

Задание параметров работы комплекса осуществляется в процессе диалогового общения экспериментатора с ЭВМ.

Работу комплекса проиллюстрируем примером исследования реверсивного течения протоплазмы в длинных тонких тязжах плазмодия миксоциета *Physarum*, представляющих собой вязкоупругие толсто-стенные трубки диаметром около 100 мкм. В этих экспериментах использовалась одноручевая схема ОДА, являющаяся разновидностью схемы с опорным пучком (рис. 1). Роль опорного излучения играет здесь свет, рассеянный на неподвижных стенках тязжа. Сечение измерительного объема сравнимо с сечением тязжа. Выходной сигнал фотоприемника несет информацию лишь о модуле скорости $|\vec{V}|$, который связан с величиной доплеровского сдвига частоты f_D соотношением: $|\vec{V}|$ (мкм/с) = $0,8 f_D$ (Гц).

На рис. 2 приведены усредненные по 8 реализациям логарифмические доплеровские спектры, снятые с интервалом в 10 с. Время усреднения составляет 0,3 с. Вид спектров существенно определяется формой профиля скорости в измерительном объеме, которая в случае вязкоупругой протоплазмы может сильно отличаться от параболической. По ширине спектров можно определить максимальную скорость в измерительном объеме. При этом суммарная ошибка измерения не превышает 8—10%.

На рис. 3 приведена полученная временная зависимость модуля максимальной скорости для исследованного в данном эксперименте тязжа. Отчетливо видна низкочастотная модуляция скорости потока протоплазмы, являющаяся результатом наложения различных внутриклеточных ритмов.

Приведенный пример показывает возможности комплекса при решении задач, выходящих за рамки традиционной гидродинамики.

Авторы выражают благодарность Ю. М. Романовскому за полезные обсуждения и В. И. Берсеневу за помощь в проведении эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Приезжев А. В., Романовский Ю. М. Лазерная доплеровская спектроскопия и ее применение в биологии.— Квантовая электроника, 1978, 5, № 10, с. 2237—2242. [2] Лазерные доплеровские измерители скорости. Новосибирск, 1975, 163 с. [3] Приезжев А. В., Романовский Ю. М., Тихомиров А. Г., Пентегова Л. И. Исследование нестационарного течения протоплазмы плазмодия миксоциета методом лазерной доплеровской анемометрии.— Биофизика, 1978, 23, № 3, с. 541—543. [4] Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М., 1978, 848 с.

Поступила в редакцию
16.06.80

УДК 538.56:533.90

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

В. К. Гришин, М. Ф. Каневский

(кафедра ядерных взаимодействий и ускорителей)

Вопросам генерации поверхностных волн в пучково-плазменных системах посвящен ряд исследований [1, 2]. Внимание привлекают системы, в которых релятивистский электронный пучок обдувает плаз-

менную поверхность. При определенных условиях здесь возможна генерация существенно поверхностных волн, амплитуда поля которых быстро спадает от границы плазмы. В таких полях фазовое перемещение частиц происходит особенно быстро, так что (см. в [2] примеры численного моделирования) выход на уровень нелинейного насыщения генерации сопровождается лишь незначительными осцилляциями амплитуды поля. Тем самым прямой анализ состояния насыщения позволяет получить практические оценки по эффективности генерации поверхностных волн.

Рассмотрим эффективность генерации поверхностной E -волны в двух наиболее характерных случаях: 1) широкий пучок обдувает свободную от магнитного поля плазменную поверхность, 2) пучок обдувает узкий плазменный столб радиуса r_p (пучок и плазма замагничены). При $\varepsilon_p = -\varepsilon < 0$ в обеих системах возможна одномодовая генерация поверхностной E -волны ($\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, $\omega_p^2 = 4\pi n_p e^2/m$, n_p — плотность плазмы). В случае обдувания плазменного столба, согласно [2], пучок наиболее эффективно взаимодействует с длинноволновыми колебаниями плазменного столба, т. е. при $x = \sqrt{\varepsilon} \kappa_0 r_p \ll 1$, $y = \mu r_p \ll 1$,

где

$$\kappa_0 = k_0/\gamma, k_0 = \gamma_0 \exp(-2(\gamma_0^2 - 1)c^2/\omega_p^2 r_p^2)/r_p, \mu = \exp(-2(\gamma^2 - 1)c^2/\omega_p^2 r_p^2)/r_p$$

(γ_0, γ — релятивистские факторы пучка в начальном (моноэнергетическом) и конечном состояниях пучка).

Характерной особенностью возбуждения поверхностных волн обдувающими пучками является то, что поток энергии поля в пучковой зоне Π_b значительно превосходит поток излучения в плазме Π_p . В реальном эксперименте это позволяет заметно уменьшить диссипацию энергии поля в плазме и облегчить излучение поля. На стадии насыщения генерации отношение Π_b к Π_p равно:

- 1) $\Pi_b/\Pi_p \approx \gamma_0^2 \gamma^2 \gg 1$,
- 2) $\Pi_b/\Pi_p = 8/x^4 \ln y^{-1} \gg 1$.

Эффективность η преобразования энергии пучка в энергию излучения, равная отношению потока излучения Π к потоку начальной кинетической энергии пучка Π_0 , в рассматриваемом состоянии (пучок и волна синхронизованы, так что $\omega = ku$, $u = \beta c$ — скорость пучка в конечном состоянии) можно получить, используя законы сохранения энергии и импульса:

$$\eta = (\Pi_b + \Pi_p)/\Pi_0 \approx \Pi_b/\Pi_0 = 2\gamma_0 \varepsilon (\beta_0 - \beta) \gamma^2 / (\gamma_0 - 1) P_0, \quad (1)$$

где

$$P_0 = (1 + k^2/\kappa_p^2) \left(\beta \varepsilon - (kc/\gamma^2) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right) + k^2 \beta \varepsilon^2 (2 - \beta^2) / \kappa_p^2 + \\ + \beta (\kappa_1^2/\kappa^2 - 1) \kappa_p / \kappa_1, \quad \kappa = k/\gamma, \quad k = \omega_p / \beta_0 c \sqrt{1 + \gamma_0^2}, \\ \kappa_p^2 = k^2 (1 + \varepsilon \beta^2), \quad \kappa_1 = \varepsilon \kappa^2 / \kappa_p$$

в случае обдувания плазменной поверхности и

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\gamma_0}{(\gamma_0 - 1)} \gamma^2 (\beta_0 - \beta) \beta \left(2 + \frac{1}{\ln y} \right) \quad (2)$$

в случае обдувания плазменного столба.

Установившаяся направленная скорость пучка u в состоянии насыщения получается с помощью самосогласованного нелинейного ки-

нетического анализа (аналогично проведенному в работе [3]). Такой анализ дает возможность получить уравнения для определения скорости пучка в конечном состоянии в зависимости от начальных параметров пучка и плазмы:

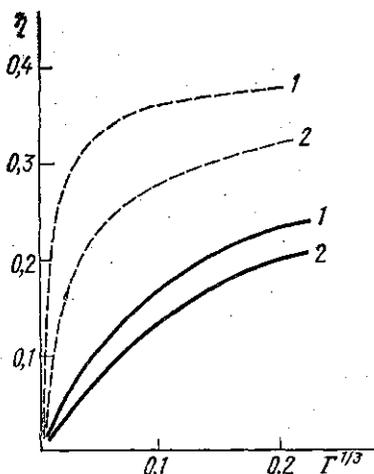
$$\frac{n_0}{n_p} = 4\gamma_0 \frac{\beta (\kappa_1^2/\kappa_2 - 1)}{\beta_0^3 (1 + \gamma_1^2)} \left(1 - \beta_0\beta - 1/\gamma_0\gamma + \frac{(\beta_0 - \beta) (\kappa_1^2/\kappa_2 - 1) \kappa_p}{2P_0\kappa_1} \right) \quad (3)$$

при обдувании плазменной поверхности и

$$\frac{n_0}{n_p} = 4\gamma_0 (\mu^2/\kappa_0^2 - 1) \frac{\beta}{\beta_0} \frac{\mu^2 c^2}{\omega_p^2} \left(1 - \beta_0\beta - 1/\gamma_0\gamma + \frac{(\beta_0 - \beta) (\mu^2/\kappa_0^2 - 1) \beta \kappa_0^2}{8\mu^2 \ln \gamma^{-1}} \right) \quad (4)$$

при обдувании плазменного столба. В уравнениях (3) и (4) n_0 — плотность пучка, $u_0 = \beta_0 c$ — скорость моноэнергетического пучка.

Примеры численного решения систем уравнений (1), (3) и (2), (4) приведены на рисунке. Как видно, возбуждение поверхностной E -волны обдувающим плазму пучком дает возможность достичь достаточно высоких значений эффективности η : для релятивистских пучков $\eta \geq 0,3 - 0,35$. Это связано с самим характером поверхностной E -волны, где высокий градиент поля вдоль поперечной координаты повышает удельный вес продольного потока энергии.



Эффективность η генерации поверхностной волны в случае обдувания плазменной поверхности (сплошные кривые) и обдувания плазменного столба (пунктир) при различных значениях параметра $\Gamma^{1/3} = (n_0/n_p)$: 1 — $\gamma_0 = 4$, $r_p = 0,5$ см, $\omega_p = 10^{11}$ с $^{-1}$; 2 — $\gamma_0 = 3$, $r_p = 0,5$ см, $\omega_p = 10^{11}$ с $^{-1}$.

Таким образом, использование обдувающих плазму пучков вместо пронизывающих дает возможность увеличить эффективность генерации поля при одинаковой интенсивности пучка и одновременно понизить потери в плазме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 1980, 167 с. [2] Альтеркоп Б. А., Росинский С. Е., Тараканов В. П. Нелинейное взаимодействие обдувающего электронного пучка с поверхностной плазменной волной. — Физика плазмы, 1979, 5, с. 291—296. [3] Гришин В. К., Каневский М. Ф. О нелинейном состоянии волна-пучок в плазменном волноводе. — Журн. техн. физ., 1980, 50, с. 1616—1620.