Модель перераспределения интенсивностей в паре пересекающихся в плазме лазерных пучков

С.В.Бондаренко, И.Р.Смагин, О.О.Шаров

Предложена физико-математическая модель, позволяющая получить оценку уровня перекачки энергии в двух пересекающихся в мишенной плазме лазерных пучках (эффект Cross-Beam Energy Transfer, CBET) при взаимодействии падающего и отраженного от точки поворота излучений для автомодельного профиля плоской изотермической волны разрежения. Положение точки трехволнового резонанса определялось с учетом сдвига частоты электромагнитного излучения, возникающего при распространении в нестационарной плазменной короне, а также при отражении излучения от движущейся точки поворота. Показано, что возможно существование на автомодельном профиле двух точек трехволнового резонанса, в которых перекачка энергии между пучками осуществляется в противоположных направлениях.

Ключевые слова: *мишень прямого облучения, Cross-Beam Energy Transfer, ионно-звуковая волна, обратное тормозное поглощение.*

1. Введение

Создание лазерных установок мегаджоульного уровня энергии, в частности установки NIF в США [1, 2], вызвало интерес к новому кругу актуальных явлений, относящихся к взаимодействию мощного лазерного излучения с плазмой, а именно к перераспределению лазерного излучения в пересекающихся пучках (эффект Cross-Beam Energy Transfer, CBET) на пондеромоторно возбуждаемых в плазме ионно-звуковых колебаниях. Как известно, для зажигания термоядерного топлива требуется доставить к мишени необходимое количество лазерной энергии (вплоть до нескольких мегаджоулей), обеспечив при этом высокую однородность облучения. Решение достигается посредством использования многопучковых лазерных систем.

Для рентгеновского бокса в схеме непрямого облучения пересечение трасс пучков присутствует в области отверстий для ввода излучения [2]. Так, в экспериментах на установке NIF эффект CBET используется для управления симметрией рентгеновского облучения капсулы в цилиндрическом боксе [3] путем задания требуемой взаимной отстройки частот излучения в лазерных пучках.

В случае прямого лазерного облучения мишени эффекты CBET происходят в слое интенсивно разгружающейся мишенной плазмы. Наличие градиентов скорости потока вещества в разлетающейся плазменной короне создает условия для появления зон трехволновых резонансов при CBET. Перераспределение лазерной энергии происходит главным образом в узком слое плазмы вблизи точки, где число Маха близко к единице [4, 5]. Малая по сравнению с радиусом термоядерной капсулы ширина области резонанса позволяет рассматривать геометрию задачи как плоскую одномерную. Важным обстоятельством здесь является корректный учет доплеровского сдвига частоты лазерного излучения при его распространении в нестационарной лазерной плазме [6]. Относительная величина такого сдвига близка к отношению характерной скорости звука и скорости света. Даже столь малый сдвиг частоты оказывается существенным, чтобы повлиять на пространственную локализацию области резонанса.

В настоящее время в качестве основных способов подавления эффекта CBET в мишенях прямого облучения рассматриваются уширение спектра лазерного излучения [7, 8] и задание отстройки длин волн излучений между разными пучками [9, 10].

2. Физико-математическая модель

Рассмотрим следующую одномерную задачу. Пусть плоская мишень разгружается под действием падающего на нее лазерного излучения. Направим ось z навстречу лазерному пучку – перпендикулярно поверхности мишени. В образующейся плазменной короне взаимодействуют между собой по механизму CBET две плоские лазерные волны с интенсивностями I_j ($j = 1, 2$), падающие на мишень под углами $0 \leqslant \theta_1 < \pi/2$ и $-\pi/2 < \theta_2 < \pi/2$. Необходимо отметить, что в общем случае одновременно могут реализовываться различные варианты взаимодействия двух пучков по механизму CBET: 1) взаимодействие между собой двух падающих пучков; 2) взаимодействие двух отраженных пучков; 3) взаимодействие падающего и отраженного пучков. Согласно имеющимся на настоящее время данным [4, 5], в последнем случае эффект CBET является преобладающим. В рамках настоящей работы мы ограничимся рассмотрением этого случая, когда падающий на мишень пучок 1 взаимодействует с отраженным от точки поворота пучком 2. Также для простоты будем считать, что перекачка по механизму CBET может происходить в

С.В.Бондаренко, И.Р.Смагин, О.О.Шаров. Институт лазерно-физических исследований, Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: bondarenko@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 23 ноября 2022 г.

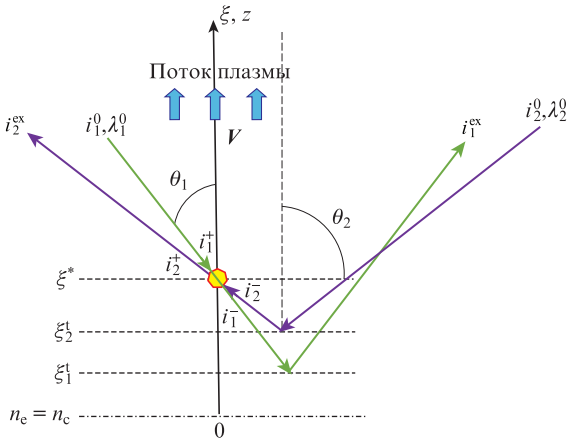

Рис.1. Геометрия задачи:
z – расстояние от критической точки; ξ – автомодельная координата; n_e – концентрация электронов; n_c – критическая концентрация электронов; λ_1^0 и λ_2^0 – длины волн лазерного излучения в пучках 1 и 2 на входе в плазменную корону; i_1^0 и i_2^0 – нормированные интенсивности пучков; i_1^{ex} и i_2^{ex} – интенсивности пучков на выходе из плазменной короны; i_1^+ и i_2^+ – интенсивности пучков справа от точки резонанса ξ^* на оси ξ; i_1^- и i_2^- – интенсивности слева от точки резонанса; ξ_1^t и ξ_2^t – точки поворота пучков; $\boldsymbol{V}$ – локальная скорость плазменного потока; θ_1 и θ_2 – углы падения пучков.

одном направлении – только из пучка 1 в пучок 2 или наоборот. Геометрия задачи представлена на рис.1.

Для краткости введем обозначения $\mu_j = \pm\cos\theta_j$, где знак «–» берется для падающего излучения, а знак «+» – для отраженного. В дальнейшем траектории распространения пучков будем считать приближенно прямолинейными. Также введем для удобства безразмерные интенсивности

$$i_j = \frac{\sqrt{\varepsilon}\,|A_j|^2}{|A_1^0|^2}, \tag{1}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость; $\boldsymbol{A}_1^0 = e\boldsymbol{E}_1^0/m_e c\omega_1^0$ – вектор-потенциал поля пучка 1 в вакууме на входе в плазменную корону; $\boldsymbol{E}_1^0$ и ω_1^0 – напряженность и частота излучения; m_e – масса электрона; c – скорость света; $\boldsymbol{A}_j$ – вектор-потенциал поля j-го пучка.

По аналогии с [11] запишем систему одномерных квазистационарных уравнений для интенсивности i_j с учетом наклонного падения пучков [12] для s-поляризованного излучения, пренебрегая вкладом ионной температуры:

$$\mu_1\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}z} = -\frac{K_{\text{СВЕТ}}}{1-\dfrac{n_e(z)}{n_c}}\frac{n_e(z)}{n_c}\frac{P_{\text{res}}(z)}{\nu_s/\omega_s}i_1 i_2 - \frac{K_{\text{IB}}}{\sqrt{1-\dfrac{n_e(z)}{n_c}}}\left(\frac{n_e(z)}{n_c}\right)^2 i_1, \tag{2}$$

$$\mu_2\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}z} = \frac{K_{\text{СВЕТ}}}{1-\dfrac{n_e(z)}{n_c}}\frac{n_e(z)}{n_c}\frac{P_{\text{res}}(z)}{\nu_s/\omega_s}i_1 i_2 - \frac{K_{\text{IB}}}{\sqrt{1-\dfrac{n_e(z)}{n_c}}}\left(\frac{n_e(z)}{n_c}\right)^2 i_2, \tag{3}$$

где n_e – концентрация электронов; n_c – критическая концентрация электронов;

$$P_{\text{res}} = \frac{\eta(\nu_s/\omega_s)^2}{(\eta^2-1)^2+(\nu_s/\omega_s)^2\eta^2}$$

– резонансная функция [11] (ее аргумент η более подробно рассмотрен далее); ν_s/ω_s – безразмерный параметр, характеризующий темп затухания ионно-звуковой волны. Величины $K_{\text{СВЕТ}}$ и K_{IB} отвечают за перекачку энергии по механизму СВЕТ и поглощение по обратному тормозному механизму и определяются следующими выражениями:

$$K_{\text{СВЕТ}} = \frac{k_1^0}{16}\sin^2\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right)\left(\frac{V_{\text{osc}}}{V_e}\right)^2\cos^2\theta_p, \tag{4}$$

где k_1^0 – волновое число первого пучка в вакууме; θ_{12} – угол между волновыми векторами пучков;

$$\sin\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right) = \cos\left(\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\right);$$

$V_{\text{osc}} = cA_1^0$ – скорость осцилляций электронов в поле лазерного излучения первого пучка; $V_e = \sqrt{k_B T_e/m_e}$ – тепловая скорость электронов; k_B – постоянная Больцмана; θ_p – угол между направлениями поляризации пучков;

$$K_{\text{IB}} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3c}\frac{\langle Z^2\rangle n_c e^4 \ln\Lambda_e}{Z m_e^{1/2}(k_B T_e)^{3/2}}, \tag{5}$$

где $\langle Z^2\rangle$ – средний квадрат заряда ионов; Z – средний заряд ионов; e – заряд электрона; $\ln\Lambda_e$ – кулоновский логарифм электрон-ионных столкновений; T_e – электронная температура.

Разлет мишенной плазмы будем описывать в приближении автомодельной изотермической волны разрежения [13]. Перейдем в систему отсчета, связанную с критической поверхностью. В этом случае выражения для автомодельной переменной ξ, массовой скорости потока вещества V и нормированной концентрации электронов n_e/n_c примут вид

$$\xi = \frac{z}{c_T t}, \tag{6}$$

$$V = (1+\xi)c_T, \tag{7}$$

$$\frac{n_e}{n_c} = \mathrm{e}^{-\xi}, \tag{8}$$

где $c_T = \sqrt{k_B Z T_e/M_i}$ – изотермическая скорость звука; M_i – масса иона; t – время.

Проведя замену переменой z на ξ в системе уравнений (2), (3), получим следующие безразмерные выражения:

$$\mu_1\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}\xi} = -\Delta_{\text{СВЕТ}}\frac{\mathrm{e}^{-\xi}}{1-\mathrm{e}^{-\xi}}\frac{P_{\text{res}}(\xi)}{\nu_s/\omega_s}i_1 i_2 - \Delta_{\text{IB}}\frac{\mathrm{e}^{-2\xi}}{\sqrt{1-\mathrm{e}^{-\xi}}}i_1, \tag{9}$$

$$\mu_2\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}}\frac{\mathrm{e}^{-\xi}}{1-\mathrm{e}^{-\xi}}\frac{P_{\text{res}}(\xi)}{\nu_s/\omega_s}i_1 i_2 - \Delta_{\text{IB}}\frac{\mathrm{e}^{-2\xi}}{\sqrt{1-\mathrm{e}^{-\xi}}}i_2, \tag{10}$$

где $\Delta_{\text{СВЕТ}} = K_{\text{СВЕТ}}c_T t$ и $\Delta_{\text{IB}} = K_{\text{IB}}c_T t$ – параметры, характеризующие величину эффектов перерассеяния и поглощения лазерного излучения соответственно.

Упростим систему уравнений (9), (10), пренебрегая поглощением по обратному тормозному механизму вблизи области резонанса, что позволяет рассмотреть перекачку по механизму СВЕТ отдельно:

$$\mu_1 \frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}\xi} = -\Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{\mathrm{e}^{-\xi}}{1-\mathrm{e}^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\xi)}{\nu_{\text{s}}/\omega_{\text{s}}} i_1 i_2, \tag{11}$$

$$\mu_2 \frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{\mathrm{e}^{-\xi}}{1-\mathrm{e}^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\xi)}{\nu_{\text{s}}/\omega_{\text{s}}} i_1 i_2. \tag{12}$$

В этом случае система уравнений (11), (12) имеет первый интеграл

$$\mu_1 i_1 + \mu_2 i_2 = u = \text{const}. \tag{13}$$

Будем рассматривать случай наличия только одной точки резонанса; при этом если перекачка лазерной энергии происходит из пучка 1 в пучок 2, то резонансная функция P_{res} имеет знак «+», в противном случае – знак «–».

Обозначим интенсивности первого и второго пучков слева от области резонанса как i_1^- и i_2^-, а справа – как i_1^+ и i_2^+ соответственно. Система (11), (12) разрешима аналитически. Решение можно представить в следующем виде:

$$\frac{i_1(\xi)}{i_1^+} = \frac{\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+}{\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+ \exp[-(\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+) Q(\xi)]}, \tag{14}$$

$$\frac{i_2(\xi)}{i_2^+} = \frac{\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+}{\mu_1 i_1^+ \exp[(\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+) Q(\xi)] + \mu_2 i_2^+}, \tag{15}$$

где

$$Q(\xi) = \frac{\Delta_{\text{СВЕТ}}}{\mu_1 \mu_2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\mathrm{e}^{-\xi'}}{1-\mathrm{e}^{-\xi'}} \frac{P_{\text{res}}(\xi')}{\nu_{\text{s}}/\omega_{\text{s}}} \mathrm{d}\xi'. \tag{16}$$

Поскольку интенсивность второго пучка на выходе из области резонанса i_2^+ нам неизвестна, то нужно выразить решение через интенсивность этого пучка на входе в область резонанса i_2^-. Для этого воспользуемся условием сохранения алгебраической суммы потоков лазерного излучения до и после взаимодействия по механизму СВЕТ:

$$\mu_1 i_1^+ + \mu_2 i_2^+ = \mu_1 i_1^- + \mu_2 i_2^-. \tag{17}$$

Запишем выражение (17) в виде

$$i_2^+ = \frac{\mu_2 i_2^- - \mu_1 i_1^+ + \mu_1 i_1^-}{\mu_2}, \tag{18}$$

подставим (18) в (15) и выберем координату $\xi = \xi_-^*$, где ξ_-^* – левая граница области взаимодействия пучков по механизму СВЕТ. Учитывая, что $i_1^- = i_1(\xi_-^*)$, получим в итоге трансцендентное уравнение относительно i_1^-:

$$i_1^-(\mu_2 i_2^- - \mu_1 i_1^+ + \mu_1 i_1^-)\exp[-(\mu_1 i_1^- + \mu_2 i_2^-) Q(\xi_-^*)] - \mu_2 i_1^+ i_2^- = 0. \tag{19}$$

Решив численно уравнение (19) относительно i_1^-, можно подставить решение в выражение (18) и найти величину i_2^+.

Рассмотрим отдельно случай $\mu_1 i_1 + \mu_2 i_2 = 0$, когда потоки излучения оказываются одинаковыми (и противоположно направленными). Тогда решение системы (14), (15) можно представить в следующем виде:

$$i_1(\xi) = \frac{i_1^+}{1 + \mu_1 Q(\xi) i_1^+}, \tag{20}$$

$$i_2(\xi) = \frac{-\mu_1 i_1^+}{\mu_2 (1 + \mu_1 Q(\xi) i_1^+)}. \tag{21}$$

Сделаем еще одно существенное упрощение – будем считать трехволновый резонанс точечным. При этом после прохождения точки резонанса ξ^* интенсивности излучения в пучках изменяются скачком. В этом случае выражение (16) можно приближенно представить как

$$Q \approx \frac{\Delta_{\text{СВЕТ}}}{\mu_1 \mu_2} \frac{\mathrm{e}^{-\xi^*}}{1-\mathrm{e}^{-\xi^*}} \int_0^{\infty} \frac{P_{\text{res}}(\xi')}{\nu_{\text{s}}/\omega_{\text{s}}} \mathrm{d}\xi'. \tag{22}$$

В работе [11] приведено следующее упрощение для случая, когда функцию $\eta(\xi)$ вблизи точки резонанса можно приближенно считать линейной:

$$Q \approx \frac{\pi}{2} \operatorname{sign}(\eta(\xi^*)) \frac{\Delta_{\text{СВЕТ}}}{\mu_1 \mu_2} \frac{\mathrm{e}^{-\xi^*}}{(1-\mathrm{e}^{-\xi^*}) \left| \mathrm{d}\eta/\mathrm{d}\xi \right|_{\xi=\xi^*}}. \tag{23}$$

С учетом использованных выше приближений запишем выражение для интенсивностей слева и справа от точки резонанса:

$$i_1^-(\mu_2 i_2^- - \mu_1 i_1^+ + \mu_1 i_1^-)\exp[-(\mu_1 i_1^- + \mu_2 i_2^-) Q] = \mu_2 i_1^+ i_2^-, \tag{24}$$

$$i_2^+ = \frac{\mu_2 i_2^- - \mu_1 i_1^+ + \mu_1 i_1^-}{\mu_2}. \tag{25}$$

Далее необходимо учесть ослабление пучков в результате обратного тормозного поглощения. Тогда уравнение для интенсивности излучения j-го пучка принимает вид

$$\mu_j \frac{\mathrm{d}i_j}{\mathrm{d}\xi} = -\Delta_{\text{IB}} \frac{\mathrm{e}^{-2\xi}}{\sqrt{1-\mathrm{e}^{-\xi}}} i_j. \tag{26}$$

Решение уравнения (26) в общем виде записывается как

$$i_j(\xi) = C \exp\left[-\frac{2\Delta_{\text{IB}}}{3\mu_j}(2+\mathrm{e}^{-\xi})\sqrt{1-\mathrm{e}^{-\xi}}\right], \tag{27}$$

где C – константа, определяемая из граничных условий. Будем считать известными интенсивности пучков на входе в плазму i_1^0 и i_2^0. Интенсивности пучков на выходе из плазмы обозначим как i_1^{ex} и i_2^{ex}.

Интенсивности излучения вдоль траектории каждого пучка с учетом скачков интенсивности в точках резонанса и смены направления распространения пучков после отражения от точек поворота записываются следующим образом:

$$i_1^+ = i_1^0 \exp\left[\frac{2\Delta_{\text{IB}}}{3\mu_1}\left(2 - (2+\mathrm{e}^{-\xi^*})\sqrt{1-\mathrm{e}^{-\xi^*}}\right)\right], \tag{28}$$

$$i_1^{\rm ex} = i_1^- \exp\left\{\frac{2\Delta_{IB}}{3\mu_1}[2(1-(2+\mu_1^2)\sqrt{1-\mu_1^2})\right.$$

$$\left.+(2+{\rm e}^{-\xi^*})\sqrt{1-{\rm e}^{-\xi^*}}\,]\right\}, \quad (29)$$

$$i_2^- = i_2^0 \exp\left\{-\frac{2\Delta_{\rm IB}}{3\mu_2}[2(1-(2+\mu_2^2)\sqrt{1-\mu_2^2})\right.$$

$$\left.+(2+{\rm e}^{-\xi^*})\sqrt{1-{\rm e}^{-\xi^*}}\,]\right\}, \quad (30)$$

$$i_2^{\rm ex} = i_2^+ \exp\left[-\frac{2\Delta_{\rm IB}}{3\mu_2}\left(2-(2+{\rm e}^{-\xi^*})\sqrt{1-{\rm e}^{-\xi^*}}\right)\right]. \quad (31)$$

Прежде чем записать выражение для аргумента резонансной функции $\eta(\xi)$, необходимо учесть сдвиг частоты электромагнитного излучения, связанный с изменением времени пролета $\tau_{\rm f}$ светового луча по траектории между точками с координатами z_1 и z_2 [6]. Предположим, что на входе в плазму излучение в некотором лазерном пучке имеет частоту ω_0 и волновое число k_0, а косинус его угла падения равен μ. Тогда

$$\Delta\omega = -\omega_0\frac{\partial(\tau_{\rm f})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_{z_1}^{z_2}|k_z|{\rm d}z$$

$$= -\frac{\omega_0}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int_{z_1}^{z_2}\sqrt{\mu^2-\frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega_0^2}}\,{\rm d}z, \quad (32)$$

где $\omega_{\rm p}$ – плазменная частота, а k_z – компонента волнового вектора на автомодельном профиле волны разрежения, определяемая как

$$|k_z| = k_0\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}. \quad (33)$$

Интеграл (32) в этом случае нужно вычислять в пределах от $z_1 = \xi c_T t$ до $z_2 = \infty$. Обозначим сдвиг частоты на трассе падения верхним индексом «–». После перехода к автомодельной переменной получим

$$\frac{\Delta\omega^-}{\omega_0} = \frac{c_T}{2c}\int_\xi^\infty\frac{\xi'{\rm e}^{-\xi'}{\rm d}\xi'}{\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi'}}}. \quad (34)$$

Будем рассматривать локальную систему отсчета, связанную со скоростью потока вещества в точке ξ, при этом необходимо учесть, что сама среда движется с линейным профилем скорости V, определяемым формулой (7), что приводит к следующему выражению для сдвига частоты в падающем на поверхность мишени излучении:

$$\frac{(\Delta\omega-\boldsymbol{kV})^-}{k_0c_T} = \frac{1}{2}\int_\xi^\infty\frac{\xi'{\rm e}^{-\xi'}{\rm d}\xi'}{\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi'}}} + (1+\xi)(\mu^2-{\rm e}^{-\xi})^{1/2}. \quad (35)$$

Интеграл в выражении (35) может быть взят аналитически:

$$\frac{1}{2}\int_\xi^\infty\frac{\xi'{\rm e}^{-\xi'}{\rm d}\xi'}{\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi'}}} = -(2+\xi)\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}} + |\mu|\xi$$

$$+2|\mu|\ln(|\mu|+\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}) + 2|\mu|(1-\ln 2|\mu|). \quad (36)$$

Окончательно получаем

$$\frac{(\Delta\omega-\boldsymbol{kV})^-}{k_0c_T} = |\mu|\xi - \sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}$$

$$+2|\mu|\ln(|\mu|+\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}) + 2|\mu|(1-\ln 2|\mu|). \quad (37)$$

Далее рассмотрим сдвиг частоты в рассеянном мишенью лазерном излучении. Обозначим знаком «+» величины, относящиеся к выходящему из мишени излучению. Интеграл в (35) теперь нужно вычислять в пределах от точки поворота $\xi^{\rm t} = -2\ln|\mu|$ до ξ. При этом переменным является верхний предел в (35). Дифференцируя и добавляя сдвиг частоты на траектории падения, а также сдвиг частоты при отражении от движущейся со скоростью $\xi^{\rm t}c_T$ точки поворота [6], имеем

$$\frac{\Delta\omega^+}{k_0c_T} = \frac{1}{2}\int_{\xi^{\rm t}}^{\xi}\frac{\xi'{\rm e}^{-\xi'}{\rm d}\xi'}{\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi'}}}$$

$$+2|\mu|(1-\ln 2|\mu|) - 4|\mu|\ln|\mu|, \quad (38)$$

$$\frac{1}{2}\int_{\xi^{\rm t}}^{\xi}\frac{\xi'{\rm e}^{-\xi'}{\rm d}\xi'}{\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi'}}} = (2+\xi)\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}$$

$$-|\mu|\xi - 2|\mu|\ln(|\mu|+\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}), \quad (39)$$

$$\frac{(\Delta\omega-\boldsymbol{kV})^-}{k_0c_T} = \sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}} - |\mu|\xi + 2|\mu|(1-\ln 2|\mu|)$$

$$-4|\mu|\ln|\mu| - 2|\mu|\ln(|\mu|+\sqrt{\mu^2-{\rm e}^{-\xi}}). \quad (40)$$

Обозначим частоты излучений в пучках 1 и 2 в локальной системе отсчета как $\omega_1^{(\xi)}$ и $\omega_2^{(\xi)}$ соответственно и введем величину

$$\eta(\xi) = \frac{\omega_1^{(\xi)}-\omega_2^{(\xi)}}{\omega_{\rm s}}, \quad (41)$$

где $\omega_{\rm s}$ – частота ионно-звуковой волны, порождаемая биениями пучков 1 и 2, которая определяется как

$$\omega_{\rm s} \approx 2\sqrt{\varepsilon}\,k_1^0c_T\sin\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right) = 2k_1^0c_T\sin\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right)\sqrt{1-{\rm e}^{-\xi}}. \quad (42)$$

Запишем теперь выражение для $\eta(\xi)$ с учетом того, что частоты излучений в вакууме ω_1^0 и ω_2^0 в общем случае могут несколько отличаться между собой:

$$\eta(\xi) = \frac{1}{2\sin\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right)\sqrt{1-{\rm e}^{-\xi}}}\left[\frac{(\omega_1^0-\omega_2^0)c}{\omega_1^0c_T} + |\mu_1|\xi\right.$$

$$-\sqrt{\mu_1^2-{\rm e}^{-\xi}} + 2|\mu_1|\ln(|\mu_1|+\sqrt{\mu_1^2-{\rm e}^{-\xi}})$$

$$+2|\mu_1|(1-\ln 2|\mu_1|) + |\mu_2|\xi - \sqrt{\mu_2^2-{\rm e}^{-\xi}}$$

$$+2|\mu_2|\ln(|\mu_2|+\sqrt{\mu_2^2-{\rm e}^{-\xi}}) - 2|\mu_2|(1-\ln 2|\mu_2|)$$

$$\left.+4|\mu_2|\ln|\mu_2|\right]. \quad (43)$$

Точку резонанса ξ^* можно найти из условия $\eta(\xi^*) = \pm 1$, решив численно уравнение (43). При этом $\eta = 1$ соответствует перекачке энергии из пучка 1 в пучок 2, а $\eta = -1$ – перекачке в противоположном направлении. Величина $|\mathrm{d}\eta/\mathrm{d}\xi|_{\xi=\xi^*}$ в (23) может быть получена путем дифференцирования уравнения (43).

3. Примеры

Рассмотрим случай, когда излучения в пучках 1 и 2 имеют одинаковую частоту в вакууме, т. е. в формуле (43) $\omega_1^0 - \omega_2^0 = 0$. На рис.2,*а* представлена зависимость координаты точки резонанса ξ^* от углов θ_1 и θ_2 при $\eta(\xi^*) = 1$. Необходимо отметить, что при некоторых углах также реализуется случай $\eta(\xi^*) = -1$ (рис.2,*б*), что означает возможность перекачки энергии из отраженного излучения в падающее. В дальнейшем будем обозначать величины, относящиеся к случаю перекачки по механизму СВЕТ из первого пучка во второй, индексами 1 → 2, а в случае перекачки из второго пучка в первый – индексами 2 → 1.

Как видно на рис.2,*а*, при нормальном падении обоих пучков на мишень в случае 1 → 2 точка резонанса лежит непосредственно на критической поверхности, поэтому теория, представленная в разд.1, в этой ситуации, строго говоря, неприменима. Однако мы вполне можем использовать ее в случае наклонного падения. Из рис.2,*б* следует, что перекачка энергии 2 → 1 реализуется только при больших углах падения в отсутствие отстройки частот (длин волн) пучков 1 и 2.

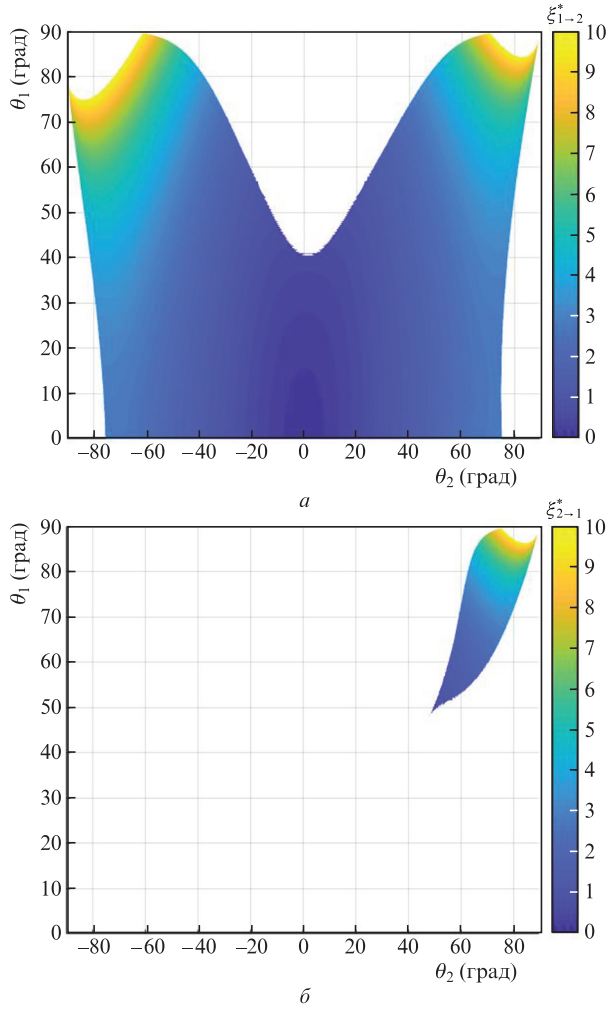

Рис.2. Зависимости координат точек резонанса $\xi^*_{1\to2}$ (*а*) и $\xi^*_{2\to1}$ (*б*) от углов падения пучков θ_1 и θ_2.

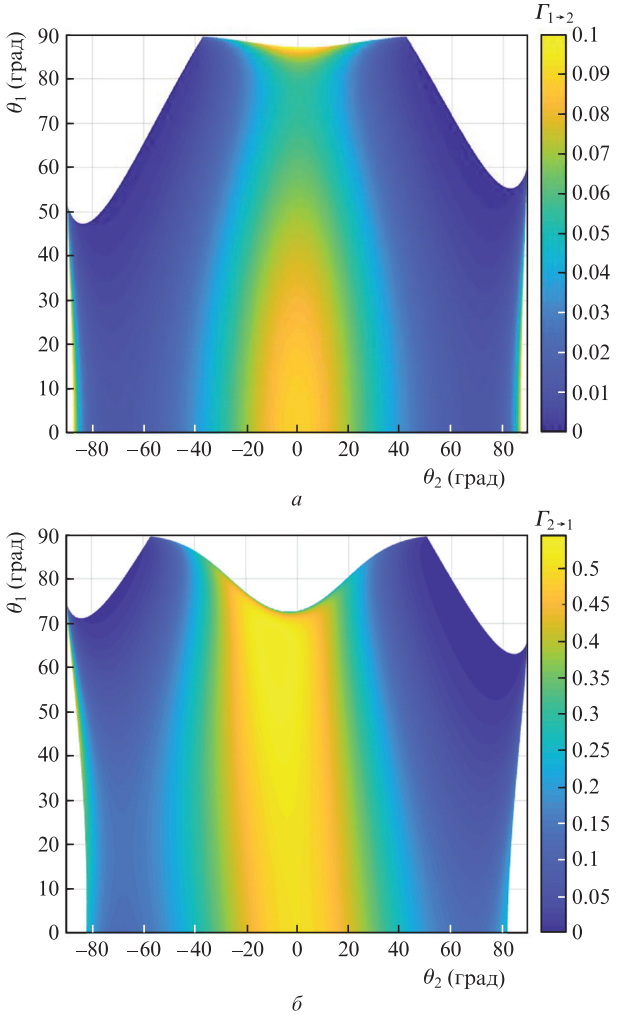

Рис.3. Зависимости $\Gamma_{1\to2}$ (*а*) и $\Gamma_{2\to1}$ (*б*) от углов θ_1 и θ_2.

Рассмотрим теперь случай, когда на мишень из пластика (CH) падают пучки излучений с разными длинами волн в вакууме: $\lambda_1^0 = 530$ нм и $\lambda_2^0 = 528$ нм. В предположении полной ионизации плазменной короны $Z = 3.5$ и масса иона $A = 6.5$. Зададим фоновую электронную температуру $T_e = 4$ кэВ, при этом $c_T \approx 2.4 \times 10^7$ см/с.

На рис.3 представлены зависимости от углов θ_1 и θ_2 величин $\Gamma_{i\to j} = |Q_{i\to j}|/\Delta_{\text{СВЕТ}}$, характеризующих «силу» трехволновых резонансов в случаях 1 → 2 и 2 → 1. Как видно из рис.3, при наличии выбранной отстройки длин волн «сила» резонанса при перекачке по механизму СВЕТ из отраженного излучения в падающее (2 → 1) в широком диапазоне углов оказывается много больше, чем в случае перекачки энергии из падающего излучения в отраженное (1 → 2). Это обусловлено тем фактом, что в случае 2 → 1 точки резонанса лежат в области более плотной плазмы.

Определим коэффициенты отражения R^j j-го пучка следующим образом:

$$R^j = \frac{i_j^{\text{ex}}}{i_j^0}. \tag{44}$$

В качестве примера сравним коэффициенты отражения для s-поляризованных излучений в двух пучках, по

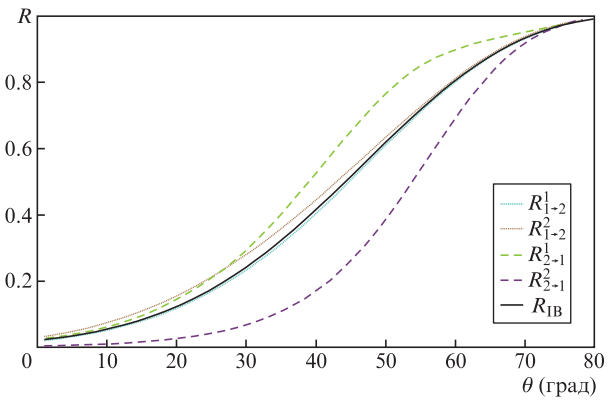

Рис.4. Зависимости коэффициентов отражения пучков от угла θ.

отдельности рассматривая вклад каждого из резонансов. Для наглядности рассмотрим симметричную относительно оси ξ конфигурацию пучков, в которой $\theta_1 = -\theta_2 = \theta$, при этом $\sin(\theta_{12}/2)$ максимален и равен 1. Интенсивности обоих пучков I_j^0 также зададим одинаковыми и равными 2×10^{14} Вт/см^2. На рис.4 показаны результаты расчетов на момент времени $t = 1$ нс, а также приведен коэффициент отражения R_{IB} при обратном тормозном поглощении (т.е. в отсутствие эффектов СВЕТ).

Как видно на рис.4, при заданных условиях при углах падения 20–40° в случае 2 → 1 коэффициент отражения $R^2_{2\to1}$оказывается существенно меньше R_{IB}, в то время как коэффициент $R^1_{2\to1}$ превышает R_{IB}, но в меньшей степени. Одновременно с этим наблюдается некоторый рост коэффициента отражения пучка 2 в случае 1 → 2 и незначительное ослабление пучка 1. Однако в данном диапазоне углов падения преобладающим эффектом является именно уменьшение коэффициента отражения пучка 2 в случае перерассеяния отраженного лазерного излучения в падающее.

На этом основании можно выдвинуть предположение о потенциальной возможности использования эффекта СВЕТ для увеличения интегрального поглощения энергии лазерного излучения в плазменной короне (случай 2 → 1) или управления им путем предварительного задания отстройки длин волн излучений в паре пересекающихся пучков. Здесь необходимо отметить, что в случае мишеней прямого облучения эффект СВЕТ ранее рассматривался как паразитный механизм потерь энергии лазерного драйвера и основной акцент делался на борьбу с ним [4, 5, 7–10].

4. Заключение

Разработана физико-математическая модель, позволяющая оценить перекачку мощности лазерного излучения по механизму СВЕТ на одномерном автомодельном профиле изотермической волны разрежения при различных углах падения двух s-поляризованных лазерных пучков в квазистационарном приближении. Рассмотрен случай взаимодействия падающего и отраженного от точки поворота излучений. Использование приближения точечных резонансов позволило рассмотреть по отдельности эффект СВЕТ и обратное тормозное поглощение и получить выражения для нормированных интенсивностей излучений в пучках в неявном виде. Положения точек трехволновых резонансов на автомодельном профиле волны разрежения определялись путем численного решения трансцендентного уравнения, в котором учитывается сдвиг частоты электромагнитного излучения при распространении в нестационарной плазме, а также доплеровский сдвиг при его отражении от движущейся точки поворота.

С использованием данной модели установлена возможность наличия на автомодельном профиле волны разрежения двух точек резонанса, в которых осуществляется перекачка энергии лазерного излучения в противоположных направлениях. Также на примере с отстройкой длин волн излучений в пучках показано, что при определенных условиях перекачка энергии по механизму СВЕТ из падающего пучка в отраженный от точки поворота оказывается меньше, чем перекачка из отраженного пучка в падающий. Данное обстоятельство указывает на потенциальную возможность использования эффекта СВЕТ для увеличения интегрального поглощения энергии лазерного драйвера в мишенях прямого облучения.

Результаты получены при выполнении контракта № 1/25362-Д с ГК «Росатом» в рамках реализации научной программы НЦФМ по направлению «Физика высоких плотностей энергии».

1. Moses E.L., Lindl J.D., Spaeth M.L., et al. *Fusion Sci. Technol.*, **69**, 1 (2015).
2. Lindl J., Landen O., Edwards J., et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 020501 (2014).
3. Michel P., Glenzer S.H., Divol L., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 056305 (2010).
4. Igumenshchev I.V., Edgell D.H., Goncharov V.N., et al. *Phys. Plasmas*, **17**, 122708 (2010).
5. Igumenshchev I.V., Seka W., Edgell D.H., et al. *Phys. Plasmas*, **19**, 056314 (2012).
6. Dewandre T., Albritton J.R., Williams E.A. *Phys. Fluids*, **24**, 528 (1981).
7. Seaton A.G., Yin L., Follet R.K., et al. *Phys. Plasmas*, **29**, 042706 (2022).
8. Seaton A.G., Yin L., Follet R.K., et al. *Phys. Plasmas*, **29**, 042707 (2022).
9. Collins T.J.B., Marozas J.A. *Phys. Plasmas*, **25**, 072706 (2018).
10. Marozas J.A., Hohenberger M., Rosenberg M.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 085001 (2018).
11. Randall C.J., Albritton J.R., Thomson J.J. *Phys. Fluids*, **24**, 1474 (1981).
12. Marion D.J.Y., Debayle A., Masson-Laborde P.E., et al. *Phys. Plasmas*, **23**, 052705 (2016).
13. Manheimer W.M., Colombant D.G., Gardner J.H. *Phys. Fluids*, **25**, 1644 (1982).