

О КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ, ОБУСЛОВЛЕННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ  
ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТИ ЧЕТВЕРТИ  
КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

А. А. Зозуля, В. П. Силин

УДК 533.9

Наличие р-компоненты волны накачки приводит к существенному уширению спектра гармоник. В предположении конвективного характера двухплатонной неустойчивости рассчитан спектр гармоник. Рассмотрены ограничения на максимальную ширину спектра, связанные с диссипативными процессами.

Информация как о температуре плазмы, так и о плазменной турбулентности в окрестности четверти критической плотности  $(1/4)n_c$  дается формой линии комбинационных полуволн гармоник, излучаемых лазерной плазмой /1-6/. В работах /7,8/ был предсказан эффект большого сдвига и уширения линий излучения плазмы, обусловленных комбинационным взаимодействием лазерного излучения с продольными волнами, возбуждающимися при параметрической неустойчивости  $t \rightarrow 2l$ . При этом было привлечено внимание к качественному своеобразию влияния р-поляризованного излучения накачки на развитие турбулентности.

Коэффициент экспоненциального усиления напряженности поля  $\alpha$  из конвективной неустойчивости  $t \rightarrow 2l$  равен:

$$\alpha = \frac{\pi L (\bar{k} \bar{v}_E)^2 (\bar{k} \bar{k}_0 - k_0^2/2)^2}{6 |k_{ox}| v_{Te}^2 k^2 (\bar{k} - \bar{k}_0)^2}; \quad k_x = \frac{2(2\omega - \omega_0)}{3r_{De}^2 \omega_0 k_{ox}} - \frac{(\bar{k}_l \bar{k}_{0l})}{k_{ox}} + \frac{k_0^2}{2k_{ox}}, \quad (I)$$

где  $\bar{k} = k_x \bar{e}_x + \bar{k}_l$  - волновой вектор усиливающегося плазмона,

$\vec{e}_x$  - единичный вектор в направлении неоднородности,  $\vec{k}_0 = k_{ox}\vec{e}_x + \vec{k}_{o\perp}$  - волновой вектор накачки вблизи  $(1/4)n_c$ ,  $\omega_{Le}(x) \approx (\omega_0/2)(1 + x/2L)$ ,  $v_{Te}$  - тепловая скорость,  $\vec{v}_E$  - амплитуда скорости осциллирующих электронов в поле накачки. Из формулы (1) следует, что если в случае s-поляризации  $\vec{k}\vec{v}_E = \vec{k}_\perp\vec{v}_E$ , то в случае p-поляризации  $\vec{k}\vec{v}_E = \vec{k}_\perp\vec{v}_E + k_x v_{Ex}$ ; причем возможно  $|k_x| \gg k_\perp$ . Поскольку сдвиг частоты параметрически возбуждаемых плазмонов имеет вид  $\Delta\omega = \omega - (1/2)\omega_0 = (3/4)\omega_0 r_{De}^2 (\vec{k}\vec{k}_0 - k_0^2/2)$ , то случай больших  $k_x$  и представляет интерес. Заметим здесь, что если волновой вектор комбинационно-излучаемой волны, возникающей при слиянии с волной накачки, обозначить  $\vec{k}' = (k'_x, \vec{k}'_\perp)$ , то можно утверждать, что при s-поляризации накачки максимальное значение  $z_s$  имеет место для плазмонов с  $\Delta\omega = \Delta\omega_s = \pm 3(v_{Te}^2/\omega_0) \left\{ (\vec{k}'_\perp\vec{k}_{o\perp} - \frac{3}{2}k_{o\perp}^2)^2 + \frac{1}{4}k_{o\perp}^2 k_{ox}^2 + k_{ox}^2 (\vec{k}'_\perp - \frac{3}{2}\vec{k}_{o\perp})^2 \right\}^{1/2}$  (ср. с /2/). В то же время для плазмонов с большим смещением частоты (ср. с /6/) коэффициент усиления убывает как

$$z_s = \frac{3\pi L (\vec{k}_\perp \vec{v}_E)^2 v_{Te}^2}{2\omega_0 c^3} \left( \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \left| \frac{3}{4} - \sin^2\theta \right|^{3/2}, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол падения волны накачки,  $c$  - скорость света.

В отличие от (2), для p-поляризации накачки при  $\Delta\omega > \omega_0 (v_{Te}/c)^2$  имеем

$$z_p \rightarrow \frac{\pi v_{Ex}^2}{6v_{Te}^2} |k_{ox}| L = \frac{2\pi L \omega_0}{9c} \frac{v_{E,vac}^2}{v_{Te}^2} \sin^2\theta \cos\theta. \quad (3)$$

Независимость (3) от смещения частоты позволяет говорить о возможности наблюдения сравнительно большого сдвига и уширения линий комбинационного излучения. Ниже мы обсудим вопрос об экспериментальных условиях проявления p-поляризации накачки. Преж-

де всего сравним (3) с максимально возможным коэффициентом усиления при нормальном падении волны накачки  $\alpha_{\text{max}}^{\text{норм}} = (\pi/24) \times \chi (v_E/v_{Te})^2 k_0 L$ . Выражая электрическое поле падающей волны и волновые векторы  $k_0$  и  $k_{ox}$  вблизи  $(1/4)n_c$  через их значения в вакууме, получаем, что отношение (3) к  $\alpha_{\text{max}}^{\text{норм}}$  равно  $(16/3)\cos\theta\sin^2\theta$ . При  $\theta = 54,73^\circ$  это отношение достигает своего максимума равного  $\approx 2,05$ . Это означает, что наблюдение комбинационных частот с небольшим сдвигом частоты при нормальном падении накачки позволяет надеяться при том же значении плотности потока излучения накачки в вакууме наблюдать больший сдвиг частоты при углах падения  $30^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$ . При этом, конечно, следует помнить, что приближаясь к  $\theta = 60^\circ$  мы уменьшаем  $|k_{ox}|$ , а поэтому и сдвиг частоты, который в условиях формулы (3) имеет вид:  $\Delta\omega = (3/4)\omega_0 r_{De}^2 k_{ox} k_x$ .

Максимально возможный сдвиг частоты определяется затуханием Ландау, когда  $|k_x|$  достигает значения  $(0,2 + 0,3)r_{De}^{-1}$ . Соответственно, для ширины спектра ленгмювской турбулентности, возбуждаемой при  $t \rightarrow 2l$ , имеем

$$\Delta\omega_{\text{max}} \sim (0,3 + 0,4)v_{Te} |k_{ox}| = (0,3 + 0,4)\omega_0 (v_{Te}/c) \sqrt{(3/4) - \sin^2\theta}. \quad (4)$$

Наблюдению такого большого сдвига частоты может помешать столкновительная диссипация. При этом главным диссипативным эффектом является поглощение электронных ленгмювских волн, поскольку их скорость мала по сравнению со скоростью света. Ослабление амплитуды ленгмювской волны происходит при ее движении от точки  $x_d$  двухплазменного распада ( $t \rightarrow 2l$ ) до точки  $x_c$  ее комбинационного слияния с поперечной волной. Такое ослабление характеризуется законом  $\exp(-\tau_1)$ , где оптическая толщина  $\tau_1 = \int_{x_c}^{x_d} dx \text{Im}k_x$  определяется электрон-ионной частотой столкновений  $\nu_{ei}(0)$  в окрестности  $(1/4)n_c$ . Поскольку для координаты  $x_d$  распадной точки имеем

$$\omega = \omega_{Le}(x_d) + (3/4)r_{De}^2 k_1^2 \omega_0 + \left[ \omega_0 - 2\omega - (3/4)r_{De}^2 \omega_0 (k_0^2 - 2\bar{k}_1 \bar{k}_{o1}) \right]^2 / (3r_{De}^2 k_{ox}^2 \omega_0), \quad (5)$$

то в условиях формулы (3) получаем

$$\frac{x_d}{L} = - \frac{16c^2}{9v_{Te}^2} \left( \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 (1 - \frac{4}{3} \sin^2\theta)^{-1}. \quad (6)$$

Соответственно этому

$$\tau_1 = \left| \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right| \frac{4c\gamma_{ei}(0)L}{3\sqrt{3}v_{Te}^2} (1 - \frac{4}{3} \sin^2\theta)^{-1/2}. \quad (7)$$

Сравнение формул (3) и (7) показывает, что, во-первых, максимальный допустимый столкновительной диссипацией сдвиг частоты пропорционален (при заданной температуре) плотности потока энергии лазерного излучения ( $q = mcn_c v_{E,vac}^2$ ):

$$\Delta\omega = \frac{\pi\omega_0^2 v_{E,vac}^2}{2\sqrt{3}\gamma_{ei}(0)c^2} \cos\theta \sin^2\theta (1 - \frac{4}{3} \sin^2\theta)^{1/2} = \omega_0 \frac{q}{q_1} \Psi(\theta), \quad (8)$$

где

$$\Psi(\theta) = \cos\theta \sin^2\theta (1 - \frac{4}{3} \sin^2\theta)^{1/2}, \quad q_1 = 4 \cdot 10^{13} \Lambda Z T_e^{-3/2} \lambda^{-3} \text{ Вт/см}^2.$$

Во-вторых, для того, чтобы сдвиг частоты превышал  $4(v_{Te}^2/c^2)\omega_0$  необходимо выполнение "порогового" условия:

$$q\Psi(\theta) > \frac{8\sqrt{3}}{\pi} cn_c T_e \frac{\gamma_{ei}(0)}{\omega_0} = q_2 = 3 \cdot 10^{11} \Lambda Z T_e^{-1/2} \lambda^{-3} \text{ Вт/см}^2. \quad (9)$$

Наконец, для достижения максимального сдвига частоты (4) необходимо  $\cos\theta \sin^2\theta q_1 \sim q_3 = (4 \div 6) 10^{11} \Delta z T_e^{-1} \lambda^{-3} \text{ Вт/см}^2$ ,

где  $z$  - заряд ионов,  $\Delta$  - кулоновский логарифм,  $T_e$  в кэВ,  $\lambda$  - длина волны лазерного излучения в микронах. В типичных условиях облучения полиэтилена излучением неодимового лазера ( $z \sim 5$ ,  $\Delta \sim 8$ ,  $T_e \sim 0,5$  кэВ) имеем  $q_1 = 4,5 \cdot 10^{15}$ ,  $q_2 = 1,7 \cdot 10^{13}$ ,  $q_3 = (3 \div 5) 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Из приведенных значений видно, что максимальный сдвиг частоты достигается сравнительно быстро после превышения "порога" (9). Очевидно, что только после достижения максимального сдвига частоты практически вся энергия параметрически генерируемых плазмонов будет поглощаться благодаря эффекту Черенкова. Именно поэтому следует искать корреляцию большого сдвига частоты в спектре комбинационного рассеяния и генерации горячих электронов в окрестности  $(1/4)n_c$  (ср. с /5/).

Лентморовские волны, участвующие в слиянии с поперечной волной с частотой  $\omega_1$  и определяющие излучение волн на комбинационных частотах, параметрически генерируются в различных слоях плазмы соответственно различному сдвигу частоты. Поэтому при значительном превышении порога (9) возникает широкая линия излучения, форма которой дается зависимостью от частоты функции  $\exp(\alpha_p - \tau_1)$ . Асимметрия такой широкой линии относительно  $\omega_1 \pm (\omega_0/2)$ ; в соответствии с теорией работы /1/, обусловлена диссипацией в плазме поперечных волн.

В заключение заметим, что в условиях неприменимости представлений о конвективном насыщении параметрической неустойчивости экспериментальное исследование формы линий комбинационного рассеяния является способом получения непосредственной информации об интенсивности нелинейно возбуждаемых продольных волн  $\sim \exp(\alpha_{ef})$  (ср. с /3/).

Поступила в редакцию  
25 ноября 1980 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, В. Т. Тихончук, Физика плазмы, 3, I3I4 (1977).
2. Е. З. Гусаков, Письма в ЖТФ, 3, I2I9 (1977).
3. Н. Г. Басов и др., Письма в ЖЭТФ, 30, 439 (1979).
4. А. Н. Стародуб, М. В. Филиппов, Физика плазмы, 5, I090 (1979).
5. В. В. Александров, Н. Г. Ковальский, В. П. Силин, ЖЭТФ, 79, 850 (1980).
6. V. P. Silin, Nonlinear laser plasma interaction and heating, Invited lecture, X Summer School and Symposium on Physics of Ionized Gases (SPIG-80), 1980, Dubrovnik, Yugoslavia (in English); Препринт ФИАН № I65, 1980 г. (на русском языке).
7. V. P. Silin, Frequency shift of  $(1/2)\omega_0$  harmonics radiation, GRECO ILM report, Ecole Polytechnique, Palaiseau, July, 1979.
8. В. П. Силин, Краткие сообщения по физике ФИАН № IO, 35 (1979).