

УМЕНЬШЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЭФФЕКТОМ СВЕТ

Смагин Иван Романович (oefimova@otd13.vniief.ru), Бондаренко Сергей Викторович

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, Россия

Аннотация

Представлены результаты расчетов коэффициента отражения при облучении плоских пластиковых мишеней одним лазерным пучком при различных углах падения. В работе учитываются обратное тормозное поглощение и эффект Cross-Beam Energy Transfer (СВЕТ). Эффект СВЕТ приводит к перераспределению мощности лазерного драйвера из падающего излучения в отраженное от точки поворота. При расчетах используется модель автомодельной изотермической волны разрежения и квазистационарное приближение СВЕТ. Локализация области трехволнового резонанса, в которой происходит перераспределение мощности, определяется сдвигом частоты электромагнитного излучения между падающим и отраженным лазерными пучками.

Ключевые слова: Crossed-Beam Energy Transfer, коэффициент отражения, ионно-звуковая волна.

Введение

Данная работа посвящена исследованию явления перераспределения лазерного излучения СВЕТ (Cross Beam Energy Transfer) в области трехволновых резонансов, образующейся при взаимодействии пересекающихся лазерных пучков посредством возбуждения ионно-звуковой волны в мишенной плазме. Физическая природа явления СВЕТ и процесса бреллюэновского рассеяния в плазме одинакова. Отличия эффекта СВЕТ от нелинейного рассеяния света при ВРМБ заключаются именно в наличии пар пересекающихся лазерных пучков, интенсивность которых изначально не мала. Поэтому существенное перерассеяние при СВЕТ происходит даже при небольших величинах взаимного усиления/ослабления лазерного излучения в паре лазерных пучков, [1–3].

Для случая прямого лазерного облучения мишени эффекты СВЕТ происходят в слое интенсивно разгружающейся мишенной плазмы. Высокая степень неоднородности разлетающейся корональной плазмы создает большие возможности для реализации условий трехволнового резонанса, для корректного определения пространственной локализации которого необходим учет доплеровского сдвига частоты лазерного излучения при его распространении в нестационарной плазме [4]. При этом согласно экспериментальным данным [1–2] эффект СВЕТ в мишенях прямого облучения приводит к увеличению потерь энергии лазерного драйвера за счет перекачки энергии из падающего излучения в отраженное от точки поворота.

В работе рассматривается частный случай явления СВЕТ при котором взаимодействие происходит между падающим и отраженным от точки поворота излучением одного и того же лазерного пучка [5] для случаев s- и p- поляризации при различных углах падения излучения на плоскую мишень из пластика. Для описания разлета плазменной короны использовалось известное аналитическое решение автомодельной изотермической волны разрежения [6]. При расчетах учитывались потери лазерного излучения на обратное-тормозное поглощение (ОТП). При этом на каждый момент времени задача рассматривалась как квазистационарная в приближении точечных трехволновых резонансов. При этом не учитывались эффекты насыщения СВЕТ, которые потенциально способны уменьшить наблюдаемый коэффициент отражения.

Рассмотрим плоскую одномерную задачу. Бесконечный линейно поляризованный лазерный пучок с постоянной во времени интенсивностью $I_L = I_1^\infty$ падает на плоскую мишень под углом θ относительно нормали к мишени. Пусть при этом начало координат совпадает с положением точки с критической электронов концентрацией электронов $n_c = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda_L^2$, где m_e – масса электрона, c – скорость света, e – заряд электрона, λ_L – длина волны падающего излучения. Выберем направление оси z вдоль внешней нормали к мишени. Для описания разлета плазменной короны воспользуемся автомодельным изотермическим решением [6], предполагая, что электронная температура $T_e = \text{const}$. В дальнейшем будем считать, что ионная температура T_i мала по сравнению с электронной. Введем автомодельную переменную $\xi = z c_T / t$, где t – время с момента начала лазерного импульса, $c_T = \sqrt{\frac{k_B Z T_e}{M_i}}$ – изотермическая скорость ионного звука, где k_B – постоянная Больцмана, а M_i – масса среднего иона. В этом случае справедливы следующие выражения: $n_e / n_c = \exp(-\xi)$, где n_e – концентрация электронов в точке ξ ; $V = (1 + \xi) c_T$, где V – массовая скорость вещества.

Параметры относящиеся к падающему излучению будем обозначать нижним индексом «1», а к отраженному от точки поворота с координатой $\xi_t = -2 \ln \mu$ – индексом «2». Введем безразмерные интенсивности $i_1(\xi) = I_1(\xi) / I_1^\infty$, $i_2(\xi) = I_2(\xi) / I_1^\infty$. По аналогии с [5] запишем уравнения для безразмерных интенсивностей с учетом наклонного падения [7] и перехода к автомодельной координате, а также считая траектории лучей прямыми линиями:

$$\mu \frac{di_1}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2 + \Delta_{\text{ИБ}} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1 - e^{-\xi}}} i_1, \quad (1)$$

$$\mu \frac{di_2}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2 - \Delta_{\text{ИБ}} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1 - e^{-\xi}}} i_2, \quad (2)$$

где γ_s – безразмерный темп затухания ионно-звуковой волны, $P_{\text{res}}(\eta(\xi)) = \frac{\eta(\xi) \gamma_s^2}{(\eta^2(\xi) - 1)^2 + \gamma_s^2 \eta^2(\xi)}$ –

резонансная функция [5], функция отстройки частот $\eta(\xi)$ будет рассмотрена более подробно в следующем разделе, $\Delta_{\text{СВЕТ}}$ и $\Delta_{\text{ИБ}}$ – коэффициенты отвечающие за перекачку по механизму СВЕТ и ОТП, соответственно, и определяемые следующими выражениями:

$$\Delta_{\text{СВЕТ}} = \frac{k_L}{4} \mu^2 \left(\frac{m_e V_{\text{osc}}^2}{k_B T_e} \right) \cos^2 \theta_p c_T t, \quad (3)$$

$$\Delta_{\text{ИБ}} = \frac{4\sqrt{2\pi} \langle Z^2 \rangle n_c e^4 \ln \Lambda_e c_T t}{3c \frac{1}{Z m_e^2 (k_B T_e)^{3/2}}}, \quad (4)$$

где $k_L = 2\pi c / \lambda_L$, $V_{\text{osc}} = \frac{2e}{m_e \omega_L} \sqrt{\frac{2\pi I_L}{c}}$ – скорость осцилляций электронов в поле волны накачки в вакууме (для линейно поляризованного излучения), ω_L – циклическая частота падающего лазерного излучения, θ_p – угол между направлениями поляризации пучков, Z – средний заряд

ионов, $\langle Z^2 \rangle$ – средний квадрат заряда ионов, $\ln \Lambda_e$ – кулоновский логарифм электрон-ионных столкновений.

Введем предположение о том, что перекачка энергии происходит вблизи точки резонанса ξ_{res} . В этом случае можно рассматривать отдельно уменьшение интенсивности лазерного излучения за счет ОТП и перекачку по механизму СВЕТ в точке резонанса, где интенсивности пучков меняются скачком. Интенсивности пучков слева от ξ_{res} будем обозначать i_1^- и i_2^- , а интенсивности справа от ξ_{res} – i_1^+ и i_2^+ . Геометрия задачи представлена на рис. 1.

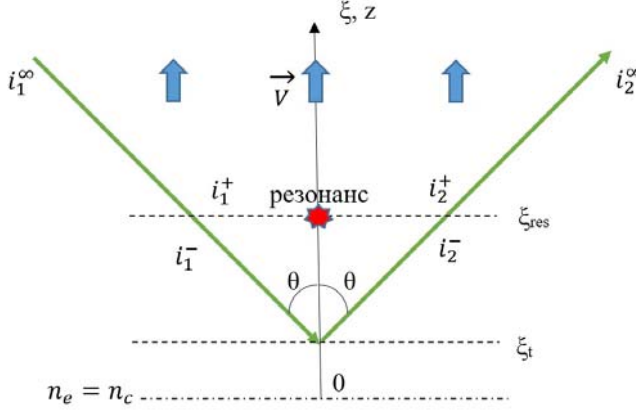


Рис. 1. Геометрия задачи

В начале рассмотрим изменение интенсивности лазерного пучка за счет ОТП без учета СВЕТ на всей его траектории. Запишем уравнение в общем виде уравнение для безразмерной интенсивности i , учитывая, что знак «+» берется для падающего излучения, а знак «-» для отраженного:

$$\mu \frac{di}{d\xi} = \pm \Delta_{IB} \frac{e^{-2\xi}}{\sqrt{1-e^{-\xi}}} i. \quad (5)$$

Далее запишем решение уравнения (5) в общем виде:

$$i(\xi) = C \exp\left(\pm \frac{2\Delta_{IB}}{3\mu} (2 + e^{-\xi}) \left(\sqrt{1-e^{-\xi}}\right)\right). \quad (6)$$

Найдем значение i_1^+ :

$$i_1^+ = i_1^\infty \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left(2 - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (7)$$

Определим i_2^- с учетом прохода до точки поворота ξ_t и обратно:

$$i_2^- = i_1^- \exp\left(\frac{4}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left((2 + e^{-\xi_t}) \sqrt{1-e^{-\xi_t}} - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (8)$$

Запишем выражение для интенсивности второго пучка на выходе из плазмы i_2^∞ :

$$i_2^\infty = i_2^+ \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta_{IB}}{\mu} \left(2 - (2 + e^{-\xi_{res}}) \sqrt{1-e^{-\xi_{res}}}\right)\right). \quad (9)$$

Запишем уравнения для перекачки по механизму СВЕТ без учета ОТП:

$$\mu \frac{di_1}{d\xi} = \Delta_{СВЕТ} \frac{e^{-\xi}}{1-e^{-\xi}} \frac{P_{res}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2, \quad (10)$$

$$\mu \frac{di_2}{d\xi} = \Delta_{\text{СВЕТ}} \frac{e^{-\xi}}{1 - e^{-\xi}} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} i_1 i_2. \quad (11)$$

Система уравнений (10)–(11) имеет очевидный интеграл:

$$i_1 - i_2 = \text{const}. \quad (12)$$

Решение системы уравнений (10)–(11) можно представить в следующем виде:

$$\frac{i_1^-}{i_1^+} = \frac{i_2^+ - i_1^+}{i_2^+ \exp\left(-\left(i_2^+ - i_1^+\right)Q(\xi)\right) - i_1^+}, \quad (13)$$

$$\frac{i_2^-}{i_2^+} = \frac{i_2^+ - i_1^+}{i_2^+ - i_1^+ \exp\left(\left(i_2^+ - i_1^+\right)Q(\xi)\right)}, \quad (14)$$

где величину Q в приближении точечного резонанса можно представить в следующем виде:

$$Q \approx -\frac{\Delta_{\text{СВЕТ}}}{\mu} \frac{e^{-\xi_{\text{res}}}}{1 - e^{-\xi_{\text{res}}}} \int_0^{\infty} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} d\xi. \quad (15)$$

Для оценки интеграла в выражении (15) воспользуемся приближением, представленным в работе [5]:

$$\int_0^{\infty} \frac{P_{\text{res}}(\eta(\xi))}{\gamma_s} d\xi \approx \frac{\pi}{2} \left| \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{\text{res}}}^{-1}. \quad (16)$$

Необходимо учесть, что в выражениях (13–14) значение i_2^+ неизвестно, поэтому выразим величину i_2^+ через i_2^- , воспользовавшись условием сохранения потока лазерного излучения (12):

$$i_2^+ = i_2^- - i_1^- + i_1^+. \quad (17)$$

Подставив выражение (17) в уравнение (13), после некоторых алгебраических преобразований получим трансцендентное уравнение относительно i_1^- :

$$i_1^- \left(i_2^- + i_1^+ - i_1^- \right) \exp\left(Q\left(i_1^- - i_2^-\right)\right) - i_1^+ i_2^- = 0. \quad (18)$$

Уравнение (18) может быть решено численно. Однако при этом необходимо осуществлять отбор нужного корня, путем подстановки получившихся корней уравнения (18) в выражение (13). Далее значение i_2^+ легко находится по формуле (17).

Коэффициент отражения лазерного излучения с учетом эффекта СВЕТ $R_{\text{IB+СВЕТ}}$ определяется следующим образом:

$$R_{\text{IB+СВЕТ}} = \frac{i_2^{\infty}}{i_1^{\infty}}. \quad (19)$$

Коэффициент отражения без учета СВЕТ R_{IB} также можно найти с помощью выражения (19) если положить, что $i_1^- = i_1^+$ в формуле (8) и $i_2^- = i_2^+$ в формуле (9).

Теперь осталось найти положение на автомодельном профиле точки резонанса ξ_{res} и величину

$\left| \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{\text{res}}}$. Данному вопросу посвящен следующий раздел работы.

Определение положения точки резонанса

При распространении в нестационарной плазме электромагнитное излучение испытывает сдвиг частоты $\Delta\omega$, связанный с изменением времени пролета t_f луча света по траектории между точками с координатами z_1 и z_2 [4]:

$$\Delta\omega = -\omega_L \left(\frac{\partial \tau_f}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_2}^{z_1} |k_z| dz = -\frac{\omega_L}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_2}^{z_1} \sqrt{\mu^2 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}} dz, \quad (20)$$

где ω_{pl} – локальная плазменная частота, k_z – z -компонента волнового вектора k_L .

Перейдем теперь к автомодельной задаче и переменной ξ . В этом случае выражение для $|k_z|$ принимает следующий вид:

$$|k_z| = k_L \left[\mu^2 - e^{-\xi} \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Будем обозначать сдвиг частоты для падающего излучения нижним индексом «1». Интеграл (20) надо в этом случае вычислять в пределах от $\xi_{c_T} t$ до ∞ :

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega_L} = \frac{c_T}{2c} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\xi' e^{-\xi'} d\xi'}{\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi'}}}. \quad (22)$$

Интеграл в выражении (22) берется аналитически:

$$\frac{1}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\xi' e^{-\xi'} d\xi'}{\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi'}}} = -(2 + \xi) \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + |\mu| \xi + 2|\mu| \ln \left(|\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|). \quad (23)$$

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 $V(\xi) = (1 + \xi)c_T$, что приводит к следующему выражению:

$$\frac{\Delta\omega_1 + |k_z|V}{k_L c_T} = |\mu| \xi - \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + 2|\mu| \ln \left(|\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|). \quad (24)$$

Рассмотрим теперь сдвиг частоты отраженного лазерного излучения (индекс 2). Интеграл (22) надо теперь вычислять в пределах от точки поворота ξ_t до ξ . Переменным теперь является верхний предел. Дифференцируя и добавляя сдвиг частоты на траектории падения, а также сдвиг частоты [4] при отражении от движущейся со скоростью $V_t = \xi c_T$ точки поворота, получаем:

$$\frac{\Delta\omega_2 - |k_z|V}{k_L c_T} = \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} - |\mu| \xi + 2|\mu| (1 - \ln 2|\mu|) - 4|\mu| \ln |\mu| - 2|\mu| \ln \left(|\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right). \quad (25)$$

Теперь запишем выражение для аргумента резонансной функции $\eta(\xi)$:

$$\eta(\xi) = \frac{\Delta\omega_1 + |k_z|V - (\Delta\omega_2 - |k_z|V)}{\omega_s}, \quad (26)$$

где ω_s – частота ионно звуковой волны, возбуждаемой пересекающимися пучками и определяемая следующим выражением:

$$\omega_s \approx 2k_L c_T \mu \sqrt{1 - e^{-\xi}}. \quad (27)$$

Подставив формулы (24), (25) и (27) в уравнение (26) получим окончательное выражение для $\eta(\xi)$:

$$\eta(\xi) = \frac{|\mu| \xi - \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} + 2|\mu| \ln \left(|\mu| + \sqrt{\mu^2 - e^{-\xi}} \right) + 4|\mu| \ln |\mu|}{\mu \sqrt{1 - e^{-\xi}}}. \quad (28)$$

Важное замечание: в рамках данной работы мы рассматриваем только перекачку из падающего излучения в отраженное. Этому соответствует условие резонанса $\eta(\xi) = 1$.

Положение точки трехволнового резонанса на автомодельном профиле может быть найдено путем численного решения уравнения (28) при подстановке значения $\eta = 1$.

Значение производной функции $\eta(\xi)$ в точке резонанса можно представить в следующем виде:

$$\left. \frac{d\eta(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_{res}} = \frac{1}{2\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}} \left(\frac{2\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}{\mu\sqrt{\mu^2 - e^{-\xi_{res}}}} - \frac{e^{-\xi_{res}}}{\sqrt{1 - e^{-\xi_{res}}}} \right). \quad (29)$$

Таким образом получены все необходимые выражения для расчета $R_{IB+СВЕТ}$. Решение системы уравнений (17, 18) может быть получено, например, при помощи метода последовательных итераций. При этом на первом шаге учитывается только влияние ОТП и рассчитывается коэффициент $Q(1)$ и значение R_{IB} . Затем на каждой последующей j -ой итерации подставляется значение $Q(j - 1)$ и рассчитывается значение $R_{IB+СВЕТ}(j)$.

Результаты расчетов

На рис. 2 представлена зависимость ξ_{res} координаты точки трехволнового резонанса от угла падения θ .

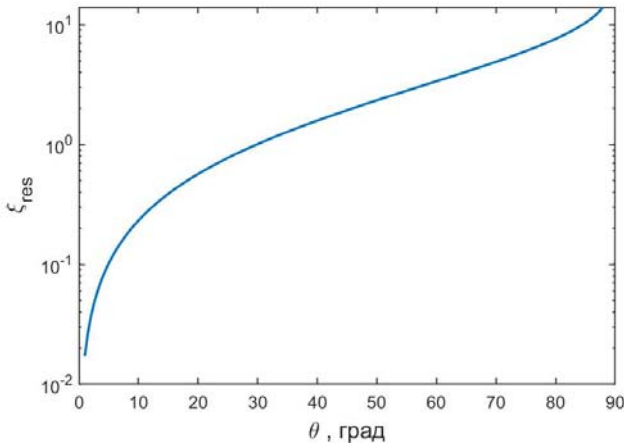


Рис. 2. Зависимость ξ_{res} от θ

Как видно из рис. 2, в рамках рассматриваемой автомодельной задачи при нормальном падении точка резонанса лежит на критической поверхности. Строго говоря, используемая физико-математическая модель не может корректно описать данный случай, поэтому мы ограничимся углами близкими к нормали. Примечательно также, что положение точки резонанса на автомодельном профиле зависит только от угла θ , а не от параметров лазерного излучения и плазменной короны.

Расчеты проводились для плазмы состоящей в равных долях из ионов углерода и водорода ($A = 6,5$). При этом плазма считалась полностью ионизованной ($Z = 3,5$, $\langle Z^2 \rangle = 18,5$). Расчеты проводились для второй третьей гармоник неодимового лазера. Также отдельно рассматривались случаи s- и p-поляризованного излучения. В первом случае направления поляризации падающего и отраженного пучков задавались одинаковыми ($\cos^2\theta_p = 1$), а во втором они зависели от угла падения ($\cos^2\theta_p = \cos^2 2\theta$). В качестве примера на рис. 3 представлены зависимости $R_{СВЕТ+IB}$ в случаях s- и p-поляризации и R_{IB} от угла θ при интенсивности лазерного пучка $I_L = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $T_e = 3$ кэВ, $t = 0,5$ нс. Здесь нужно уточнить, что электронная температура в плазменной короне в случае многоканальной лазерной установки определяется суммарной мощностью всех пучков. Поэтому в рамках данной работы мы рассматриваем I_L и T_e как независимые параметры.

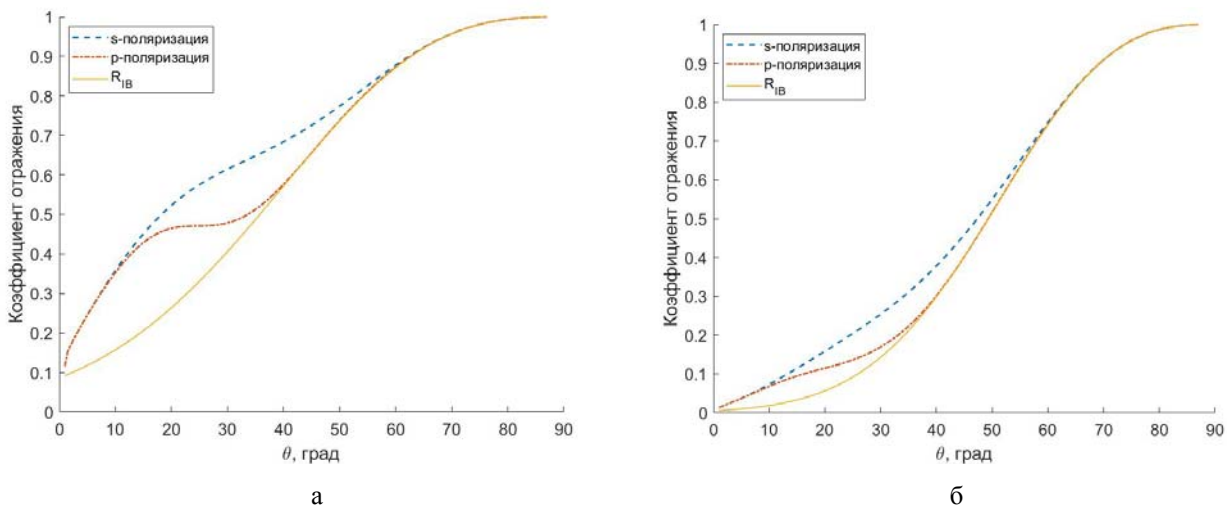


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения от θ при $I_L = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $T_e = 3$ кэВ, $t = 0,5$ нс: а – вторая гармоника, б – третья гармоника

Как видно на рис. 3, учет эффекта СВЕТ приводит к существенному росту коэффициента отражения. Наиболее сильно эффект СВЕТ проявляется для s-поляризованного излучения. В случае р-поляризованного излучения эффект СВЕТ не оказывает существенного влияния на коэффициент отражения при углах больше 40° и его вклад стремится к нулю при $\theta = 45^\circ$. Также наблюдается уменьшение коэффициента отражения с уменьшением длины волны лазерного излучения, что обусловлено усилением ОТП и уменьшением инкремента $\Delta_{\text{СВЕТ}}$.

Также рассмотрим случай более мощного лазерного источника и протяженной плазменной короны. В качестве примера на рис. 4 представлены зависимости $R_{\text{СВЕТ}+IB}$ в случаях s- и р-поляризации и R_{IB} от угла θ при интенсивности лазерного пучка $I_L = 1 \cdot 10^{15}$ Вт/см², $T_e = 5$ кэВ, $t = 1$ нс.

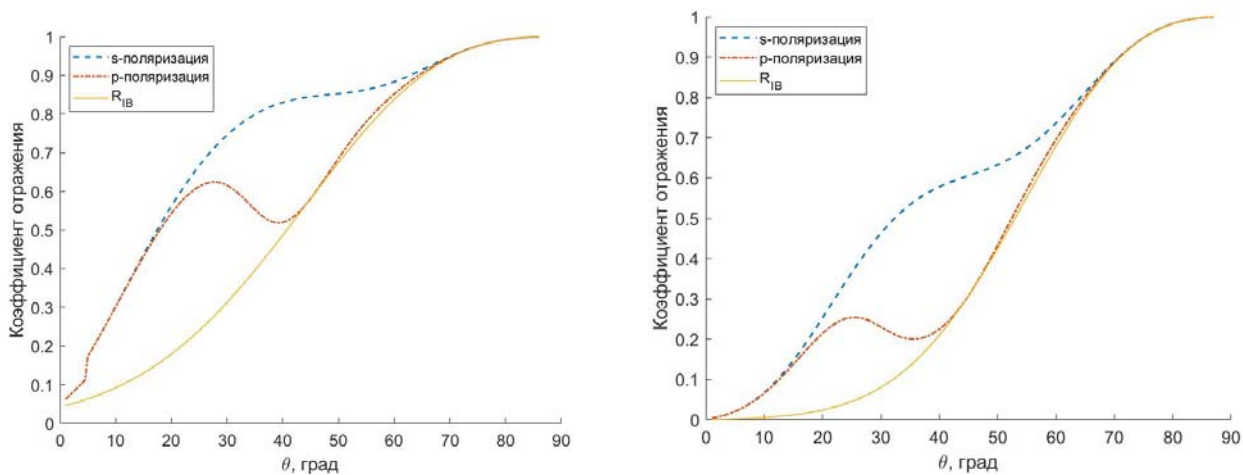


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения от θ при $I_L = 1 \cdot 10^{15}$ Вт/см², $T_e = 5$ кэВ, $t = 1$ нс: а – вторая гармоника, б – третья гармоника

Как видно на рис. 4, увеличения интенсивности лазерного пучка приводит к значительному росту коэффициентов отражения для обеих поляризаций. Как и на рис. 3 эффект СВЕТ проявляется в случае s-поляризованного излучения.

Заключение

Разработана упрощенная физико-математическая модель, позволяющая найти коэффициент отражения излучения одного лазерного пучка с учетом эффекта СВЕТ для плоских мишеней с использованием приближения одномерной автомодельной изотермической волны разрежения при различных углах падения. Рассмотрены случаи s- и p- поляризованного излучения.

В качестве примера приведено сравнение коэффициентов отражения $R_{\text{СВЕТ+IB}}$ (с учетом эффекта СВЕТ) и R_{IB} (без учета эффекта СВЕТ) для второй и третьей гармоник неодимового лазера при интенсивностях в одном пучке $I_L = 2 \cdot 10^{14}$ и $I_L = 1 \cdot 10^{15}$, характерных для режимов искрового и ударного зажигания.

Согласно результатам расчетов эффект СВЕТ может приводить к существенному росту коэффициента отражения, особенно в случае s-поляризованного излучения для углов падения до 50° . В случае p-поляризованного излучения эффект СВЕТ оказывается малым при углах падения больше 40° . При этом переход от второй к третьей гармонике неодимового лазера способствует уменьшению коэффициента отражения за счет роста поглощения по обратному тормозному механизму и уменьшения уровня перекачки по механизму СВЕТ. Увеличение интенсивности лазерного пучка в свою очередь приводит к росту коэффициента отражения.

Список литературы

1. Igumenshchev I. V. et al. Crossed-Beam Energy Transfer in implosion experiments on OMEGA // *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17, 122708.
2. Igumenshchev I. V. et al. Crossed-Beam Energy Transfer in direct-drive implosions // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, 056314.
3. Michel P. et al. Saturation of multi-laser beams laser-plasma instabilities from stochastic ion heating // *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, 056308.
4. Dewandre T., Albritton J., Williams E. Doppler shift of laser light reflected from expanding plasmas // *Physics of Fluids*. 1981. Vol. 24, N. 3. P. 528–534.
5. Randall C. J., Albritton J. R., Thomson J. J. Theory and simulation of stimulated Brillouin scatter excited by nonabsorbed light in laser fusion systems // *Physics of Fluids*. 1981. Vol. 24, N. 8, P. 1474–1484.
6. Manheimer W. N., Colombant D. G., Gardner J. H. Steadystate planar ablative flow // *Physics of Fluids*. 1982. Vol. 25, N. 9, P. 1644–1652.
7. Marion D. J. Y. et al. Modeling crossed-beam energy transfer for inertial confinement fusion // *Physics of Plasmas*. 2016. Vol. 23, 052705.