

УДК 533.9

УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СЛОЕМ ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНОГО ГАЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. Т. В. Мамонтова^а, С. А. Урюпин^{а, *}^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 18.11.2024 г.

Принята к публикации 19.11.2024 г.

Изучено взаимодействие циркулярно поляризованной электромагнитной волны со слоем фотоионизированной плазмы инертного газа, находящегося в магнитном поле. Дан детальный анализ коэффициентов отражения и прохождения волны в условиях, когда частота волны совпадает с циклотронной частотой фотоэлектронов. Выявлена возможность сильного увеличения коэффициентов отражения и прохождения при отрицательных малых по абсолютной величине значениях мнимой части диэлектрической проницаемости фотоионизированной плазмы. Показано, что в слое фотоионизированной плазмы, полученной в процессе быстрой многофотонной ионизации атомов ксенона при атмосферном давлении, существует возможность усиления напряженности поля терагерцового излучения более чем на два порядка.

Ключевые слова: фотоионизированная плазма, магнитное поле, терагерцовое излучение

DOI: 10.31857/S0367292124120098 **EDN:** EEMBAE

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск новых возможностей усиления терагерцового (ТГц) излучения по-прежнему остается актуальным направлением исследований в физике плазмы (см., например, [1–5]). В последнее время значительное внимание уделяется изучению генерации ТГц-импульсов при воздействии на плазму интенсивного лазерного излучения [6–8]. Ряд работ посвящен генерации ТГц-излучения при ионизации атомов в поле лазерного излучения умеренной интенсивности (см., например, [9–12]). При небольших плотностях потоков электромагнитного излучения, перспективным объектом для реализации усиления ТГц-излучения является фотоионизированная плазма, в которой распределение электронов по скоростям может сильно отличаться от равновесного максвелловского (см., например, [13–18]). Неравновесность распределения фотоэлектронов и наличие эффекта Рамзауэра–Таундсена [19, 20] позволили выявить возможность усиления ТГц-излучения в фотоионизированной плазме, образованной при

туннельной [21, 22] и многофотонной [23–27] ионизации атомов инертного газа. В частности, в [23] описано усиление ТГц-импульса, распространяющегося по каналу фотоионизированной плазмы вслед за лазерным импульсом, ионизирующим атомы инертного газа при поглощении нескольких фотонов. Аналогичный режим усиления описан в [26, 27], когда лазерный и ТГц-импульсы распространяются вдоль магнитного поля. Усиление прошедшего и отраженного ТГц-импульсов слоем фотоионизированной плазмы, образованной в режиме туннельной ионизации атомов инертного газа, исследовано в работе [22].

В дополнение к описанным ранее условиям усиления ТГц-излучения в настоящем сообщении рассмотрено взаимодействие ТГц-излучения со слоем фотоионизированной плазмы, образованной при многофотонной ионизации инертного газа и находящейся в магнитном поле, ортогональном поверхности слоя. Получены общие выражения для коэффициентов отражения R и прохождения T . В условиях циклотронного резонанса дан анализ выражений для R и T при различных

соотношениях между плазменной, циклотронной и эффективной частотой столкновений электронов с нейтральными атомами. Наибольшие значения R и T реализуются при отрицательных малых по абсолютной величине значениях ϵ'' — мнимой части диэлектрической проницаемости фотоионизированной плазмы. Установлено, что при таких ϵ'' максимумы R и T реализуются при толщинах слоя кратных нечетному числу половолн, воздействующего излучения. Численные расчеты R и T , выполненные для слоя фотоионизированной плазмы, образованной при воздействии ионизирующего излучения с длиной волны 0.43 мкм на Хе при атмосферном давлении, показали возможность увеличения отраженного и прошедшего излучения более, чем на два порядка.

2. ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ НА СЛОЙ ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим слой слабоионизированной плазмы, образованной в результате многофотонной ионизации атомов инертного газа. Режим многофотонной ионизации реализуется при интенсивности ионизирующего излучения $\sim 10^{12} - 10^{14}$ Вт/см². При воздействии фемтосекундного импульса лазерного излучения такой интенсивности на инертный газ при атмосферном давлении степень ионизации газа относительно мала, а эффективная частота столкновений фотоэлектронов в основном определяется их рассеянием на нейтральных атомах. При этом по истечении времени

свободного пробега фотоэлектронов, образовавшееся при ионизации атомов распределение фотоэлектронов можно аппроксимировать изотропной дельтаобразной функцией вида $f_0(v) = n(4\pi v_0^2)^{-1} \delta(v - v_0)$, где n — плотность фотоэлектронов, v_0 — приобретенная в процессе ионизации скорость фотоэлектронов [24, 28]. Скорость v_0 отвечает энергии фотоэлектронов после поглощения минимального числа фотонов ионизирующего излучения необходимого для преодоления порога ионизации. Дельтаобразное распределение фотоэлектронов по скоростям сохраняет свой вид до момента времени релаксации к максвелловскому распределению из-за столкновений фотоэлектронов между собой или неупругих столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами.

Изучим воздействие циркулярно поляризованной электромагнитной волны на слой фотоионизированной плазмы, имеющей указанное выше распределение фотоэлектронов. Примем, что постоянное магнитное поле ортогонально поверхности слоя плазмы, а волна распространяется вдоль магнитного поля $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ (рис. 1). Электрическое поле падающей на слой электромагнитной волны представим в виде

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = (E_0 / \sqrt{8})(1, i, 0) \exp[-i\omega(t - z/c)] + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где ω — частота волны, c — скорость света. Проникающее в плазму поле небольшой напряженности вида $(1/2)\mathbf{E} \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$, где $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$ —

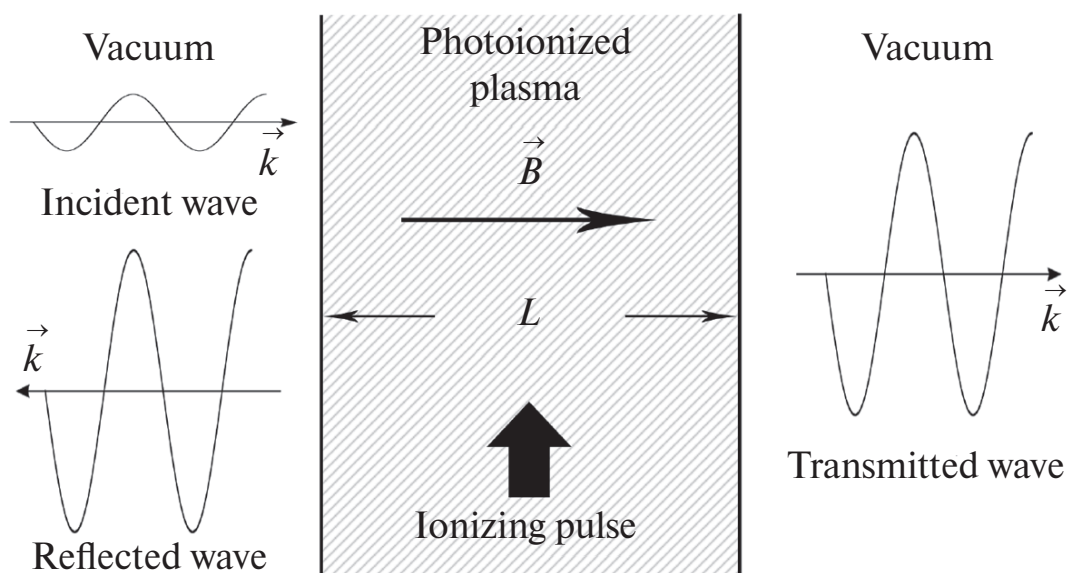


Рис. 1. Взаимодействие электромагнитной волны со слоем фотоионизированной плазмы.

напряженность электрического поля в слое плазмы, порождает малые отклонения функции распределения фотоэлектронов $(1/2)\delta f \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$ от исходной функции распределения $f_0(v)$. Для нахождения малой поправки δf воспользуемся кинетическим уравнением вида

$$-i(\omega + iv(v))\delta f + \Omega \frac{\partial \delta f}{\partial \phi} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}. \quad (2)$$

Здесь ϕ – азимутальный угол, $\Omega = -eB/mc$ – циклотронная частота, $\Omega > 0$, e и m – заряд и масса электрона, $v(v) = N\sigma_{tr}(v)v$ – частота упругих столкновений фотоэлектронов с атомами инертного газа, N – концентрация нейтральных атомов, $\sigma_{tr}(v)$ – транспортное сечение рассеяния. Уравнение (2) записано в предположении, что изменением δf в пространстве можно пренебречь. Используя условие периодичности поправки к функции распределения $\delta f(\phi) = \delta f(\phi + 2\pi)$, представим решение уравнения (2) в виде

$$\delta f = \frac{-e}{m\Omega} \int_{-\infty}^{\phi} d\phi' \left(\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \right)_{\phi'} \times \exp \left[-\frac{i}{\Omega} (\omega + iv(v))(\phi' - \phi) \right]. \quad (3)$$

Поправка к функции распределения позволяет найти плотность тока $(1/2)\mathbf{j} \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$ При рассмотрении воздействия циркулярно поляризованной волны удобно воспользоваться уравнением для функции $E_p = (1/\sqrt{2})(E_x - iE_y)$. Вид уравнения для такой функции зависит от вида плотности тока $j_p = (1/\sqrt{2})(j_x - ij_y)$, где β – компонента плотности тока равна $j_\beta = e \int d\mathbf{v} v_\beta \delta f = \sigma_{\beta\gamma} E_\gamma$. При этом для компонент тензора проводимости имеют место соотношения $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$. С учетом этих соотношений имеем $j_p = \sigma E_p = (\sigma_{xx} + i\sigma_{xy}) E_p$. Далее, используя выражение (3) для поправки к функции распределения, находим проводимость

$$\sigma = \frac{i}{4\pi} \frac{\omega_L^2}{\omega - \Omega + iv_0} \left[1 - i \frac{\alpha}{3} \frac{v_0}{\omega - \Omega + iv_0} \right], \quad (4)$$

где $\omega_L = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ – плазменная частота электронов, $v_0 \equiv v(v_0)$, $\alpha = \partial \ln v / \partial \ln v_0$ – величина, определяемая средней энергией фотоэлектронов и видом зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии. Сечение упругого рассеяния электронов $\sigma_{tr}(v)$ на атомах инертных газов имеет минимум в области энергий

меньших 1 эВ [19, 20], а в области больших энергий имеет положительную производную. Поскольку после процесса многофотонной ионизации средняя энергия фотоэлектронов обычно больше эВ, то в плазме, образованной при многофотонной ионизации инертных газов, параметр α принимает положительные значения. Зная плотность тока, из уравнений Максвелла можно записать уравнение для определения напряженности электрического поля в слое. Такое уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 E_p}{dz^2} + k^2 \epsilon E_p = 0, \quad (5)$$

где $k = \omega/c$ и $\epsilon = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$ – диэлектрическая проницаемость.

Решение уравнения (5) в слое фотоионизированной плазмы $0 < z < L$ представим в виде

$$E_p = E_1 \exp[ik\sqrt{\epsilon}(z-L)] + E_2 \exp[-ik\sqrt{\epsilon}(z-L)]. \quad (6)$$

В области $z < 0$ электрическое поле равно сумме полей падающей и отраженной волн, т. е.

$$E_p = E_0 \exp(ikz) + RE_0 \exp(-ikz), \quad (7)$$

где R – коэффициент отражения. В свою очередь, в области $z > L$ вид $E_p(z)$ отвечает полю прошедшей волны

$$E_p = TE_0 \exp[ik(z-L)], \quad (8)$$

где T – коэффициент прохождения. Учитывая связь магнитного и электрического полей

$$B_p = (1/\sqrt{2})(B_x - iB_y) = (-c/\omega) dE_p/dz$$

и равенство тангенциальных компонент полей на границах слоя $z = 0$ и $z = L$, для E_1 и E_2 имеем

$$E_1 = E_0 D(\sqrt{\epsilon} + 1), E_2 = E_0 D(\sqrt{\epsilon} - 1), \quad (9)$$

где использовано обозначение

$$D = \left[2\sqrt{\epsilon} \cos(k\sqrt{\epsilon}L) - i(\epsilon + 1) \sin(k\sqrt{\epsilon}L) \right]^{-1}. \quad (10)$$

При этом коэффициенты отражения и прохождения имеют вид

$$R = i(\epsilon - 1) D \sin(k\sqrt{\epsilon}L), \quad (11)$$

$$T = 2D\sqrt{\epsilon}. \quad (12)$$

3. АНАЛИЗ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ

Влияние магнитного поля на взаимодействие монохроматической волны со слоем фотоионизированной плазмы наиболее ярко проявляется в условиях, когда частота волны совпадает с циклотронной частотой электронов $\omega = \Omega$. В этом случае диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon = 1 + i \frac{\omega_L^2}{v\Omega} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \equiv 1 + i\epsilon'' \quad (13)$$

Выражение (13) позволяет проанализировать коэффициенты R (11) и T (12) в пределе малых и больших $|\epsilon''|$. Сначала рассмотрим случай, когда $|\epsilon''| \ll 1$. С точностью до кубических по $|\epsilon''|$ членов разложения приближенно имеем

$$\begin{aligned} kL\sqrt{1+i\epsilon''} &\simeq \\ \simeq \frac{\Omega}{c} L \left(1 + i\frac{\epsilon''}{2} + \frac{1}{8}\epsilon''^2 - \frac{i}{16}\epsilon''^3\right) &\equiv \quad (14) \\ \equiv \mathcal{L}' + i\mathcal{L}'', \end{aligned}$$

$$\frac{1+\epsilon}{2\sqrt{\epsilon}} \simeq 1 - \frac{1}{8}\epsilon''^2 - \frac{i}{8}\epsilon''^3. \quad (15)$$

Учитывая соотношения (14), (15), для коэффициентов R (11) и T (12) находим

$$R \simeq \frac{i}{2}\epsilon'' T \sinh(i\mathcal{L}' - \mathcal{L}''), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} T \simeq e^{i\mathcal{L}' - \mathcal{L}''} \left[1 - \frac{1}{8}\epsilon''^2 + \frac{\epsilon''^2}{16} e^{-2\mathcal{L}'' + 2i\mathcal{L}'} + \right. \\ \left. + \frac{i}{16}\epsilon''^3 (e^{2i\mathcal{L}' - 2\mathcal{L}''} - 1) \right]^{-1}. \quad (17) \end{aligned}$$

Если $\epsilon'' > 0$, то $\mathcal{L}'' > 0$ и вместо (16), (17) имеем более простые выражения:

$$R \simeq -\frac{i}{4}\epsilon'' (1 - e^{-2\mathcal{L}'' + 2i\mathcal{L}'}), \quad T \simeq e^{i\mathcal{L}' - \mathcal{L}''}, \quad (18)$$

из которых видно, что $|T|$ меньше единицы, а $|R|$ много меньше единицы. Заметная часть энергии электромагнитной волны поглощается в слое. При этом для коэффициента поглощения имеем

$$A = 1 - |R|^2 - |T|^2 \approx 1 - e^{-2\mathcal{L}''}. \quad (19)$$

Более интересен случай, когда $\epsilon'' < 0$ и $\mathcal{L}'' < 0$. В этом случае возможно значительное усиление прошедшего и отраженного излучения. Последнее просто усмотреть из вида R и T при толщине слоя

$$2\frac{\Omega}{c}L \simeq 2\mathcal{L}' = \pi(2n+1), \quad n = 0, 1, \dots \quad (20)$$

Для таких значений толщины слоя $|R|$ и $|T|$ имеют вид

$$|R| \simeq \frac{|\epsilon''|}{2} |T| \cosh \mathcal{L}'', \quad (21)$$

$$\begin{aligned} |T| \simeq e^{|\mathcal{L}''|} \left\{ \left[1 - \frac{1}{8}\epsilon''^2 - \frac{\epsilon''^2}{16} e^{2|\mathcal{L}''|} \right]^2 + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon''^6}{16} (e^{2|\mathcal{L}''|} + 1)^2 \right\}^{-1/2}. \quad (22) \end{aligned}$$

Соотношение (20) определяет дискретный набор толщин L_n , либо циклотронных частот Ω_n , при которых реализуются локальные максимумы $|R|$ и $|T|$. При этом значение L_n или Ω_n , при котором $|R|$ и $|T|$ максимальны, находится из соотношения $|\mathcal{L}''| \simeq \ln(4|\epsilon''|^{-1})$. При выполнении условия $|\mathcal{L}''| \simeq \ln(4|\epsilon''|^{-1})$ из (21) и (22) приближенно имеем $|R| \simeq |T| \simeq |\epsilon''|^{-2}$. Поскольку $|R|$ и $|T|$ при толщинах слоя, удовлетворяющих условиям (20), могут принимать значения много большие единицы, то коэффициент поглощения отрицателен. То есть реализуются условия для усиления электромагнитной волны, когда энергия неравновесного распределения фотоэлектронов передается волне.

Второй случай, когда $|\epsilon''| \gg 1$ не столь интересен. Примем, что $-\epsilon'' \gg 1$. Тогда, из (11), (12) приближенно имеем

$$R = \frac{1}{2}\sqrt{i\epsilon''} (\cos \mathcal{L} \sinh \mathcal{L} + i \sin \mathcal{L} \cosh \mathcal{L}) T, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} T = \left[\cos \mathcal{L} \cosh \mathcal{L} + i \sin \mathcal{L} \sinh \mathcal{L} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2}\sqrt{i\epsilon''} (\cos \mathcal{L} \sinh \mathcal{L} + i \sin \mathcal{L} \cosh \mathcal{L}) \right]^{-1}, \quad (24) \end{aligned}$$

где $\mathcal{L} = kL\sqrt{-\epsilon''} / \sqrt{2}$ и $\sqrt{i\epsilon''} = (1-i)\sqrt{-\epsilon''} / \sqrt{2}$. Если толщина слоя удовлетворяет условию $\mathcal{L} = \pi n$, $n = 0.1, \dots$, то максимум $|T|$ достигается при

$$\coth \mathcal{L} = \sqrt{-\epsilon''} / \sqrt{8} \gg 1, \quad (25)$$

а величина $|T|$ относительно мала

$$|T| \approx \cosh^{-1} \mathcal{L} < 1. \quad (26)$$

Также при $\mathcal{L} = \pi n$, $n = 0.1, \dots$ и выполнении условия (25) для $|R|$ имеем $|R| = \sqrt{2}$.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ

Приведем результаты численных расчетов коэффициентов отражения и прохождения при взаимодействии пробного ТГц-излучения со слоем фотоионизированной плазмы.

Примем, что фотоионизированная плазма образована при воздействии фемтосекундного лазерного импульса с несущей частотой $\omega_0 = 4.7 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ на ксенон при атмосферном давлении, когда концентрация атомов Хе составляет $N = 2.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях энергия фотоэлектронов $\epsilon = 2.87 \text{ эВ}$, их скорость $v_0 = 10^8 \text{ см/с}$, транспортное сечение рассеяния электронов на атомах Хе $\sigma_{tr}(v_0) = 1.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ и параметр $\alpha = 4.47$. Степень ионизации газа β зависит от плотности потока энергии ионизирующего излучения и длительности лазерного импульса.

Далее считаем $\beta = 10^{-4}$ и для концентрации фотоэлектронов имеем $n = 2.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом плазменная частота электронов $\omega_L = 2.8 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, частота их упругих столкновений с атомами Хе $\nu = N\sigma_{tr}(v_0)v_0 = 3.8 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} = 4\pi n e^4 \Lambda / m^2 v_0^3 = 1.3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, где $\Lambda = \ln(2\pi n v_0^3 / \omega_L^3) \approx 6.6$ — кулоновский логарифм. Образовавшееся после фотоионизации распределение фотоэлектронов по скоростям становится изотропным по истечении времени $\sim 1/\nu = 0.26 \text{ пс}$. Изотропная функция распределения по энергии близка к дельта-образной на временах меньших обратной

частоты электрон-электронных столкновений $\sim 1/\nu_{ee} = 76 \text{ пс}$.

Нас интересуют условия, в которых пробное терагерцовое излучение воздействует на фотоионизированную плазму во временном интервале $0.26 \text{ эВ} < t < 76 \text{ эВ}$. Частоту излучения считаем равной циклотронной частоте $\omega = \Omega$. Сначала обсудим случай, когда $\omega = \Omega = 3\omega_L = 8.4 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, т. е. 1.3 ТГц. Такое соотношение частот имеет место при напряженности магнитного поля $B = 48 \text{ Тл}$. В этом случае $\epsilon'' = -0.12$. На рис. 2 приведено изменение модуля коэффициента отражения $|R|$ в зависимости от толщины слоя L измеряемой в единицах $c/\omega_L = 1.07 \times 10^{-2} \text{ см} = 107 \text{ мкм}$. Сплошная кривая отвечает коэффициенту рассчитанному по формуле (11), а штрихованная кривая отвечает приближенному выражению (16). Точками обозначены положения максимумов, полученные из (20) и (21). В диапазоне толщин слоя $15 < L\omega_L/c < 25$ имеет место существенное увеличение коэффициента отражения, а в точке, отвечающей наибольшему значению модуля коэффициента отражения, $|R| \approx 500$. При дальнейшем увеличении толщины слоя коэффициент отражения практически не изменяется. Отметим, что в приведенной области толщин приближенное решение близко к точному, а формулы (20) и (21) неплохо описывают положение максимумов коэффициента отражения.

На рис. 3 приведен модуль коэффициента прохождения $|T|$ в зависимости от толщины слоя L , также на частоте $\omega = \Omega = 3\omega_L$. Сплошная кри-

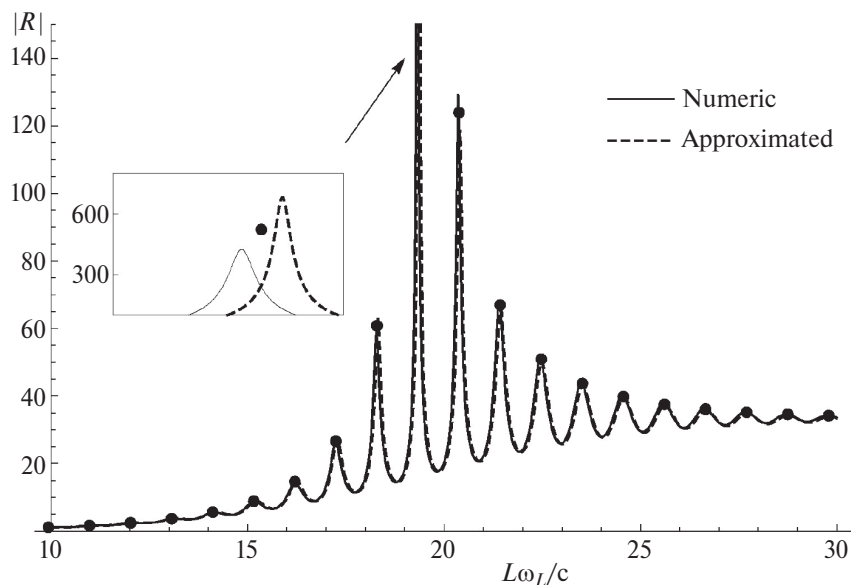


Рис. 2. Зависимость абсолютной величины коэффициента отражения от толщины слоя при $\epsilon'' = -0.12$.

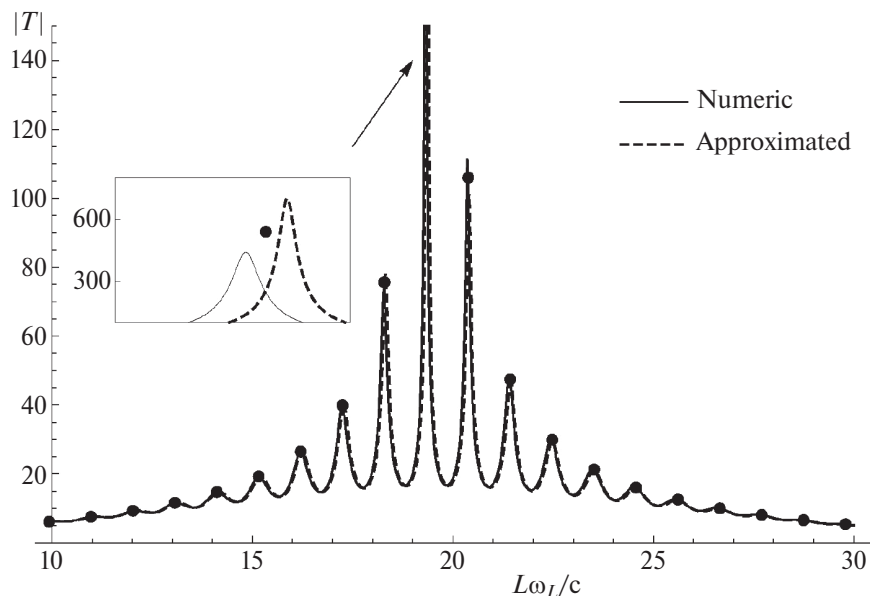


Рис. 3. Зависимость абсолютной величины коэффициента прохождения от ширины слоя при $\epsilon'' = -0.12$.

вая отвечает формуле (12), а штрихованная кривая — приближенной формуле (17). Точками обозначены положения максимумов, полученные из (20) и (22). Увеличение коэффициента прохождения наблюдается в том же диапазоне толщин слоя, что и для коэффициента отражения. Значения толщин слоя, при которых реализуются максимальные значения коэффициентов $|T|$ и $|R|$ совпадают. Дальнейшее увеличение толщины слоя приводит к уменьшению коэффициента прохождения до нуля. Так же как и для $|R|$, во всей области рассмотренных толщин приближенное выражение для $|T|$ слабо отличается от точного, а формулы (20) и (22) хорошо описывают положение максимумов $|T|$.

Рассмотрим еще один пример, когда фотоионизованная плазма образована при воздействии лазерного импульса с несущей частотой $\omega_0 = 1.8 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ также на ксенон при атмосферном давлении. При этом энергия фотоэлектронов, образованных при 11-фотонной ионизации атомов Хе, составляет $\epsilon = 0.72 \text{ эВ}$, их скорость $v_0 = 5 \times 10^7 \text{ см/с}$, транспортное сечение рассеяния $\sigma_{tr}(v_0) = 4 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ и параметр $\alpha = 6.77$. Степень ионизации, как и выше, положим равной $\beta = 10^{-4}$, когда $n = 2.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\omega_L = 2.8 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. В этих условиях частота упругих столкновений $\nu = N\sigma_{tr}(v_0)v_0 = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} = 0.9 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Изотропная функция распределения по энергии близка к дельта-образной на временах больших

$\sim 1/\nu = 0.2 \text{ пс}$, но меньших $\sim 1/\nu_{ee} = 108 \text{ пс}$. В этом временном интервале пробное излучение воздействует на фотоионизованную плазму в магнитном поле $B = 5.3 \text{ Тл}$. Частота излучения $\omega = \Omega = 0.35\omega_L = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, т. е. 0.15 ТГц . В этом случае $\epsilon'' = -2$. При таких параметрах плазмы и излучения зависимость $|R|$ от толщины слоя L представлена на рис. 4. Согласно рис. 4 коэффициент отражения имеет два слабо выраженных максимума, а значения абсолютной величины коэффициента отражения существенно меньше, чем в случае $|\epsilon''| \ll 1$. Видно, что приближенное выражение (23) пригодно лишь для грубой оценки коэффициента отражения.

Зависимость $|T|$ от толщины слоя L при $\epsilon'' = -2$ представлена на рис. 5. Коэффициент прохождения имеет один максимум, максимальное значение $|T|$ существенно меньше, чем в случае $|\epsilon''| \ll 1$. Полученные численно значения $|T|$ в несколько раз превышают значения, полученные из приближенного выражения (24).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные выше максимальные значения коэффициентов отражения и прохождения указывают на возможность значительного усиления ТГц излучения в слое замагниченной фотоионизованной плазмы. Вместе с тем реализовать столь большое усиление может быть не просто. Одной из причин понижения коэффициентов усиления может быть размытие границ слоя. Для приведен-

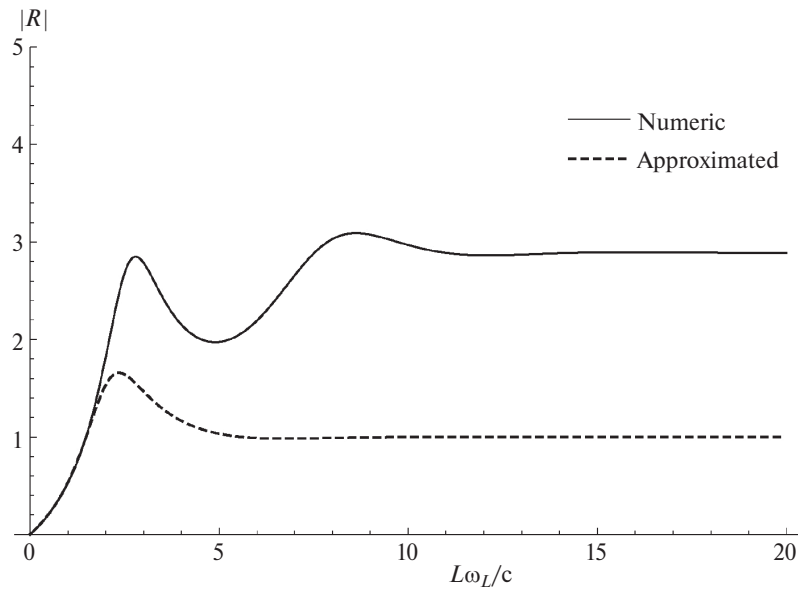


Рис. 4. Зависимость абсолютной величины коэффициента отражения от толщины слоя при $\epsilon'' = -2$.

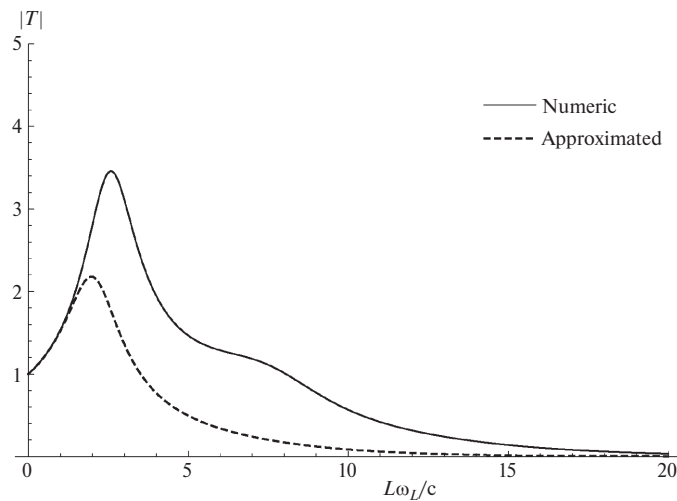


Рис. 5. Зависимость абсолютной величины коэффициента прохождения от толщины слоя при $\epsilon'' = -2$.

ных выше условий оптимальная толщина слоя ~ 0.2 см. В реальных условиях граница плазменного слоя размыта в основном из-за не резкой фокусировки ионизирующего излучения. Если из-за размытия границы неточность задания толщины слоя составляет $\Delta L \sim 4$ мкм, то отношение $\Delta L / L = 2 \times 10^{-3}$. Вследствие размытия границы условие (20) выполнено лишь приближенно. Отклонение толщины слоя от оптимального значения на 4 мкм, как видно из рисунков и численных расчетов, сопровождается уменьшением максимальных значений $|R|$ и $|T|$ примерно в 3 раза. Другая причина — разброс распределения фотоэлектронов по скоростям на величину Δv .

Например, в плазме, образованной при многофотонной ионизации ксенона, когда средняя энергия фотоэлектронов составляет $\epsilon = 2.87$ эВ, отношение $(\Delta v / v_0)^2 \approx 0.1$ [23].

Из-за уширения функции распределения изменяется эффективная частота столкновений, которая определяет ϵ'' (13) и \mathcal{L}' (14). Относительное изменение ϵ'' можно оценить как $\Delta \epsilon'' / \epsilon'' \sim \Delta v / v_0$. При этом относительное изменение оптимального значения \mathcal{L}' составляет $\Delta \mathcal{L}' / \mathcal{L}' \sim (1/4)(\epsilon'')^2 (\Delta v / v_0)$. Тогда при $\epsilon'' = 0.12$, $\Delta \mathcal{L}' / \mathcal{L}' \approx 1.1 \times 10^{-3}$ и уменьшение максимальных значений $|R|$ и $|T|$ сравнимо с уменьшением из-за размытия границ слоя.

Отметим еще одну особенность усиления излучения в условиях циклотронного резонанса. Для реализации усиления излучения с частотой около 1 ТГц напряженность магнитного поля должна составлять 50 Тл. Изменяя напряженность магнитного поля можно, как понижать, так и повышать частоту усиливаемого излучения. При этом нижняя граница диапазона усиливаемых частот определяется обратным временем существования неравновесного распределения фотоэлектронов. Для приведенных выше условий такая частота попадает в СВЧ-диапазон. Верхняя граница частот в магнитном поле напряженностью 1000 Т близка к границе дальнего инфракрасного диапазона. Есть ограничение и на величину напряженности усиленного поля. Выше считалось, что возмущения функции распределения фотоэлектронов малы. Это означает, что амплитуда скорости осцилляций электронов в усиливаемом поле должна быть малой по сравнению с характерной скоростью фотоэлектронов. Например, при энергии электронов ~ 1 эВ и частоте излучения ~ 1 ТГц плотность потока энергии усиленного излучения не превышает 3×10^7 Вт/см⁻².

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” № 24-1-4-3-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xie X., Xu J., Dai J., Zhang X.-C. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 141104.
2. Sorenson S.A., Moss C.D., Kauwe S.K., Bagley J.D., Johnson J.A. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 011106.
3. Xiao H., Wang S., Peng Y., Mittleman D.M., Zhao J., Jin Z., Zhu Y., Zhuang S. // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 013517.
4. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M., Smetanin I.V. // Plasma Phys. Rep. 2016. V. 42. P. 113.
5. Frolov A.A. // Plasma Phys. Rep. 2016. V. 42. P. 1111.
6. Tulskey V.A., Bagheri M., Saalman U., Popruzhenko S.V. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 053415.
7. Tailliez C., Davoine X., Debayle A., Gremillet L., Bergé L. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 174802.
8. Frolov A.A. // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 582.
9. Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 245002.
10. Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 035003.
11. Silaev A.A., Romanov A.A., Vvedenskii N.V. // Optical Lett. 2020. V. 45. P. 4527.
12. Gao M., Xu X., Lou J., Wang R., Zhang Z., Wen Z., Chang C., Huang Y. // Phys. Rev. Res. 2023. V. 5. P. 023091.
13. Agostini P., Fabre F., Mainfray G., Petite G., Rahman N.K. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1127.
14. Delone N.B., Krainov V.P. Multiphoton processes in atoms. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
15. Marchenko T., Muller H.G., Schafer K.J., Vrakking M.J.J. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys. 2010. V. 43. P. 185001.
16. Korneev P.A., Popruzhenko S.V., Goreslavski S.P., Yan T.-M., Bauer D., Becker W., M. Kübel, Kling M.F., Rodel C., Wunsche M., Paulus G.G. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 223601.
17. Sharma A., Slipchenko M.N., Shneider M.N., Wang X., Rahman K.A., Shashurin A. // Sci. Reps. 2018. V. 8. P. 2874.
18. Zhang L., Miao Z., Zheng W., Zhong X., Wu C. // Chemical Phys. 2019. V. 523. P. 52.
19. Townsend J., Bailey V. // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1921. V. 42. P. 873.
20. Ramsauer C. // Annalen der Physik. 1921. V. 369. P. 513.
21. Vagin K.Y., Uryupin S.A. // JETP. 2010. V. 111. P. 670.
22. Vagin K.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. P. 674.
23. Bogatskaya A.V., Popov A.M. // JETP Lett. 2013. V. 97. P. 388.
24. Vagin K.Y., Mamontova T.V., Uryupin S.A. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 045203.
25. Vagin K.Y., Mamontova T.V., Uryupin S.A. // JETP. 2022. V. 135. P. 789.
26. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. // J. Opt. Soc. Am. B. 2022. V. 39. P. 299.
27. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. P. 095009.
28. Vagin K.Y., Mamontova T.V., Uryupin S.A. // Phys. Rev. A. 2020. V. 102. P. 023105.

RADIATION AMPLIFICATION BY PHOTOIONIZED INERT GAS PLASMA LAYER IN A MAGNETIC FIELD

T. V. Mamontova^a and S. A. Uryupin^{a, *}

^aLebedev Physical Institute, Russian Academy of Science, Moscow, 119334 Russia

**e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru*

The interaction of a circularly polarized electromagnetic wave with a layer of photoionized inert gas plasma in the magnetic field has been studied. A detailed analysis of the reflection and transmission coefficients of the wave under conditions where the wave frequency is the same as the photoelectron cyclotron frequency is given. The possibility of a strong increase in the reflection and transmission coefficients, when negative small absolute values of the imaginary part of the photoionized plasma dielectric permittivity are released, has been revealed. It is shown that in the photoionized plasma layer obtained in the process of fast multiphoton ionization of xenon atoms at atmospheric pressure, there is a possibility of increasing the field strength of terahertz radiation by more than two orders of magnitude.

Keywords: photoionized plasma, magnetic field, terahertz radiation