

О СДВИГЕ И УШИРЕНИИ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

В. П. Силин

УДК 533.9

Рассматривается эффект большого изменения частоты излучения благодаря параметрической генерации коротковолновых ленгмюровских волн.

Рассмотрим возможное изменение частоты электромагнитной волны в плазме, обусловленное параметрическими эффектами, а также связанные с таким изменением спектральные свойства комбинационного излучения. Пусть на плосконеоднородную плазму под углом θ падает электромагнитная волна с частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{K}_0 , имеющая р-поляризованную компоненту. Для простоты примем зависимость плотности электронов плазмы от координат в виде $n = n_c [1 - (x/L)]$, где n_c - критическая плотность. Поскольку поле волны накачки экспоненциально убывает в области $x/L < \sin^2 \theta$, а затем возрастает в узкой области вблизи $x = 0$, то параметрические неустойчивости приводят здесь к возбуждению двух типов ленгмюровских волн: длинноволновых, возникающих в непосредственной окрестности области критической плотности, и коротковолновых, возникающих при достаточно большом значении θ в области прозрачности волны накачки $x/L > \sin^2 \theta$. При этом величина волнового вектора коротковолновых ленгмюровских волн определяется условием $3r_{De}^2 k^2 = x/L$, где r_{De} - дебаевский радиус электронов. Если при этом x/L окажется весьма большим, то генерация плазмонов станет невозможной из-за затухания Ландау. Этому отвечает граничный угол падения, измерение которого может дать информацию о температуре или неоднородности плазмы. Следует заметить, что возникающие при параметрическом распаде $t \rightarrow 1 + s$ ленгмюровские волны будут иметь частоту, меньшую частоты накачки на ве-

личину

$$\omega_{Li} k r_{De} = \omega_{Li} \sqrt{x/3L} > 3^{-1/2} \omega_{Li} \sin \theta, \quad (1)$$

где ω_{Li} - ленгмювская частота ионов. Трансформация таких коротковолновых плазмонов приведет к генерации излучения, смещенного по частоте на величину (1). Подчеркнем, что в формуле (1) основной вклад при таком излучении дает x -компонента волнового вектора. Поскольку инкремент неустойчивости определяется скалярным произведением $\vec{k} \vec{E}_0$, где \vec{E}_0 - напряженность электрического поля накачки, то наличие x -компоненты электрического поля оказывается существенным.

При диагностике плазменной турбулентности /I/ зондирующим излучением с частотой ω_1 комбинационные частоты $|\omega_1 \pm \omega_0|$ также окажутся сдвинутыми на величину (1), а угловой разброс лучей зондирующего пучка может привести к большой ширине линий. Заметим, что если зондирующая частота близка к основной, то x -проекция волнового вектора плазменных волн может значительно превышать поперечную.

Большое изменение частоты возможно и при параметрической неустойчивости вблизи $(1/4)n_c$, где имеет место двухплазмонный распад $t \rightarrow 2l/2$. Будем при этом считать, что волновой вектор ленгмювской волны значительно превышает волновой вектор накачки. Тогда сдвиг частоты плазмона, генерируемого при двухплазмонном распаде, дается формулой

$$|\omega - \omega_0/2| = (3/4)\omega_0 r_{De}^2 |k_x k_{ox}| = (\sqrt{3}/4)\omega_0 |k_{ox}| r_{De} \sqrt{x_d/L}, \quad (2)$$

где x_d определяется условием распада $t \rightarrow 2l$ и представляет теперь расстояние от $(1/4)n_c$. С другой стороны, при излучении частоты $\omega_0/2$ точка x будет также определяться углом $\theta_{1/2}$, под которым может излучаться такая волна: $x_d/L \geq \sin^2 \theta_{1/2}$. Поэтому из (2) следует

$$|\omega - \omega_0/2| \geq \frac{\sqrt{3}}{2} v_{Te} |k_{ox}| \sin \theta_{1/2}, \quad (3)$$

где v_{Te} - тепловая скорость электрона. Знак сдвига частоты определяется произведением $k_{ox} k_x$. Формула (3) при не слишком малых значениях $\theta_{1/2}$ дает сдвиг частоты в c/v_{Te} раз больше обсуждавшегося в работе /I/ в связи с генерацией гармоники $3\omega_0/2$. Необходимо подчеркнуть, что при таком большом сдвиге частоты очень

важно наличие x -компоненты электрического поля накачки, поскольку пространственное усиление плазменных волн в этих условиях дается формулой:

$$\exp\left[\pi(v_{E,x}/v_{Te})^2 k_{0x} L\right],$$

где \bar{v}_E - амплитуда осциллирующий электрона в поле накачки. В случае генерации гармоники $\omega_0/2$ угловая ширина области большого сдвига особенно велика. В то же время следует заметить, что при достаточно больших углах излучения будет проявляться большой сдвиг (3) и для других комбинационных частот $|\omega_1 \pm \omega_0/2|$, где ω_1 может быть частотой как греющего, так и зондирующего излучения.

Заметим, что наклонное падение излучения и наличие р-поляризации в условиях реального взаимодействия излучения с плазменной короной при ее неплоском разлете в той или иной мере реализуется всегда.

Экспериментальное изучение большого сдвига частоты представляет существенный интерес для диагностики параметрической турбулентности и выяснения того, растет или уменьшается частота вторичных плазмонов при развитии турбулентности в неоднородной плазме.

Выражаю признательность доктору Э. Фабру и французскому национальному центру научных исследований (CNRS) за гостеприимство в Эколь Политехник в Палезо, где мне пришел в голову ряд изложенных здесь мыслей.

Особую благодарность выражаю доктору Р. Минсу, чей визит в ФИАН заставил меня работать.

Поступила в редакцию
13 июля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Ю. Быченков, В. П. Силян, В. Т. Тихончук, Физика плазмы, 3, I3I4 (1977); Soviet Journal of Plasma Physics, 3, N6, 713 (1978).
2. V. P. Silin, Frequency shift of $(1/2)\omega_0$ harmonic's radiation, GRECO ILM report, Ecole Polytechnique, Palaiseau, July, 1979.