

вательно, и $\approx (\delta)$. Ясно, что эффект ослабления (в отличие от усиления при рассеянии от малых тел) должен иметь место для любых достаточно больших тел, имеющих квази-плоские площадки в одном или двух измерениях, при условиях, что 1) угол рассеяния на одной неоднородности мал по сравнению с «угловыми» размерами одной неоднородности (зоны геометрической оптики), $\lambda/l \ll l/L$, 2) фазовые флуктуации велики, $\langle s^2 \rangle \gg 1$, 3) точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, $\lambda R_0 \gg b l_E$. Этот факт не был ранее замечен в работе автора [9], что привело к ошибочной формуле для $\sigma(\delta)$. Кстати, в протяженной среде неравенство 1) может нарушаться, и решение этой задачи представляет самостоятельный интерес. Заметим только, что из общих физических соображений следует, что при $\lambda L \gg l^2$ должно происходить «замазывание» эффекта, так как при $\lambda L \gg l^2$ характерный угол рассеяния на одной неоднородности λ/l велик по сравнению с углом корреляции фазовых флуктуаций в прямом и обратном направлениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Виноградов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 7, 1064 (1973).
2. А. Г. Виноградов, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 10, 1584 (1974).
3. А. Г. Виноградов, Диссертация, ИФА АН СССР, М., 1974
4. П. Я. Уфимцев, Метод краевых волн в физической теории дифракции, изд. Сов. радио, М., 1962.
5. В. В. Тамойкин, Изв. вузов — Радиофизика, 9, № 6, 1124 (1966).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
11 марта 1979 г.

УДК 533.951

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ОГРАНИЧЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПЛАЗМОЙ

Н. И. Айзацкий, В. А. Балакирев, А. П. Толстолужский

Для повышения эффективности взаимодействия пучка с плазменной волной необходимо обеспечить длительный синхронизм между ними. Как известно, этого можно добиться путем изменения параметров плазменной системы, например плотности плазмы или напряженности внешнего магнитного поля, таким образом, чтобы фазовая скорость волны вдоль движения пучка уменьшалась [1-3].

В данной работе обращается внимание на то, что самовоздействие ВЧ волны, обусловленное перераспределением плотности плазмы под действием силы ВЧ давления, может приводить к повышению эффективности преобразования энергии пучка в энергию ВЧ волны. С физической точки зрения это связано с тем, что в результате действия силы ВЧ давления нарастающей волны в плазме возникнет неоднородность плотности со спадающим вдоль направления движения пучка профилем. Такая неоднородность приведет к уменьшению фазовой скорости волны, что, в свою очередь, может привести к улучшению синхронизма между сгустками пучка и волной.

Рассмотрим цилиндрический плазменный волновод радиуса a с холодными ионами и горячими электронами ($T_e \gg T_i$), окруженный проводящим кожухом такого же радиуса. Пусть вдоль оси такого волновода движется тонкий моноэнергетический пучок электронов радиуса b ($b \ll a$). Система помещена в сильное магнитное поле, так что электроны пучка и плазмы можно считать замагниченными.

Электрическое поле возбуждаемой волны плазменного волновода можно представить в виде [3]

$$E_z = A(z) \cos(kz - \omega t + \varphi(z)) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right), \quad (1)$$

где $A(z)$ и $\varphi(z)$ — медленно меняющиеся амплитуда и фаза волны, $k = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\lambda^2 \omega^2}{a^2 (\omega_p^2 - \omega^2)}} = \frac{\omega}{V_0}$ — продольное волновое число, V_0 — скорость пучка, $\lambda = 2.4$ — первый корень функции Бесселя $J_0(x)$. Тогда систему уравнений, описывающую процесс стационарного усиления ВЧ волны электронным пучком с учетом самовоздействия волны, можно записать следующим образом.

$$\frac{dC}{d\xi} = \int_0^1 \frac{\cos(2\pi\tau - \varphi)}{(1 - \nu\theta)^2} d\tau_0,$$

$$C \frac{d\varphi}{d\xi} = \int_0^1 \frac{\sin(2\pi\tau - \varphi)}{(1 - \nu\theta)^2} d\tau_0 + \delta C^3, \quad (2)$$

$$(1 - \nu\theta) \frac{d\tau}{d\xi} = \frac{\nu}{2\pi}, \quad (1 - \nu\theta) \frac{d\nu}{d\xi} = C \cos(2\pi\tau + \varphi).$$

Здесь

$$\xi = \frac{\omega}{V_0} \theta z, \quad \nu = \frac{V_0 - V}{V_0 \theta}, \quad \tau = \frac{t}{T} - \frac{z}{V_0 T}, \quad C = A \frac{e}{m \omega V_0 \theta^2},$$

$$\theta = \left(\frac{\Pi}{\lambda^2 J_1^2(\lambda)} \right)^{1/3}, \quad \Pi = \frac{\omega_b^2 b^2}{V_0^2}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

$$\delta = \frac{1}{4} \frac{\int_0^1 J_0^4(\lambda\xi) \xi d\xi}{\lambda^4 J_1^4(\lambda)} \left(\frac{\omega_p e a}{V_0} \right)^4 \frac{n_b m (V_0^2/2) b^2}{n_p T_e a^2}.$$

Уравнения (2) были проинтегрированы численно при следующих начальных условиях $C_e(0) = 0,01$, $\varphi(0) = 0$ и значениях безразмерных параметров $\theta = 0,1$, $\delta = 0,7$. На рис. 1

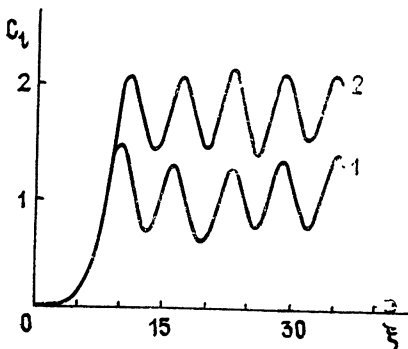


Рис. 1. Зависимости безразмерной амплитуды от координаты ($1 - \delta = 0$, $2 - \delta = 0,7$).

исходит быстрее, чем уменьшение скорости пучка, в результате нарушается синхронизм между пучком и волной и значительно уменьшается максимальная амплитуда ВЧ волны [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Шапиро, В. М. Шевченко, Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 5—6, 767 (1976).
2. В. П. Индыкул, И. П. Панченко, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Физика плазмы, 3, 577 (1977).
3. И. В. Лошков, Физика плазмы, 3, 577 (1977).
4. Н. И. Айзацкий, Изв. вузов — Радиофизика, 20, 857 (1977).

Поступила в редакцию
10 апреля 1979 г.

представлены результаты численных расчетов в виде зависимостей амплитуды ВЧ волны от безразмерной координаты ξ . Из этого рисунка видно, что, действительно, самовоздействие волны при указанном значении параметра δ приводит к росту ее максимальной амплитуды и соответственно к увеличению отбираемой от пучка мощности.

Коэффициент преобразования энергии пучка в энергию волны, определенный как отношение максимального потока энергии ВЧ волны к начальной мощности пучка $S_b = \pi b^2 n_b (m V_0^3/2)$,

$$\eta = \frac{S_e}{S_b} = \theta C_{\max}^2, \quad (3)$$

примерно в два раза выше, чем в случае линейной плазмы ($\delta = 0$). В случае больших δ ($\delta \gg 1$) уменьшение фазовой скорости волны вследствие самовоздействия про-