

СПЕКТР ВЫНУЖДЕННОГО РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В
НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили

УДК 533.951

Найден частотный спектр вынужденного рамановского рассеяния в неоднородной стационарной лазерной плазме.

Процессы вынужденного рассеяния света привлекают в последнее время значительное внимание в основном в связи с исследованиями по проблеме УЛТС (см., например, /1,2/). Влияние вынужденного рамановского рассеяния (ВРР) (распад $t \rightarrow t' + 1$) на проникновение в плазму интенсивной электромагнитной волны изучено в работах /3,4/. С помощью полученных в этих работах выражений, определяющих изменение интенсивности волны с координатой, мы здесь рассмотрим спектральный состав рассеянного излучения.

Поскольку ВРР происходит только в разреженной плазме, где плотность электронов меньше четверти критической плотности, частоты возникающих ленгмювских волн намного меньше, чем частоты рассеянных поперечных волн. Поэтому основная доля энергии падающей волны, теряемая из-за ВРР, выходит из плазмы в виде рассеянного излучения, и лишь малая часть остается в плазме в виде ленгмювских волн. Пренебрегая этой частью, легко связать полное изменение интенсивности проходящей через плазму волны I_0 с частотным спектром интенсивности рассеянного излучения $I(\omega)$

$$- \int dx \frac{dI_0}{dx} = \int I(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где ω - частота рассеянной волны, определяемая через частоту ленгмювской волны $\omega_p(x)$, на которой произошло рассеяние, и частоту падающей волны ω_0 соотношением $\omega = \omega_0 - \omega_p(x)$. Рассеян-

ной волне с данной частотой соответствует определенная координата на профиле плотности плазмы. Поэтому, заменив в формуле (1) dx на $d\omega_p/(d\omega_p/dx)$, получим:

$$I(\omega) = - \frac{dI_0/dx}{d\omega_p/dx}. \quad (2)$$

В работах /3,4/ исследованы решения уравнений для $I_0(x)$ и показано, что с хорошей точностью изменение интенсивности волны описывается приближенным выражением

$$I_0(x) = \begin{cases} I_0^{(0)} & , x < x_1 \\ I_0^{(0)} L(x_1)/L(x) & , x > x_1 \end{cases} \quad (3)$$

где $I_0^{(0)}$ - интенсивность падающей волны вне плазмы, $L(x) = \omega_p^2(x)/(d\omega_p^2/dx)$ - величина, характеризующая изменение концентрации плазмы $N(x)$; точка x_1 зависит от $I_0^{(0)}$ и конкретного вида функции $N(x)$.

С помощью формулы (3) соотношение (2) преобразуется к виду:

$$I(\omega) = I(\Delta\omega) = \begin{cases} 0 & , \Delta\omega < \omega_p(x_1) \\ 2I_0^{(0)} \frac{L(x_1)(dL/dx)}{\Delta\omega L} & , \Delta\omega > \omega_p(x_1) \end{cases} \quad (4)$$

где $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$.

2. Рассмотрим наиболее простой вариант изменения концентрации с координатой $N(x) = \alpha x$. В этом случае $L(x) = x$ и, согласно /3/,

$$x_1 \approx \frac{3T\omega_0}{2\pi^2 r_0 I_0^{(0)}} \ln \frac{c}{F_0 \omega_0}, \quad (5)$$

где T - температура электронов плазмы, $r_0 = e^2/mc^2$. Находя с помощью формулы (5) величины, входящие в выражение (4), получим:

$$I(\Delta\omega) = \begin{cases} 0 & , \Delta\omega < \Delta\omega_1 = \left[\frac{6\alpha c^2 T\omega_0}{\pi I_0^{(0)}} \ln \frac{c}{r_0\omega_0} \right]^{1/2} \\ \frac{12\alpha c^2 T\omega_0}{\pi(\Delta\omega)^3} \ln \frac{c}{r_0\omega_0} & , \Delta\omega > \Delta\omega_1 \end{cases} \quad (6)$$

Из этого соотношения следует, что при неизменной интенсивности падающего на плазму излучения частотный спектр существенно зависит от величины α , характеризующей скорость нарастания концентрации в пространстве. Граница спектра $\Delta\omega_1$, вблизи которой спектральная плотность максимальна ($I_{\max}(\Delta\omega) = I_0^{(0)}/\Delta\omega_1$), увеличивается с ростом величины α ($\Delta\omega_1 \sim \sqrt{\alpha}$). При этом большим значениям α (большим градиентам плотности) соответствует более протяженный по частоте спектр с большей полушириной линии $\Delta\omega = \sqrt[3]{2}\Delta\omega_1 \sim \sqrt{\alpha}$ (см. рис. 1).

Если при неизменном профиле плотности изменяется интенсивность падающей волны, то по мере роста интенсивности верхняя граница спектра приближается к ω_0 ($\Delta\omega_1 \sim (I_0^{(0)})^{-1/2}$), а максимум спектральной плотности возрастает ($I_{\max}(\Delta\omega) \sim (I_0^{(0)})^{3/2}$) (см. рис. 2).

3. Для экспоненциальной зависимости концентрации от координаты x $N(x) = N_0(e^{x/x_c} - 1)$ (N_0, x_c - параметры) в работе /4/ получено

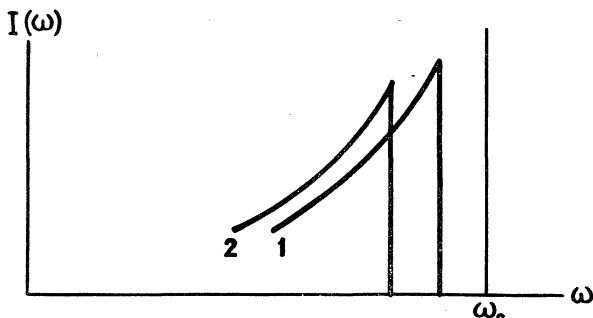
$$x_1 = -x_c \ln \left\{ 1 + \frac{1}{y_0 \xi_c} \ln \left(\frac{\omega_0 r_0}{c} \right) \right\}, \quad (7)$$

где $y_0 = I_0^{(0)} 2\pi^2 \sigma_0 / 3T\omega_0$, $\xi_c = (\omega_0/c)x_c$. Используя формулу (7) и выражение $L(x) = x_c [1 - \exp(-x/x_c)]$, получим из формулы (4) для спектральной плотности опять соотношение (6), в котором однако $\alpha = N_0/x_c$ и величина $\Delta\omega_1$ определяется формулой

$$\Delta\omega_1 = \left[\frac{6\alpha^2 N_0 T\omega_0}{\pi x_c I_0^{(0)}} \frac{\ln(c/r_0\omega_0)}{1 - \frac{1}{y_0 \xi_c} \ln(c/r_0\omega_0)} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

При $y_0 \xi_c \gg \ln(c/r_0\omega_0)$ выражение (8) совпадает с приведенным в формуле (6). При $y_0 \xi_c \approx \ln(c/r_0\omega_0)$ определяемая формулой (8)

величина $\Delta\omega_1$ превосходит соответствующую величину формулы (6) при тех же параметрах плазмы и падающей волны. Спектральная интенсивность рассеянного излучения при этом имеет тот же вид, что и в линейном случае (рис. 1,2), но максимум интенсивности смещен относительно ω_0 сильнее.



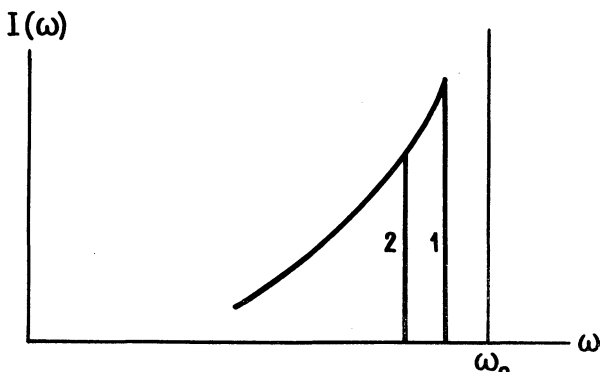
Р и с. 1. Изменение спектра рассеянного излучения с увеличением градиента плотности: 1 - малый градиент, 2 - большой градиент

4. Как показано в работах [3,4], рассеяние становится существенным, когда интенсивность падающей волны достаточно велика. При характерных для многих экспериментов с лазерной плазмой значениях параметров ($U \approx 1$ кВ, $\omega_0 = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$) эта интенсивность превышает $5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Для линейного профиля плотности при $\alpha = 10^{22} \text{ см}^{-4}$ и $I_0^{(0)} = 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ из формулы (6) получим $\Delta\omega_1 = 6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (или $\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\Delta\omega_1}{\omega_0} = 300 \text{ \AA}$). Ширина линии рассеянного излучения порядка смещения $\Delta\omega_1$.

В реальных условиях ВРП происходит одновременно с процессом ВРМБ, при котором смещения рассеянных волн по частоте значительно меньше, чем при ВРП и лежат в области $\Delta\omega < \Delta\omega_1$.

По мере разлета плазмы градиент плотности уменьшается (уменьшаются параметры α или N_0/x_0). Это должно приводить к тому, что спектр рассеянного излучения будет со временем сужаться, а максимум интенсивности приближаться к частоте ω_0 (рис. 1). Физическая причина этого явления состоит в том, что при малых

градиентах основное рассеяние происходит в разреженной плазме и связано с относительно малым изменением плотности. Очевидно, что это малое изменение плотности приводит к меньшему смещению частот и сужению линии рассеянного излучения.



Р и с. 2. Изменение спектра рассеянного излучения с увеличением интенсивности падающего излучения: 1 - большие интенсивности, 2 - меньшие интенсивности

Заметим, что в рассмотренном нами случае линейно поляризованной волны рассеяние происходит в основном поперек плоскости поляризации.

Пользуемся случаем поблагодарить В. Ф. Дятлова, привлеченного наше внимание к рассмотренному вопросу, и В. П. Силина за интерес и полезные замечания.

Поступила в редакцию
20 июня 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. W. Forslund, I. M. Kindel, E. L. Lindman, *Phys. of Fluids*, **18**, 1002 (1975).
2. О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов, *Труды ФИАН*, **85**, 143 (1976).
3. Л. М. Горбунов, В. И. Домрин, Р. Р. Рамазашвили, *ЖЭТФ*, **70**, 2161 (1976).
4. Л. М. Горбунов, В. И. Домрин, Р. Р. Рамазашвили, *Письма в ЖТФ*, **2**, 690 (1976).