пусть лазерное излучение падает в направлении, противоположном направлению оси x, а электромагнитное поле волны имеет компоненты E_y и H_z (далее у полей индексы координат опускаем). Для уравнений гидродинамики используем лагранжевы переменные (m, t). Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad (17)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial m}(p_T + p_r + p_v), \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = -p_{Te} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial q_{Te}}{\partial m} - Q_{ei}(T_e - T_i) + \frac{V}{2} \sigma |E|^2, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} = -(p_{Ti} + p_v) \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial q_{Ti}}{\partial m} + Q_{ei}(T_e - T_i), \quad (20)$$

$$\frac{dE_k}{dx} = \frac{i\omega_k}{c} H_k, \tag{21}$$

$$\frac{dH_k}{dx} = \frac{i\omega_k}{c} \varepsilon(\omega_k) E_k, \tag{22}$$

где $V = 1/\rho$ — удельный объем, u — скорость, $p_T = p_{Te} + p_{Ti}$ — тепловое давление, p_r — пондеромоторное давление, $p_v = -\mu\, \partial u/\partial x$ — вязкостное давление, q_{Te} и q_{Ti} — электронный и ионный тепловые потоки, ε_e и ε_i — удельные внутренние энергии электронов и ионов, Q_{ei} — коэффициент электрон-ионной релаксации, $|E|$ — амплитуда электрического поля лазерного излучения, σ — высокочастотная проводимость плазмы на основной частоте лазера (предполагается, что ширина спектра излучения является узкой), $E_k(x)$ и $H_k(x)$ — комплексные фурье-компоненты электрического и магнитного полей на частоте ω_k. Суммарные поля можно записать в виде

$$E = E_s(x,t) \exp(-i\omega_0 t), \quad H = H_s(x,t) \exp(-i\omega_0 t),$$

где медленно меняющиеся амплитуды E_s и H_s записываются в виде

$$E_s(x,t) = \sum_{k=-K}^{K} E_k(x)\, e^{-ik\Delta\omega t}, \tag{23}$$

$$H_s(x,t) = \sum_{k=-K}^{K} H_k(x)\, e^{-ik\Delta\omega t}. \tag{24}$$

Здесь $k\Delta\omega = \omega_k - \omega_0$, $\Delta\omega$ — шаг по частоте, ω_0 — основная частота. Распределение интенсивностей I_k парциальных волн по частотам в принципе может быть любым. В частности использовалась лоренцева форма линии:

$$I_k = \frac{A}{(\omega_k - \omega_0)^2 + \gamma_L^2}, \tag{25}$$

где γ_L — ширина линии, A — нормировочный множитель, сумма интенсивностей I_k должна равняться усредненной по времени (за период биений) падающей лазерной интенсивности. Задавая в (25) величину γ_L очень большой (по сравнению с $\omega_k - \omega_0$), можно моделировать равномерное распределение интенсивности по частотам. Пондеромоторное давление в (18) записывается в виде

$$p_r = \frac{1}{16\pi} \left(|E|^2 + |H|^2\right). \tag{26}$$

Комплексная диэлектрическая проницаемость в (22) задается в виде $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$. Действительная часть $\varepsilon_1 = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_k^2$, где $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_e/m_e$ — плазменная частота. Мнимая часть $\varepsilon_2 = \omega_{pe}^2 \nu_{ei}/\omega_0^3$, где ν_{ei} — электрон-ионная частота столкновений.

Метод решения уравнений (21), (22) одинаков для всех гармоник. Делается переход от полей E и H к падающей и отраженной волнам P и R. При этом возникает уравнение для функции коэффициента отражения $V_R = R/P$. Описание этого метода приведено в работе [10]. Плазма представляется в виде набора тонких слоев (счетных ячеек) с постоянными плотностью и температурой в каждом слое. Внутри каждого слоя используются аналитические решения для P, R и V_R. Сначала расчет идет слева направо для определения V_R, затем в обратном направлении для определения всех остальных функций. Размер счетной ячейки должен быть значительно меньше длины волны излучения. Поэтому для описания взаимодействия с плазмой, имеющей большой характерный размер неоднородности по сравнению с длиной волны излучения, требуется большое число счетных ячеек (в рассмотренных ниже расчетах число ячеек составляло около трех тысяч).

Рассмотрим результаты расчетов, целью которых было определение влияния на процессы поглощения и рассеяния биений пондеромоторного потенциала, обусловленных конечной шириной спектра лазерного излучения. Расчеты проводились для CH_2-мишени при плотности потока лазерного излучения в диапазоне $5{\cdot}10^{14}$–10^{15} Вт/см^2 при длине волны 1.06 мкм. Рассматривалась постоянная во времени форма импульса. На рис. 1 показаны профили пондеромоторного давления p_r, плотности ρ, электронной T_e и ионной T_i температур плазмы в момент времени 0.2 нс при воздействии лазерного излучения с одной частотой ($\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$) при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. На рисунках лазерное излучения падает справа. На рис. 2 приведены профили тех же величин и в тот же момент времени при воздействии лазерного излучения с двумя близкими частотами при той же плотности потока. Гармоники имели одинаковую амплитуду, разность частот $\Delta\omega = 0.02\omega_0$. Сравнение рис. 1 и 2 приводит к следующим выводам. В случае одной частоты возникает значительное вынужденное рассеяние. Пондеромоторное давление p_r падает почти на порядок величины по мере приближения к критической поверхности (для CH_2-мишени критическая плотность равна $2.98 \cdot 10^{-3}$ г/см^3). В случае двух частот происходит меньшее падение пондеромоторного давления. Видна структура биений p_r. Здесь биения — это сложение падающей и отраженной волн биений. Поэтому получается волна биений типа стоячей вол-

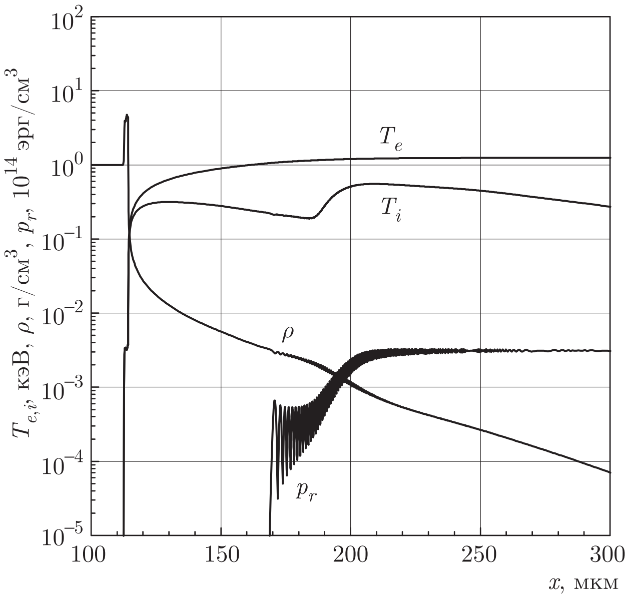

Рис. 1. Профили пондеромоторного давления p_r, плотности ρ, электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени 0.2 нс при воздействии на CH_2-мишень лазерного излучения с одной частотой ($\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$) при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2

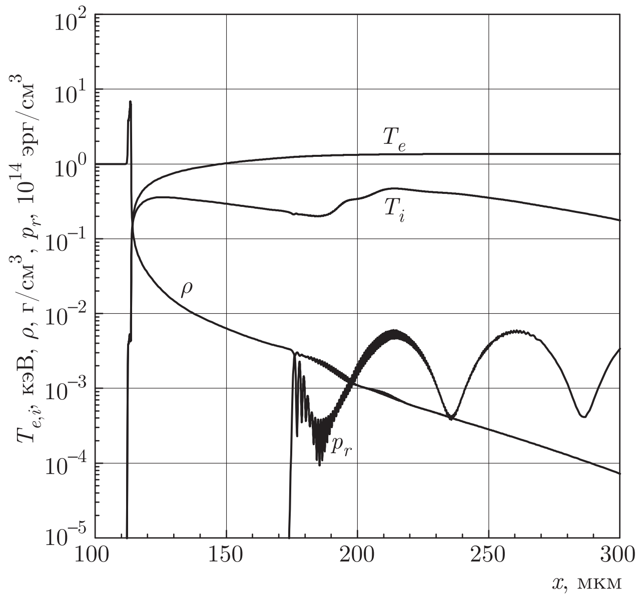

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при воздействии на CH_2-мишень лазерного излучения с двумя близкими частотами при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. Гармоники имели одинаковую амплитуду, разность частот $\Delta\omega = 0.02\omega_0$, $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$

ны, у которой есть узлы и максимумы амплитуды. В случае одной частоты вынужденное рассеяние возникает на масштабе длины, определяемой характерным размером неоднородности плотности плазмы. В случае двух частот масштаб длины, на которой возникает рассеяние, определяется длиной волны биений пондеромоторного потенциала, а точнее, расстоянием между узлом и максимумом амплитуды. Это приводит к тому, что доля δ_a поглощенной лазерной энергии в случае двух частот больше по сравнению со случаем одной частоты в 1.34 раза.

Для большей наглядности различия рассеяния в приведенных выше двух случаях на рис. 3 показаны те же зависимости плотности и пондеромоторного давления, что и на рис. 1 и 2, однако масштабы по осям изменены. В случае двух частот (рис. 3*б*) видно разделение области рассеяния на две подобласти. В узле стоячей волны возмущения плотности отсутствуют.

Отметим, что рассеяние излучения на возмущениях плотности приводит к передаче плазме импульса от излучения. Это приводит к некоторой деформации профиля средней плотности и уменьшению ее размера неоднородности. Этот эффект можно видеть на рис. 1 и 2, однако при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 он выражен слабо. Поэтому был проведен расчет при плотности потока, увеличенной в два раза. На рис. 4 показаны профили тех же величин что и на рис. 1, но для плотности потока 10^{15} Вт/см^2 в момент времени 0.09 нс. Здесь можно видеть значительную деформацию профиля средней плотности. Это влияет на долю рассеянного излучения. С одной стороны, доля рассеяния растет из-за увеличения интенсивности излучения и, соот-

Таблица 1

τ_L, нс	δ_{a1}	δ_{a2}	δ_{a3}	δ_{a5}
0.2	0.0905	0.121	0.126	0.124
0.4	0.121	0.159	0.178	0.187
0.6	0.148	0.198	0.222	0.250
0.8	0.168	0.224	0.251	0.284

Таблица 2

τ_L, нс	δ_{a2}/δ_{a1}	δ_{a3}/δ_{a1}	δ_{a5}/δ_{a1}
0.2	1.337	1.392	1.370
0.4	1.314	1.471	1.545
0.6	1.338	1.500	1.689
0.8	1.333	1.494	1.690

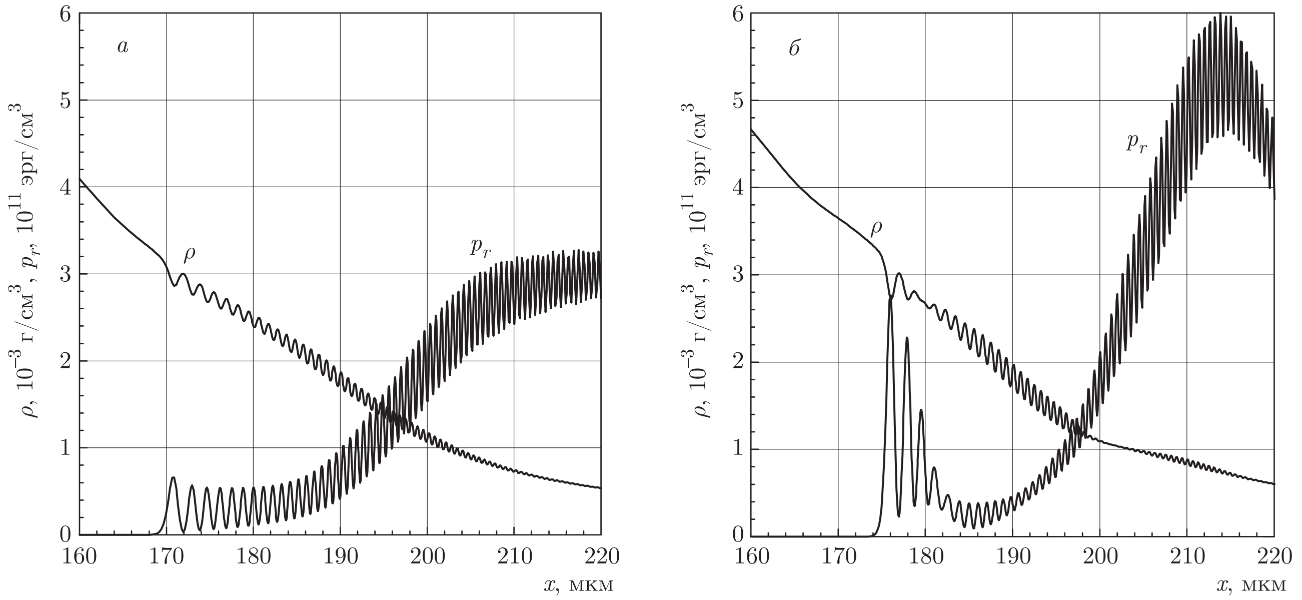

Рис. 3. Профили пондеромоторного давления p_r и плотности ρ из рис. 1 (*а*) и рис. 2 (*б*), показанные в измененных масштабах по осям

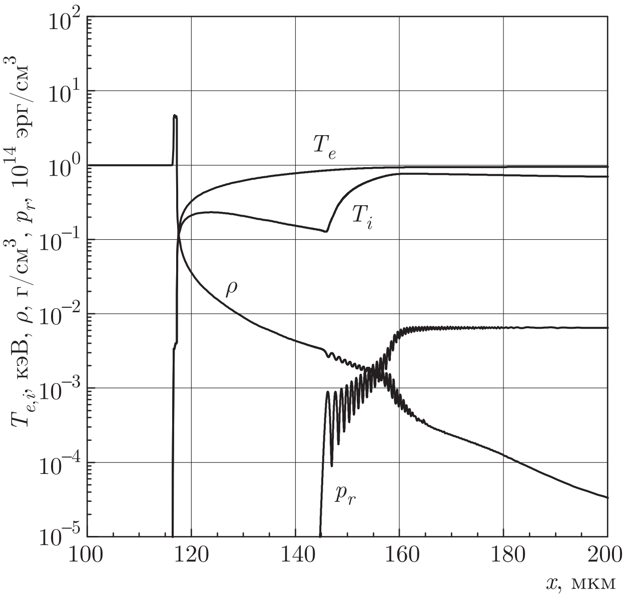

Рис. 4. Профили пондеромоторного давления p_r, плотности ρ, электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени 0.09 нс при воздействии на CH_2-мишень лазерного излучения с одной частотой ($\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$) при плотности потока 10^{15} Вт/см^2

ветственно, амплитуды возмущений. С другой стороны, есть уменьшение размера неоднородности, которое приводит к снижению доли рассеяния.

Рассмотрим зависимость эффекта подавления вынужденного рассеяния (соответственно, увеличения эффективности поглощения) от длительности лазерного импульса τ_L и от числа гармоник в лазерном излучении, n. Для этого были проведены расчеты с $n = 1$, 2, 3 и 5 при суммарной ширине $\Delta\omega_s = 3.6 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\omega_s/\omega_0 = 0.02$) и плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. Спектральное распределение интенсивности было равномерным (гармоники равной амплитуды) при постоянной во времени плотности потока. В табл. 1 приведены значения доли δ_{an} поглощенной лазерной энергии в зависимости от длительности импульса τ_L и числа гармоник n. В табл. 2 приведены отношения δ_{an}/δ_{a1}, характеризующие увеличение эффективности поглощения в зависимости от длительности импульса и числа гармоник. Как следует из таблиц, с ростом длительности импульса растет и эффективность поглощения при любом числе гармоник в импульсе (табл. 1). Однако эффект подавления вынужденного рассеяния становится более сильным с ростом числа гармоник в излучении (табл. 2, увеличение поглощения в 1.69 раза в случае пяти гармоник).

На рис. 5 приведены профили p_r, ρ, T_e и T_i в окрестности критической плотности в момент времени 0.6 нс для варианта излучения с пятью гармониками. На рис. 6 более подробно показаны профили p_r и ρ из рис. 5 (изменены масштабы по осям). На рис. 5 видно, что в случае пяти гармоник существует несколько характерных размеров по оси x, на которых изменяется p_r. Из рис. 6 следует, что область рассеяния распадается на несколько подоблас-

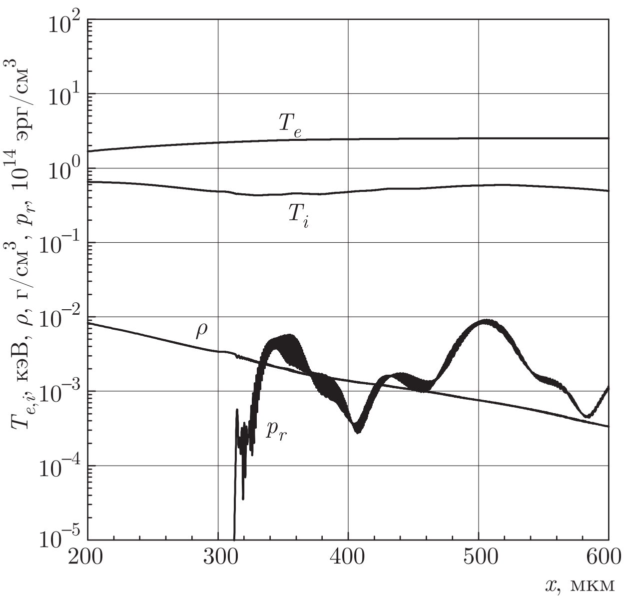

Рис. 5. То же, что на рис. 4, в момент времени 0.6 нс при воздействии на CH_2-мишень лазерного излучения с пятью частотами при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. Гармоники имели одинаковую амплитуду и суммарную ширину спектра $\Delta\omega_s = 0.02\omega_0$, $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$

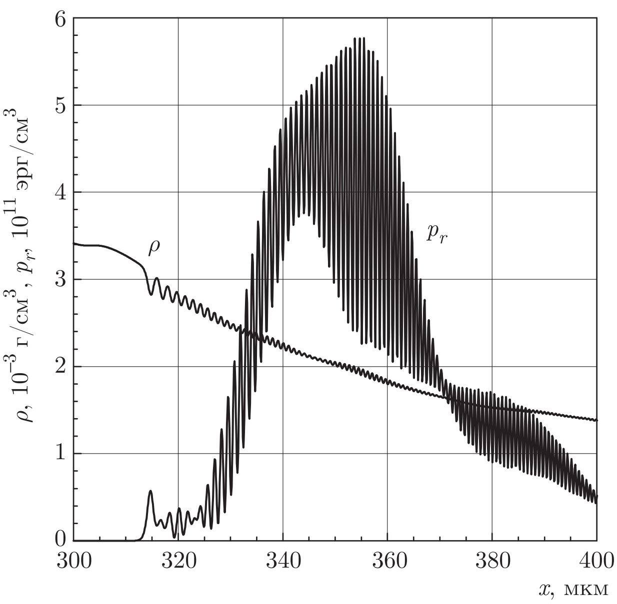

Рис. 6. Профили пондеромоторного давления p_r и плотности ρ из рис. 5, показанные в измененных масштабах по осям

тей. При этом размер основной области рассеяния вблизи критической плотности сокращается.

Проведены расчеты, в которых была выделена доля энергии излучения, теряемая за счет рассея-

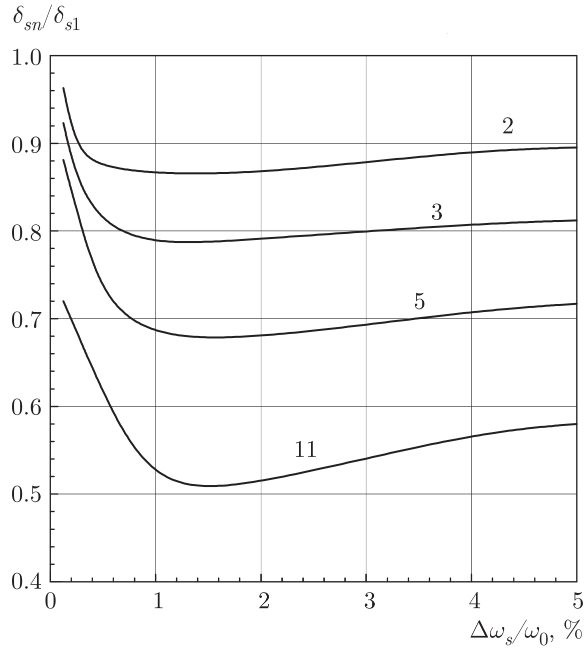

Рис. 7. Зависимость от ширины спектра $\Delta\omega_s/\omega_0$ и числа гармоник n отношения долей рассеянной энергии при многочастотном δ_{sn} и одночастотном δ_{s1} облучениях. Числами у кривых обозначено число гармоник

ния. Для этого в каждом варианте проводились два расчета. Один расчет учитывал p_r в уравнении (18), а в другом полагалось $p_r = 0$. По разности долей поглощенной энергии вычислялась доля рассеянной энергии. Исследовался вариант облучения CH_2-мишени при плотности потока $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 (основная частота $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$). Доля рассеянной энергии рассматривалась за период времени 0.6 нс от начала импульса. Определены доли рассеянной энергии δ_{sn} для излучения, состоящего из n гармоник ($n = 1, 2, 3, 5, 11$). Распределение интенсивности по гармоникам было равномерным, разность между соседними частотами (при $n > 2$) была одинаковой. Суммарная ширина спектра $\Delta\omega_s = \omega_{max} - \omega_{min}$ варьировалась.

На рис. 7 приведены зависимости от $\Delta\omega_s/\omega_0$ отношения $k_n = \delta_{sn}/\delta_{s1}$. Это отношение характеризует степень подавления вынужденного рассеяния при многочастотном облучении мишени по сравнению с облучением на одной частоте. Из рис. 7 следует, что доля рассеяния падает с ростом числа гармоник. При $n = 11$ рассеяние можно подавить почти в два раза.

Зависимости на рис. 7 можно объяснить влиянием следующих факторов. Резкое уменьшение отношения k_n в окрестности точки $\Delta\omega_s/\omega_0 = 0$ связано с тем, что суммарная длина биений, в которых могут возникать возмущения плотности плазмы, сокращается и сравнивается с характерным размером изменения скорости L_u. Этот размер, согласно выражению (12), определяет величину рассеяния при одночастотном облучении. Суммарная длина, где возникают возмущения плотности, уменьшается с ростом числа гармоник.

При увеличении числа гармоник область рассеяния распадается на отдельные подобласти, и число подобластей растет (см. рис. 3*б* и 6). При увеличении $\Delta\omega_s/\omega_0$ для фиксированного значения n размер одной подобласти с возмущениями плотности уменьшается, а число подобластей растет, так как в этом случае L_u значительно больше размера одной подобласти. Действительно, увеличение $\Delta\omega_s$, согласно (23), (24), равносильно сжатию оси времени и уменьшению временного периода волн биений. При фиксированной групповой скорости этих волн, $d\omega/dk = c\varepsilon^{1/2}$, где ε берется при $\omega = \omega_0$, увеличение $\Delta\omega_s$ приводит к уменьшению длин волн биений. При этом число подобластей с возмущениями плотности возрастает, так как L_u почти не изменяется.

Отметим, что на рис. 7 кривые δ_{sn}/δ_{s1} начинаются при $\Delta\omega_s/\omega_0 > 0$. Это связано с тем, что рассматривался импульс с конечной длительностью $\tau = 0.6$ нс, которая приводит к конечной, не равной нулю, ширине спектра $\Delta\omega_\tau$. В задаче необходимо выполнение условия $\Delta\omega_s \gg \Delta\omega_\tau$ для того, чтобы произошло усреднение поглощенной энергии за время значительно большее, чем период волны биения.

В работе [11] получены зависимости, аналогичные приведенным на рис. 7, для случаев $n = 2, 3$ и для сплошного спектра с относительной шириной $\Delta\omega_s/\omega_0$. В случае $n = 2, 3$ результаты оказались качественно похожими приведенным на рис. 7. В случае сплошного спектра в работе [11] показана возможность полного подавления вынужденного рассеяния. В нашей модели рассматривается дискретный набор частот, а сплошной спектр может быть рассмотрен как предел при увеличении числа гармоник до бесконечности. Согласно рис. 7, тенденция к уменьшению вынужденного рассеяния наблюдается при увеличении числа гармоник. Вопрос о полном подавлении остается открытым, так как модель работы [11] не точно учитывает волны биений (не учитывается вторая производная по времени от амплитуды поля). Всегда будет некоторая окрестность критической плотности, в которой групповая скорость волн близка к нулю и возникнет небольшое рассеяние.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вынужденное рассеяние СВЕТ может значительно снизить эффективность поглощения лазерного излучения в плазме. Одним из способов подавления рассеяния СВЕТ является использование многочастотного лазерного излучения. Рассмотрены условия, при которых возможно частично подавить рассеяние СВЕТ и увеличить долю поглощенной лазерной энергии. Приведена аналитическая теория рассеяния СВЕТ при взаимодействии двух встречных электромагнитных волн с ионно-звуковой волной в неоднородной разлетающейся плазме. Получены формулы, позволяющие вычислить коэффициент рассеяния и долю рассеянного потока излучения по заданным параметрам лазерного излучения и плазмы.

Проведено численное моделирование процесса облучения CH_2-мишени лазерным импульсом. Численная модель основывается на уравнениях гидродинамики плазмы с учетом пондеромоторной силы и уравнениях Максвелла для излучения, имеющего спектр близких частот. В модели самосогласованным образом учитываются возникновение мелкомасштабных возмущений плотности, на которых происходит рассеяние излучения, и обратное влияние рассеяния на размер неоднородности средней плотности плазмы. Показано, что при многочастотном режиме облучения мишени удается увеличить долю поглощенной лазерной энергии в плазме за счет частичного подавления рассеяния СВЕТ. В случае двух близких частот ($n = 2$) отношение $k_n = \delta_{sn}/\delta_{s1} = 0.87$, где δ_{sn} — доля рассеянной энергии излучения, состоящего из n гармоник. С ростом числа гармоник в излучении величина k_n уменьшается: $k_n = 0.68$ при $n = 5$, $k_n = 0.51$ при $n = 11$. Такие значения k_n достигаются при значениях $\Delta\omega_s/\omega_0$, лежащих в диапазоне 0.5–1.5 % в зависимости от числа гармоник ($\Delta\omega_s$ — ширина спектра). При $\Delta\omega_s/\omega_0 > 1.5\,\%$ значения k_n меняются слабо.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-11-00102).

ЛИТЕРАТУРА

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

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

3. I. V. Igumenshchev, D. H. Edgell, V. N. Goncharov et al., Phys. Plasmas **17**, 122708 (2010).

4. T. R. Boehly, D. L. Brown, R. S. Craxton et al., Opt. Comm. **133**, 495 (1997).

5. V. N. Goncharov, T. S. Sangster, R. Betti et al., Phys. Plasmas **21**, 056315 (2014).

6. N. B. Meezan, L. J. Atherton, D. A. Callahan et al., Phys. Plasmas **17**, 056304 (2010).

7. R. P. J. Town, M. D. Rosen, P. A. Michel et al., Phys. Plasmas **18**, 056302 (2011).

8. G. A. Kyrala, J. L. Kline, S. Dixit et al., Phys. Plasmas **18**, 056307 (2011).

9. N. N. Demchenko and V. B. Rozanov, ECLIM 2002, Proc. SPIE **5228**, 427 (2003).

10. Ю. В. Афанасьев, Н. Н. Демченко, О. Н. Крохин и др., ЖЭТФ **72**, 170 (1977).

11. J. W. Bates, R. K. Follett, J. G. Shaw et al., High Energy Density Physics **36**, 100772 (2020).

12. M. J. Rosenberg, A. A. Solodov, J. F. Myatt et al., Phys. Rev. Lett. **120**, 055001 (2018).

13. Н. Н. Демченко, ЖЭТФ **157**, 1 (2020).

14. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979), с. 171.

15. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров и др., КЭ **41**, 886 (2011).