Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 8, стр. 532 – 535 *20 октября 1973 г.*

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПЛАЗМОНАХ ПРИ БОЛЬШИХ ГРАДИЕНТАХ ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ

В. Н. Стрельцов

Рассматривается процесс ВКР на электронных ленгмюровских колебаниях при больших градиентах плотности плазмы. Показано, что усиление рассеянной стоксовой компоненты в этих условиях возникает лишь в определенном интервале углов между направлением градиента плотности среды и волновым вектором волны накачки и оказывается пропорциональным характерной длине неоднородности плазмы.

В связи с предложенной в работе [1] возможностью лазерного нагрева плазмы с целью получения термоядерной реакции большой интерес представляет исследование процессов вынужденного рассеяния света на коллективных колебаниях ионов и электронов (распады типа: "фотон" → "фонон" + "фотон", "фотон" → "плазмон" + фотон") [2]. Такие распады могут эффективно влиять на кинетику нагрева плазмы и, в частности, приводить к значительному отражению энергии лазерного излучения.

Характерные параметры подобных процессов существенно зависят от состояния рассеивающей среды (распределение плотности, ионной и электронной температур и т. д.). В настоящей работе рассматривается вынужденное рассеяние света на электронных ленгмюровских колебаниях при больших значениях градиента равновесной плотности ρ_0 плазмы, таких что $c\,|\nabla\rho_0|\,/\rho_0 >> \nu$, где ν – затухание продольных колебаний, обусловленное черенковским поглощением и столкновением частиц. Такое соотношение может выполняться, например, в случае капельной мишени, где характерный радиус убывания плотности Δr составляет величину порядка $\Delta r \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ *см* (см., например, [3]). Как будет показано ниже, процесс рассеяния в рассматриваемых условиях обладает рядом существенных особенностей по сравнению с аналогичным процессом в однородной и слабонеоднородной ($c\,|\nabla\rho_0|\,/\rho_0 << \nu$) плазме (последний случай рассматривался в работе [4]).

Рассмотрим одномерную модель бесстолкновительной плазмы, равновесная электронная плотность ρ_0 которой изменяется вдоль оси z (при этом $\rho_0 \lesssim \rho_c/4$, где ρ_c – критическая электронная плотность). Для возмущения плотности ρ в пренебрежении движением ионов в гидродинамическом приближении (см., например, [5]) можно записать:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2\rho}{\partial t^2} + \omega_n^2\rho - \dfrac{e}{m_e}\mathrm{E}_n\nabla\rho_0 = -\left(\dfrac{\partial\epsilon}{\partial\rho_0}\right)_T \rho_0\Delta\dfrac{\mathrm{E}_0\mathrm{E}_{-1}}{8\pi} \\ \operatorname{div}\mathrm{E}_n = -4\pi\dfrac{\rho e}{m_e} \end{cases} \qquad (1)$$

Здесь $\mathrm{E}_0, \mathrm{E}_{-1}$ – соответственно амплитуды падающей и рассеянной стоксовой волн, E_n – напряженность поля продольной волны, $\omega_n^2 = 4\pi(e^2/m_e^2)\rho_0$ (m_e – масса электрона). Уравнение для E_{-1} имеет вид:

$$\Delta\mathrm{E}_{-1} - \frac{1}{c^2}\left[1-\frac{\omega_n^2}{\omega_{-1}^2}\right]\frac{\partial^2\mathrm{E}_{-1}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{dt^2}\left[\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_0}\right)_S \rho\,\mathrm{E}_0\right]. \qquad (2)$$

Исследуем стационарный режим обратного рассеяния [1)], имеющего наибольший коэффициент усиления, причем для простоты будем предполагать, что E_0, E_{-1} линейно поляризованы в плоскости перпендикулярной оси z и направление их поляризаций совпадает. Тогда решение (1),

---

[1)] Заметим, что в рассматриваемых условиях, благодаря присутствию в (1) члена пропорционального $\nabla\rho_0$ стационарный режим рассеяния может осуществляться и при $\nu \to 0$.

(2) в приближении заданного поля E_o можно искать в виде:

$$\begin{aligned} E_o &= a_o \exp[ik_o z - i\omega_o t - i\int k' dz] + \text{к.с.} \\ E_{-1} &= a_{-1}(z)\exp[-ik_{-1}z - i\omega_{-1}t - i\int k' dz] + \text{к.с.} \\ \rho &= a_2(z)\exp[i(k_o + k_{-1})z - i(\omega_o - \omega_{-1})t] + \text{к.с.} \end{aligned} \tag{3}$$

где $k' = \omega_n^2/c\omega_o \approx \omega_n^2/c\omega_{-1}$. (В силу условия $\rho_o \lesssim \rho_c/4$ зависимостью предэкспоненциального множителя a_o от z в ВКБ – приближении можно пренебречь). Подставляя (3) в (1), (2) для интенсивности рассеянной волны $I_{-1}(z) = |a_{-1}|^2$ получаем:

$$I_{-1}(z) = I_{-1}^o \exp\left\{\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_o}\right)_T\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho_o}\right)_S \frac{k_o^4}{2\pi}\frac{\rho_o}{\omega_n^2}|a_o|^2 \times \right.$$
$$\left. \times \int_z^q \rho_o \frac{d\rho_o}{dz} \frac{dz}{\left(\frac{d\rho_o}{dz}\right)^2 + k_o^2\left[\rho_o - \frac{(\omega_o-\omega_{-1})^2}{\omega_n^2}\rho_o\right]^2}\right\}, \tag{4}$$

где I_{-1}^o – интенсивность спонтанного источника частоты ω_{-1}, расположенного в точке $z = q$.

Из выражения (4) непосредственно следует, что, если $\nabla\rho_o$ направлен против волнового вектора падающего светового луча ($d\rho_o/dz < 0$), распространение рассеянной волны сопровождается ее затуханием. В противоположном случае имеет место пространственное усиление волны[1]. При этом эффективная ширина линии вынужденного рассеяния $\Delta\omega_b$ определяется знаменателем подинтегрального выражения в (4) и по порядку величины равна $\Delta\omega_b \approx c\,|d\rho_o/dz|/4\rho_o$. Для параметров капельной мишени отсюда получаем $\Delta\omega_b \approx 10^1 \div 10^2$ $см^{-1}$, что значительно превосходит как обычную ширину лазерного излучения, так и ширину линии вынужденного рассеяния, обусловленную столкновительным затуханием ν.

Для оценки интеграла (4) аппроксимируем распределение плотности ρ_o функцией: $\rho_o = \bar\rho_o \exp(z/\Delta r)$ и найдем асимптотическое значение интенсивности $I_{-1}(z)$ при $z \to -\infty$. При этом будем считать, что расстройка частоты $\omega_o - \omega_{-1} - \omega_n$ в точке q равна нулю. Из (4) после интегрирования и подстановки $(\partial\epsilon/\partial\rho_o) = -4\pi(e^2/m_e^2)$ находим:

$$I_{-1}(-\infty) = I_{-1}^o \exp\left[\frac{\omega_n^2}{\rho_o c^4 k_o}\frac{|a_o|^2}{4}\Delta r\right]. \tag{5}$$

Из (5) вытекает, что максимальное усиление рассеянной волны пропорционально характерной длине изменения плотности плазмы Δr. Для па-

---

[1] В общем случае с учетом возможной неколлинеарности $\nabla\rho_o$ и k_o условие усиления рассеянной компоненты может быть записано в виде $(\nabla\rho_o k_o) > 0$.

раметров капельной мишени при $|a_0| \sim 10^7$ CGSE для $I_{-1}(-\infty)$ отсюда получаем: $I_{-1}(-\infty) = I^{o}_{-1} e^3$. Таким образом на всей длине взаимодействия интенсивность спонтанного источника усиливается всего в 20 раз, что практически означает отсутствие отражения падающего светового пучка.

В заключение автор выражает благодарность В.Н.Луговому за постоянный интерес к работе и ряд важных замечаний.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 сентября 1973 г.

Литература

[1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.

[2] А.А.Галеев, Г.Лаваль, Т.О.Нейл, М.Н.Розенблют, Р.З.Сагдеев. Письма в ЖЭТФ, 17, 48, 1973.

[3] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Nature, 239, 139, 1972.

[4] A.N. Kaufman, B.J. Cohen. Phys. Rev. Lett., 30, 1306, 1973.

[5] Л.М.Горбунов. УФН, 109, 631, 1973.