

## О РАССЕЯНИИ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Максимов, В.П. Силин

*Вычислена спектральная плотность рассеяния в полностью ионизованной столкновительной плазме. Показана важность учета омического нагрева плазмы для определения зависимости спектральной плотности от угла рассеяния.*

В последнее время возник определенный прогресс в разработке теории рассеяния электромагнитного излучения в столкновительной плазме /1/. Данные экспериментальных исследований в этой области накапливаются медленно. Тем ценнее новая экспериментальная информация, полученная в работе /2/ и требующая для своего понимания уточнения и более глубокого развития теории. Опубликованные в этой работе данные по спектральной плотности рассеяния  $S(\omega, \mathbf{k})$  требуют, на наш взгляд, теоретического подхода, отличающегося от использованного в /2/. Ниже изложена необходимая теория и дана соответствующая интерпретация экспериментальных данных.

Для теоретического определения спектра рассеяния электромагнитного излучения в столкновительной плазме, согласно /1/, достаточно найти функцию, связывающую возмущение плотности электронов плазмы  $\delta n_e$  с вызывающим такое возмущение квадратом амплитуды высокочастотного электромагнитного поля:

$$\delta n_e(\omega, \mathbf{k}) = W(\omega, \mathbf{k}) \frac{n_e |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2}{16\pi \kappa T_e}, \quad (1)$$

где  $n_e$ ,  $T_e$  — невозмущенные значения плотности и температуры электронов,  $|\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2$  — спектральное по частоте  $\omega$  и волновому вектору  $\mathbf{k}$  распределение медленно меняющегося во времени квадрата амплитуды электромагнитного поля с несущей частотой  $\omega_0$ ,  $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$  — критическая плотность.

Соответственно формуле (1) спектральная плотность рассеяния определяется формулой:

$$S(\omega, \mathbf{k}) = (2n_e / \omega) \text{Im} W(\omega, \mathbf{k}). \quad (2)$$

В интересующем нас случае рассеяния в столкновительной плазме длины волн плазменных возмущений значительно превосходят электронную  $l_e = V_{Te} / \nu_{ei}$  и ионную  $l_i = V_{Ti} / \nu_{ii}$  длины свободного пробега. Здесь  $\nu_{ei}$  и  $\nu_{ii}$  — частоты электрон-ионных и ион-ионных столкновений, а  $V_{Te} =$

$\sqrt{\kappa T_e / m_e}$  и  $V_{Ti} = \sqrt{\kappa T_i / m_i}$  — электронная и ионная тепловые скорости. Неравенства  $kl_e \ll 1$  и

$kl_i \ll 1$  позволяют при выполнении условия электронейтральности использовать для отыскания функции  $W(\omega, \mathbf{k})$  следующую систему уравнений переноса [1]:

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - V_s^2 \Delta \left[ \delta n_e \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) + \frac{n_e}{T_e} \delta T_e + \frac{n_e}{Z T_e} \delta T_i \right] - \frac{4 \eta_i}{3 m_i n_i} \Delta \frac{\partial \delta n_e}{\partial t} = \frac{V_s^2 n_e}{16 \pi n_c \kappa T_e} \Delta |E|^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \delta T_i}{\partial t} - \frac{2 \lambda_i}{3 n_i \kappa} \Delta \delta T_i - \frac{2 T_i}{3 n_e} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t} + \frac{\delta T_i - \delta T_e}{\tau_T} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \delta T_e}{\partial t} - \frac{2 \lambda_e}{3 n_e \kappa} \Delta \delta T_e - \frac{2 T_e}{3 n_e} \frac{\partial \delta n_e}{\partial t} + \frac{\delta T_e - \delta T_i}{\tau_T} = \frac{\nu_{ei} |E|^2}{12 \pi n_c \kappa} \quad (5)$$

для возмущений электронной плотности  $\delta n_e(\mathbf{r}, t)$ , электронной ( $\delta T_e(\mathbf{r}, t)$ ) и ионной ( $\delta T_i(\mathbf{r}, t)$ ) температур. Здесь  $V_s = \sqrt{Z \kappa T_e / m_{i(e)}}$ ,  $Z$  — кратность ионизации ионов,  $m_{i(e)}$  — масса иона (электрона),  $\tau_T$  — время релаксации температуры,  $\eta_i$  — коэффициент вязкости ионов,  $\lambda_e$  и  $\lambda_i$  — коэффициенты теплопроводности электронов и ионов,  $n_i$  и  $T_i$  — невозмущенные значения плотности и температуры ионов. При этом механизмами воздействия электромагнитного поля на плазму являются, во-первых, согласно уравнению (3), стрикционная сила, а, во-вторых, согласно уравнению (5), омический нагрев. Система уравнений (3)–(5) дает:

$$W(\omega, \mathbf{k}) = \omega_s^2 \left[ \frac{4}{3} \nu_{ei} \left( \frac{Z+1}{Z} \nu_T + \gamma_{Di} - i\omega \right) + (-\omega^2 - i\omega(\gamma_{De} + 2\nu_T) + \gamma_{De}(\gamma_{Di} + \nu_T)) \right] \left\{ \omega^4 + i\omega^3(\gamma_{De} + 2\nu_T) - \omega^2 \left[ \frac{5}{3} \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) + \gamma_{De}(\gamma_{Di} + \nu_T + \gamma_a) \right] - i\omega \omega_s^2 \left( \gamma_{De} \left( 1 + \frac{5 T_i}{3 T_e Z} \right) + \frac{10 Z + 1}{3 Z} \nu_T \right) + \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) \gamma_{De}(\gamma_{Di} + \nu_T) \right\}^{-1} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
S(\omega, \mathbf{k}) = & 2n_e \omega_s^2 \left\{ (H_1 + P_1) \left[ \omega^4 - \omega^2 \left( \frac{5}{3} \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) + \gamma_{De} (\gamma_{Di} + \gamma_a + \nu_T) \right) + \right. \right. \\
& + \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) \gamma_{De} (\gamma_{Di} + \nu_T) \left. \right] + (H_2 + P_2) \left[ \omega^2 (\gamma_{De} + 2\nu_T) - \right. \\
& \left. \left. - \omega_s^2 \left( \gamma_{De} \left( 1 + \frac{5T_i}{3Z T_e} \right) + \frac{10}{3} \frac{Z+1}{Z} \nu_T \right) \right] \right\} \cdot \left\{ \left[ \omega^4 - \omega^2 \left( \frac{5}{3} \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) + \right. \right. \right. \\
& \left. \left. + \gamma_{De} (\gamma_{Di} + \gamma_a + \nu_T) \right) + \omega_s^2 \left( 1 + \frac{T_i}{Z T_e} \right) \gamma_{De} (\gamma_{Di} + \nu_T) \right]^2 + \\
& \left. + \omega^2 \left[ \omega^2 (\gamma_{De} + 2\nu_T) - \omega_s^2 \left( \gamma_{De} \left( 1 + \frac{5T_i}{3Z T_e} \right) + \frac{10}{3} \frac{Z+1}{Z} \nu_T \right) \right]^2 \right\}^{-1}, \tag{7}
\end{aligned}$$

где  $\omega_s = kV_s$ ;  $\gamma_{De(i)} = 2\lambda_{e(i)} k^2 / 3n_{e(i)} \kappa$ ;  $\gamma_a = 4\eta_i k^2 / 3m_i n_i$ ;  $\nu_T = \tau_T^{-1} = (2m_e / m_i) \nu_{ei}$ . При этом  $H_1 = (4/3)\nu_{ei}$ ;  $H_2 = (4/3)\nu_{ei} [(1+Z^{-1})\nu_T + \gamma_{Di}]$  обусловлены влиянием омического нагрева, а  $P_1 = \gamma_{De} + 2\nu_T$  и  $P_2 = -\omega^2 + \gamma_{De} (\gamma_{Di} + \nu_T)$  отвечают влиянию стрикционной силы.

Сравнение формулы (7) с выражением для функции  $S(\omega, \mathbf{k})$ , полученной в работе /2/, показывает, что совпадение возникает, если принять  $Z = 1$ ,  $T_e = T_i = T$ , а также опустить первое и четвертое слагаемые левой части и, что весьма важно, правую часть уравнения (5). Последнее означает, что в работе /2/ пренебрежено основным для столкновительной плазмы нелинейным механизмом воздействия поля, каким является для длинноволновых возмущений омический нагрев. В окончательной формуле (7) результат работы /2/ отвечает пренебрежению  $H_1$  и  $H_2$  по сравнению соответственно с  $P_1$  и  $P_2$ .

Имея в виду необходимость сравнения теории с экспериментом, воспользуемся коэффициентами переноса из /3/. Для экспериментальных условий работы /2/, в которой аргоновая плазма облучалась излучением  $\text{CO}_2$  лазера:  $n_e = (1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $T_e = T_i = (1,95_{-0,05}^{+0,15}) \text{ эВ}$ ;  $Z = 1,16$ . На рис. 1 приведены экспериментальные точки и теоретические кривые спектра рассеяния соответственно для углов рассеяния  $4,7^\circ$  и  $8,7^\circ$ . Сплошные кривые отвечают  $T_e = T_i = 1,95 \text{ эВ}$ ;  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , штриховые кривые отвечают  $T_e = T_i = 1,7 \text{ эВ}$ ;  $n_e = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При этом в соответствии с указанием работы /2/ расчетные кривые сдвинуты на 47 МГц. Отметим, что для угла рассеяния  $4,7^\circ$  теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментом по относительной величине мандельштам-бриллюэновского (со сдвигом на звуковую частоту) и

энтропийного (без сдвига частоты) пиков рассеяния. Для угла рассеяния  $8,7^\circ$  такое согласие хуже, что связано с увеличением величин  $kl_e$  и  $kl_i$ . Отметим отличие предсказаний нашей теории от эксперимента /2/ в определении сдвига на звуковую частоту (см. сплошные кривые), не превышающее, 10%. Это отличие устраняется в случае штриховых кривых, отвечающих  $T_e = T_i =$

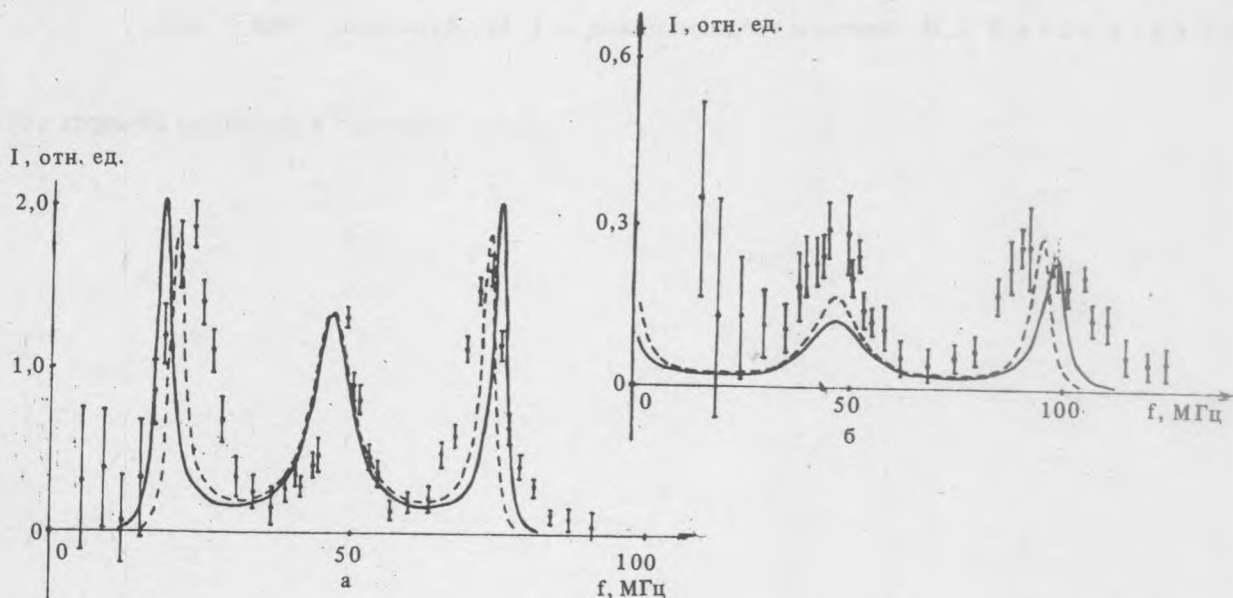


Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от частоты  $f$  для угла рассеяния  $4,7^\circ$  (а) и  $8,7^\circ$  (б). Сплошная кривая:  $T_e = T_i = 1,95$  эВ,  $n_e = 10^{17}$  см $^{-3}$ , штриховая линия:  $T_e = T_i = 1,7$  эВ,  $n_e = 1,1 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

1,7 эВ. Ширина теоретических пиков меньше экспериментальной. В этой связи отметим указание работы /2/ на значительное уширение звуковых и энтропийных пиков на эксперименте из-за погрешностей измерения.

Далее, для сравнения нашей теории с экспериментом /2/ сопоставим высоту пиков рассеяния при углах рассеяния  $4,7$  и  $8,7^\circ$ . На эксперименте /2/ высота пиков мандельштам-бриллюэновского рассеяния (РМБ) при угле рассеяния  $4,7^\circ$  в 6 раз больше высоты пиков РМБ при угле рассеяния  $8,7^\circ$ . Если воспользоваться теоретическими формулами работы /2/, то отношение высот пиков РМБ для углов рассеяния  $4,7$  и  $8,7^\circ$  окажется около двух, что не согласуется с экспериментом. Согласно нашей теории, в которой, в отличие от /2/, учитывается омический нагрев плазмы, разница в высоте пиков РМБ для углов рассеяния  $4,7$  и  $8,7^\circ$  составляет 6–8 раз (в зависимости от значений температуры и плотности плазмы в условиях эксперимента /2/). Следовательно, учет омического нагрева плазмы позволяет достичь согласия теоретических и экспериментальных результатов также и в определении соотношения высот пиков звукового рассеяния для двух углов рассеяния.

Таким образом, предложено описание спектра рассеяния в полностью ионизованной столкновительной плазме, которое позволяет объяснить результаты эксперимента /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Maximov A.V., Silin V.P. Preprint FIAN № 6, М., 1990.
2. Zhang Y.Q., DeSilva A.W., Mostovych A.N. Phys. Rev. Lett., **62**, 1848 (1989).
3. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы, в. 1, М., Атомиздат, 1963, с. 183.

Поступила в редакцию 19 марта 1991 г.