совпадает с отношением сигнал/шум на выходе оптимального корреляционного приемника, синтезированного для детерминированного сигнала. Чувствительность оптического датчика с гармонической накачкой при увеличении ее мощности P_0 приближается к потенциальной, определяемой тепловыми шумами механической системы. Это свидетельствует о частичной (при $P_0 \to \infty$ — полной) компенсации избыточных шумов оптического преобразователя при оптимальном «спектральном» алгоритме обработки (8) выходного сигнала. Коэффициент усиления («сжатия») вырожденного параметрического усилителя 2 (см. рис. 1)

$$\dot{g}(j\omega) = [M_e(\omega_\mu^2 - \omega^2 + 2\alpha\omega j)/(2A_0k)]^{1/2}$$

зависит в общем случае от частоты (через импеданс механической системы), но не зависит от формы и момента прихода полезного сигнала $F_s(t-t_v)$. Это позволяет применить оптимальный алгоритм (8), основанный на формировании гауссовского процесса $Y_\Delta(t)$ (6), и для решения более сложной задачи восстановления (реконструкции) [12] классического сигнала $F_s(t)$ в квантовых шумах преобразователя.

Работа поддержана Конкурсным центром фундаментального естествознания при Санкт-Петербургском государственном университете Госкомитета РФ по высшему образованию (грант 95-0-5.5-76).

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский В. Б., Митрофанов В. П., Панов В. И. Системы с малой диссипацией. М., 1981.
2. Кулагин В. В., Руденко В. Н.//ЖЭТФ. 1988. **94**, № 4. С. 51.
3. Гусев А. В., Кулагин В. В.//Квант. электроника. 1988. **15**, № 8. С. 1602.
4. Vyatchanin S. P., Zubova E. A., Matsko A. B.//Opt. Commun. 1994. **109**. P. 492.
5. Vyatchanin S. P., Zubova E. A.//Opt. Commun. 1994. **111**. P. 303.
6. Roch J. F., Roger G., Grangier P. et al.//Appl. Phys. 1992. **B55**. P. 291.
7. Левинзон Ф. А., Герценштейн М. Е.//Радиотехн. и электроника. 1973. **18**, № 8. С. 1642.
8. Герценштейн М. Е., Магнушевский В. Р., Левинзон Ф. А., Кобзев В. В. Там же. 1975. **20**, № 4. С. 753.
9. Сосулин Ю. Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М., 1992.
10. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Т. 1. М., 1974.
11. Caves C. M.//Phys. Rev. 1982. **D26**, N 8. P. 1817.
12. Арсенин В. Я., Тихонов А. Н. Методы решения некорректных обратных задач. М., 1986.

Поступила в редакцию
11.03.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 533.082.5

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ПЛАЗМЕ ЗА СЧЕТ БЫСТРОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ

О. М. Билак, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассматривается проблема подавления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в плазме в условиях лазерного термоядерного синтеза. Предложен способ подавления ВКР, основанный на быстрой частотной модуляции излучения накачки.

Введение

В связи с современными исследованиями по управляемому лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) актуальным является поиск режимов модуляции накачки, обеспечивающих подавление вынужденного рассеяния и стабилизацию мощной лазерной волны в плазме. В нашей работе [1] получено выражение для инкремента вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в плазме, учитывающее затухание электронной плазменной волны, неоднородность плазмы и произвольную модуляцию излучения накачки. В настоящей работе результаты, полученные в [1], применяются для анализа различных частных случаев.

Однородная плазма. Монохроматическая накачка

Для однородной плазмы $\varkappa=0$. Напомним уравнение (10) работы [1]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}A_s\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\exp\left(i\int\limits_{z-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau). \quad (1)$$

В нашем случае оно принимает вид

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}A_s\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau). \quad (1\text{ a})$$

Считая накачку монохроматической, положим $A_l(t)=A_l=\text{const}$. Тогда

$$\frac{\partial A_s}{\partial z}=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}A_s|A_l|^2\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s\alpha_p}|A_l|^2A_s. \quad (2)$$

Интегрируя это уравнение, находим $A_s(z)=A_s(0)\exp(G/2)$ и $I_s=I_{s0}\exp(G)$, где

$$G=2\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s\alpha_p}|A_l|^2z$$

— инкремент ВКР. Полагая $G=\Gamma z$, получим

$$\Gamma=2\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s\alpha_p}|A_l|^2$$

— погонный инкремент ВКР. Заметим, что интенсивность волны накачки I_l связана с комплексной амплитудой выражением $I_l=(c/8\pi)|A_l|^2$. Поэтому $|A_l|^2=I_l(8\pi/c)$ и

$$\Gamma=2\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s\alpha_p}I_l\frac{8\pi}{c}=gI_l,$$

где

$$g=\frac{16\pi\gamma_s\gamma_p}{cv_s\alpha_p} \quad (3)$$

— удельный коэффициент усиления ВКР. Подставив выражения (4), (5) из работы [1] в (3), получим

$$g=\frac{\pi e^2\Omega^2k_p^2}{m^2c^3\omega_l^2\omega_p\alpha_pk_{sz}},$$

что совпадает с выражением для удельного коэффициента усиления, полученным ранее Никитиным.

Однородная плазма. Шумовая накачка

Шумовую накачку будем характеризовать корреляционной функцией

$$\langle A_l(t) A_l^*(t-\tau)\rangle = |A_l|^2 \exp(-\alpha\tau), \tag{4}$$

где $\alpha = \Delta\nu_l$ — ширина спектра накачки. Усредняя уравнение (1 а) и разрывая корреляцию между A_s и A_l, получим

$$\frac{\partial \overline{A}_s}{\partial z} = \frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s} \overline{A}_s |A_l|^2 \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau - \alpha\tau). \tag{5}$$

Сравнивая формулы (5) и (2), видим, что уширение частотного спектра накачки приводит к увеличению эффективного затухания плазмона и, следовательно, к уменьшению инкремента ВКР. Инкремент ВКР в поле шумовой накачки описывается формулой

$$G = \frac{G_0}{1 + \alpha/\alpha_p} = \frac{G_0}{1 + \Delta\nu_l/\Delta\nu_{sp}},$$

где G_0 — инкремент, соответствующий монохроматической накачке, $\Delta\nu_{sp} = \alpha_p$ — ширина линии спонтанного комбинационного рассеяния. В случае широкополосной накачки, когда $\Delta\nu_l \gg \Delta\nu_{sp}$, имеем

$$G = (\Delta\nu_{sp}/\Delta\nu_l) G_0 \ll G_0, \tag{6}$$

что означает подавление ВКР. Формула (6) описывает так называемый некогерентный режим ВКР (см. [4, 5]).

Неоднородная плазма. Монохроматическая накачка

Для описания неоднородной плазмы необходимо конкретизировать вид функции $\varkappa(z)$, определяемой формулой $\varkappa(z) = k_p + k_{sz} - k_l$. Следуя Розенблату, будем аппроксимировать $\varkappa(z)$ линейной функцией

$$\varkappa(z) = \varkappa' z. \tag{7}$$

При этом $\varkappa(z=0) = 0$, т. е. точка $z=0$ является точкой синхронизма для процесса ВКР. В окрестности этой точки процесс ВКР идет наиболее эффективно. Вычислим интеграл, зависящий от $\varkappa$, в формуле (1). Получим

$$\int_{z-v_p\tau}^{z} \varkappa(z')\, dz' = \varkappa' z v_p \tau - (1/2)\varkappa' v_p^2 \tau^2. \tag{8}$$

Положим $A_l(t) = A_l = \text{const}$. Подставив (8) в (1), получим следующее уравнение для амплитуды стоксовой компоненты A_s:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s} A_s |A_l|^2 \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau + i\varkappa' z v_p\tau - i\varkappa' v_p^2\tau^2/2)$$

или

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln(A_s) = \frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s} |A_l|^2 \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau + i\varkappa' z v_p\tau - i\varkappa' v_p^2\tau^2/2).$$

Проинтегрируем это уравнение по z в пределах от $-\infty$ до ∞, полагая

$$A_s(z=-\infty)=A_{s0},\quad A_s(z=\infty)=A_s, \tag{9}$$

получим

$$\ln\frac{A_s}{A_{s0}}=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}|A_l|^2\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau-i\varkappa' v_p^2\tau^2/2)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(i\varkappa' zv_p\tau)\,dz. \tag{10}$$

Интеграл по z в (10) можно выразить через дельта-функцию, поскольку

$$\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(i\tau y)\,dy=\delta(\tau), \tag{11}$$

где $\delta(\tau)$ — дельта-функция (данную формулу можно рассматривать как интегральное определение дельта-функции). Используя формулу (11), нетрудно показать, что

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(i\varkappa' v_p\tau z)\,dz=(2\pi/\varkappa' v_p)\,\delta(\tau). \tag{12}$$

После подстановки (12) в (10) интеграл по τ легко вычисляется:

$$\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau-i\varkappa' v_p^2\tau^2/2)\,\delta(\tau)=1/2. \tag{13}$$

Здесь учтено, что аргумент дельта-функции обращается в нуль на нижнем пределе интеграла. Подставив (12) и (13) в (10), получим

$$\ln\frac{A_s}{A_{s0}}=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\,|A_l|^2\frac{\pi}{\varkappa' v_p}.$$

Отсюда $A_s=A_{s0}\exp(G/2)$, и $I_s=I_{s0}\exp(G)$, где

$$G=\frac{2\pi\gamma_s\gamma_p|A_l|^2}{v_s v_p\varkappa'}, \tag{14}$$

что соответствует формуле Розенблата для инкремента ВКР [2].

Неоднородная плазма. Шумовая накачка

Используя формулы (4), (7) и усредняя уравнение (1), приходим к следующему уравнению для средней амплитуды стоксовой волны $\bar{A}_s$:

$$\frac{\partial}{\partial z}\ln\bar{A}_s=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}|A_l|^2\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau-\alpha\tau+i\varkappa' zv_p\tau-i\varkappa' v_p^2\tau^2/2).$$

Интегрируя это уравнение по z и по τ с использованием формул (9), (12) и (13), получим

$$\bar{A}_s=\bar{A}_{s0}\exp(G/2),$$

где инкремент G определяется формулой (14). Таким образом, инкремент ВКР в неоднородной плазме не зависит от ширины спектра накачки. Этот вывод согласуется с данными, полученными в работе [3].

Неоднородная плазма. Накачка с линейной частотной модуляцией

Амплитуда волны накачки с линейной частотной модуляцией описывается формулой

$$A_l(t)=A_l\exp(-i\beta t^2).$$

В этом случае

$$A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau)=|A_l|^2\exp(-i\beta\theta^2)\exp(i\beta(\theta-\tau)^2), \tag{15}$$

где

$$\theta=t-\nu z. \tag{16}$$

Используя формулу (15), можно показать, что

$$A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau)=|A_l|^2\exp(i\beta(\tau^2-2\theta\tau)). \tag{17}$$

Из уравнения (1) следует, что

$$\frac{\partial}{\partial z}\ln(A_s)=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\exp\left(i\int\limits_{-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau).$$

Проинтегрируем это уравнение по z от $-\infty$ до ∞. Используя условия (9), получим

$$\ln\left(\frac{A_s}{A_{s0}}\right)=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz\exp\left(i\int\limits_{z-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau). \tag{18}$$

Подставляя формулы (8), (16), (17) в (18), видим, что интеграл по z принимает вид

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(i\varkappa' v_p\tau z)\exp(2i\beta\tau\nu z)\,dz=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(i\varkappa_{\mathrm{eff}}' v_p\tau z)\,dz,$$

где

$$\varkappa_{\mathrm{eff}}'=\varkappa'+\frac{2\beta\nu}{v_p}. \tag{19}$$

Формула (19) показывает, что линейная частотная модуляция (ЛЧМ) излучения накачки способна увеличить эффективную неоднородность плазмы (параметр $\varkappa'$). Согласно формуле (14) инкремент ВКР обратно пропорционален величине $\varkappa'$. Следовательно, ЛЧМ накачки уменьшает инкремент ВКР. Подставив $\varkappa_{\mathrm{eff}}$ (19) в формулу (14) вместо $\varkappa'$, получим следующее выражение для инкремента ВКР:

$$G_{LFM}=\frac{G}{1+2\beta\nu/(\varkappa' v_p)}, \tag{20}$$

где G — инкремент ВКР, соответствующий монохроматической накачке (т. е. накачке той же мощности, но в отсутствие ЛЧМ). Формула (20) показывает, что ЛЧМ способна уменьшить инкремент ВКР. Следовательно, линейная частотная модуляция излучения накачки может рассматриваться как возможный метод подавления вынужденного рассеяния в плазме. Согласно формуле (20) критическая скорость частотной модуляции есть

$$\beta_{cr} = \frac{\varkappa' v_p}{2\nu}. \tag{21}$$

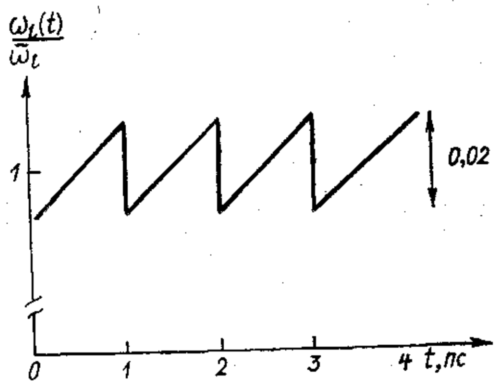
При $\beta = \beta_{cr}$ инкремент ВКР уменьшается вдвое по сравнению с инкрементом ВКР в поле монохроматической накачки той же мощности.

Численные оценки

Как видно из формулы (21), критическая скорость частотной модуляции накачки оказывается тем ниже, чем больше величина ν. Следовательно, наиболее чувствительным к частотной модуляции накачки является обратное ВКР (ВКР в направлении назад), при котором величина ν максимальна. Оценим параметр β_{cr} для обратного ВКР. Согласно формулам (4), (6), (9) работы [1] в этом случае $\nu \approx 2/c$. Таким образом,

$$\beta_{cr} = \varkappa' v_p c/4.$$

Мы оценили этот параметр для $k_B T = 1$ кэВ, $\omega_s = \omega_l/2$ и $n_0(z) = n_0(1 + z/L)$, где $L = 1$ мм. Оценка показывает, что в этих условиях критическая скорость частотной модуляции составляет 2% за 1 пикосекунду. Такая модуляция может быть получена в наносекундном лазерном импульсе без изменения его средней частоты за счет частотной модуляции пилообразной формы (рисунок).



Заключение

Проведенный в данной работе теоретический анализ различных режимов ВКР в плазме позволяет сделать следующие выводы. В случае однородной плазмы и шумовой накачки инкремент ВКР оказывается обратно пропорциональным спектральной ширине накачки. Это согласуется с известным результатом теории ВКР в однородных средах [4, 5]. В случае неоднородной плазмы с линейным профилем электронной концентрации и монохроматической накачки мы получаем известную формулу Розенблата [2] для инкремента ВКР. В случае неоднородной плазмы и шумовой накачки наша модель приводит к выводу о том, что в плазме с линейным профилем плотности инкремент ВКР не зависит от ширины частотного спектра накачки. Этот вывод согласуется с данными работы [3]. Наконец, в случае неоднородной плазмы и накачки с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) получена формула для инкремента ВКР, которая указывает на принципиальную возможность подавления ВКР за счет ЛЧМ. Механизм подавления связан с быстрым перемещением в пространстве точки синхронизма, в окрестности которой процесс ВКР идет наиболее эффективно. Это приводит к увеличению эффективной неоднородности плазмы и, как следствие, к уменьшению эффективной длины усиления ВКР. Оценки показывают, в частности, что для обратного ВКР на частоте, равной половине частоты накачки, можно добиться двукратного уменьшения инкремента усиления, обеспечив темп частотной модуляции накачки $\sim 2\%$ за 1 пикосекунду. Требуемая модуляция может быть получена в цуге пикосекундных импульсов либо в наносекундном лазерном импульсе без изменения его средней частоты за счет частотной модуляции пилообразной формы.

Авторы благодарны В. Т. Платоненко и Ю. Е. Дьякову за полезные дискуссии. Работа поддержана Департаментом энергетики США и Ливерморской национальной лабораторией им. Лоуренса (контракт W 7405—Eng—48, B 239783).

ЛИТЕРАТУРА

1. Билак О. М., Никитин С. Ю.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4. С. 64 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 4).
2. Rosenbluth M. N.//Phys. Rev. Lett. 1972. **29**, N 9. P. 565.
3. Guzdar P. N., Liu C. S., Lehmberg R. H.//Phys. Fluids. 1991. **B3**, N 10. P. 2882.
4. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981.
5. D'yakov Yu. E., Nikitin S. Yu.//Proc. SPIE. 1992. **1841**. P. 296.

Поступила в редакцию
15.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.6.011.72

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПУЛЬСАЦИЯМИ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА

О. А. Азарова, Е. А. Братинкова, А. В. Самсонов, Л. С. Штеменко, Ф. В. Шугаев, В. Е. Яницкий

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Исследовано взаимодействие плоской ударной волны с областью газодинамических неоднородностей в потоке с помощью численных методов и экспериментально. В экспериментах ударная волна распространялась в турбулизованной области потока. Численное моделирование выполнено на основе уравнений Эйлера и уравнения Больцмана. Получены качественные данные об изменении формы ударной волны и других эффектах, сопровождающих данный процесс. Экспериментально обнаружено увеличение толщины ударной волны при ее распространении в турбулентной области. Расчетные и экспериментальные коэффициенты усиления пульсаций за фронтом волны согласуются друг с другом.

1. Распространение ударной волны по среде со случайными неоднородностями сопровождается нелинейным взаимодействием ударной волны с возмущениями давления, завихренности, энтропии. Ударная волна оказывает влияние на эти возмущения и, наоборот, неоднородности влияют на процесс распространения ударной волны. Особенно ярко выражено это влияние для ударных волн умеренной интенсивности. Ранее взаимодействие плоской ударной волны исследовалось экспериментально [1, 2] и численно [3]. Числа Маха составляли 1,1—1,7. Было обнаружено возрастание флуктуаций скорости и небольшое уменьшение