

- Горшков В. А., Климов А. И., Мишин Г. И. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1983—1898.
- [6] Жихарева Т. В., Заварин Д. Г., Тумакаев Г. К. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 477—485.
- [7] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1985. Т. 126 (168). № 4. С. 543—565.
- [8] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1983. Т. 20. (162). № 2. С. 240—272.
- [9] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1982. Т. 118. (160). № 1 (5). С. 19—49.
- [10] Голант В. Е. СВЧ методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [11] Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968. 392 с.
- [12] Ершов А. П., Кузовников А. А., Пономарева С. Е., Шибков В. М. // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Процессы ионизации с участием возбужденных атомов». I, 1988. С. 127—128.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.

09; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ДОМИНИРОВАНИЕ ВЫСШЕЙ МОДЫ В СПЕКТРЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВОЛНОВОДЕ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Г. П. Фоменко, А. С. Шлапаковский

В последнее время вопросы взаимодействия релятивистских электронных пучков с диэлектрическими замедляющими системами привлекают к себе внимание в связи с возможностью создания источников коротковолнового излучения — черенковских мазеров и лазеров на свободных электронах [1]. В работах [2, 3] было показано, что с ростом энергии пучка увеличивается частота, отвечающая максимальному инкременту в спектре неустойчивости, что соответствует синхронизму пучка с высшими волноводными модами. Однако при этом нет заметного преобладания по инкременту какой-либо моды над остальными [3]. Такого преобладания легко достичь над более высокочастотными модами, поскольку их поле сильнее прилипает к поверхности диэлектрика, нужно только подобрать расстояние между диэлектриком и пучком. Менее ясно, как ослабить взаимодействие на более низких частотах.

В этой связи интерес вызывают коаксиальные системы с частичным диэлектрическим заполнением. Основная мода этих волноводов, квази- T -волна, подобно T -волне обычного коаксиала, не имеет критической частоты, но в отличие от нее имеет E_z -составляющую поля и обладает дисперсией. При этом ее фазовая скорость лежит в интервале $c/\sqrt{\epsilon} < v_\phi < v_{\max}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость; v_{\max} — предельное значение при частоте, стремящейся к нулю [4]. Отсюда следует, что для релятивистского пучка, скорость которого $u > v_{\max}$, исключается синхронизм с наиболее длинноволновой модой такой системы. Однако отсутствие синхронизма с пучком само по себе не означает невозможности взаимодействия на низких частотах. Здесь играет важную роль величина тока пучка: при больших токах неустойчивость развивается за счет синхронизма с медленной пучковой волной, т. е. при $v_\phi < u$. Поэтому для выяснения возможности доминирования высшей моды в спектре неустойчивости при больших токах пучка необходим анализ численного решения соответствующего дисперсионного уравнения.

В настоящей работе подобный анализ проведен для ленточного пучка в плоском волноводе с диэлектрическим слоем (рис. 1). Такая геометрия хорошо моделирует коаксиальную, если предположить, что поперечный размер внутреннего проводника много больше расстояния между проводящими поверхностями, и ограничиться азимутально-симметричными возмущениями. Пучок считается полностью замагниченным, моноэнергетическим и бесконечно тонким.

Процедура получения дисперсионного уравнения отличается от описанной в [3] лишь одним граничным условием. Приведем итоговый результат

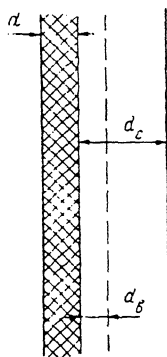


Рис. 1. Геометрия системы.

$$\begin{aligned} & \left[\Delta - 1 + (\Delta + 1) e^{-2q d_c} \right] \left(\frac{\omega}{c} - \beta k \right)^2 = \\ & = \frac{\partial q}{\gamma^3} [1 - e^{-2q(d_c - d_b)}] [\Delta - 1 + (\Delta + 1) e^{-2q d_b}]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$\Delta = \frac{p}{\varepsilon q} \operatorname{tg} p d, \quad p^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2, \quad q^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2},$$

$$\beta = \frac{u}{c}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \bar{\alpha} = \frac{2\pi e \sigma}{m c^2},$$

ω — частота, k — продольное волновое число, σ — поверхностная плотность заряда пучка

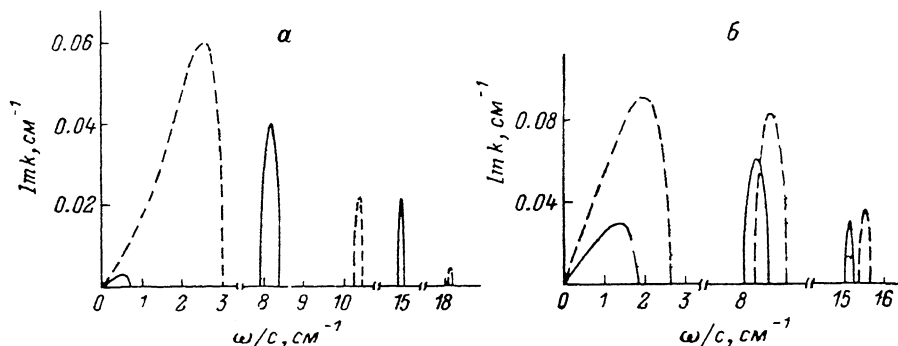


Рис. 2. Комплексные решения дисперсионного уравнения при $\varepsilon=2$, $d=0.5$ см, $d_c=1$ см, $d_b=0.4$ см.

а: $\bar{\alpha}=0.02$ см $^{-1}$; $\gamma=3$ (сплошные кривые), 2 (штриховые); б: $\gamma=3$; $\bar{\alpha}=0.1$ (сплошные кривые), 0.5 см $^{-1}$ (штриховые).

Видно, что при $d_c \rightarrow \infty$ уравнение (1) совпадает с дисперсионным уравнением, приведенным в [3]. Для количественных оценок удобно сопоставлять значения $\bar{\alpha}$ с величиной тока тонкого трубчатого пучка радиуса r_b

$$I \approx 17\beta r_b \bar{\alpha} \text{ кА}. \quad (2)$$

Характерные спектры неустойчивости, полученные в результате численного решения дисперсионного уравнения (1) для случаев $\gamma=2, 3$, показаны на рис. 2, а. Очень хорошо видно, что с увеличением энергии пучка основная мода исключается из синхронизма и следующая за ней высшая мода становится преобладающей в спектре неустойчивости. Это явление особенно интересно с точки зрения возможности генерации и усиления коротковолнового излучения высокоэнергетичными пучками, поскольку для приборов, использующих в качестве рабочей основную моду, укорочение длины волны связано, наоборот, с уменьшением энергии [1].

Весьма существенно, однако, что эффект доминирования высшей моды в спектре неустойчивости ограничен сверху по величине тока пучка. На рис. 2, б показано, как с увеличением тока резко возрастает инкремент на основной моде и преобладание высшей моды исчезает. Область токов, в которой существует доминирование, очевидно, определяется степенью превышения скорости пучка над максимальной фазовой скоростью квази- T -волны. Из рис. 2, б, в частности, следует, что этот эффект реально достижим для килоамперных значений токов при разумных геометрических и энергетических параметрах.

Список литературы

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [2] Walsh J. E., Murphy J. B. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. 18. N 8. P. 1259—1264.
- [3] Ташкин С. А., Фоменко Г. П., Шлапаковский А. С. // ЖТФ, 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1538—1543.
- [4] Иларионов Ю. А., Раевский С. Б., Сморгонский В. Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980. 200 с.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском политехническом институте

Поступило в Редакцию
4 августа 1988 г.