

01;09;10

Гибрид "антенна–усилитель": релятивистская лампа бегущей волны на азимутально-несимметричной моде стержневой замедляющей системы

© А.С. Шлапаковский

НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете

Поступило в Редакцию 19 августа 1998 г.

Развита линейная теория черенковского СВЧ-усилителя с замедляющей системой в виде круглого волновода с диэлектрическим стержнем. Такая система допускает использование стержневой антенны для вывода излучения в свободное пространство без дополнительных трактов и преобразователей типов волн. Рассмотрен общий случай отсутствия азимутальной симметрии и определены условия доминирования основной несимметричной моды HE_{11} .

Еще в самой первой работе по генерации мощного СВЧ-излучения релятивистским сильноточным пучком электронов [1] использовалась электродинамическая система в виде волновода с ребристым стержнем, обеспечивающим необходимое для черенковского взаимодействия замедление электромагнитной волны. В коаксиальной геометрии возрастают значения предельных токов транспортировки пучка, поэтому выбор ее был естественным для токов в несколько десятков килоампер, имевших место в этих экспериментах. Наряду с возможностью работы со сверхмощными пучками достоинством коаксиальной конфигурации является пониженная напряженность СВЧ-поля на поверхности, замедляющей структуры [2–4]. В [2] подчеркивалось также то преимущество, что спектр колебаний гофрированного стержня значительно реже, чем у отрезка волновода близких размеров; это позволило успешно осуществить селекцию мод в черенковском генераторе миллиметрового диапазона.

Помимо этого существует еще и специфическая, весьма привлекательная особенность коаксиальной системы с замедляющим стержнем, впервые отмеченная в работе [5]. Она связана с оригинальными возможностями для ввода и вывода СВЧ в усилительном приборе. В

самом деле, диэлектрический стержень либо металлический ребристый или гофрированный стержень представляют собой линию передачи, на основе которой действуют широко используемые и детально разработанные антенны поверхностной волны [6]. Если вдоль поверхности такой антенны пропустить трубчатый электронный пучок, то СВЧ-сигнал, питающий ее, будет усиливаться за счет механизма черенковского взаимодействия. Для обеспечения прохождения пучка необходим внешний коаксиальный проводник, который может служить коллектором. Таким образом, возможен гибрид лампы бегущей волны (ЛБВ) и антенны поверхностной волны.

Обычно рабочей модой стержневой антенны является основная несимметричная мода HE_{11} , тогда как для ЛБВ типична симметричная рабочая мода TM_{01} . Для выяснения потенциальных возможностей гибридного прибора "антенна-усилитель" нужно определить коэффициенты и полосы усиления на моде HE_{11} в зависимости от параметров пучка и замедляющей системы, чтобы сравнить их, с одной стороны, со значениями, характерными для релятивистских ЛБВ традиционной конфигурации, а с другой стороны, со значениями, получающимися в этой же, коаксиальной, системе на симметричной моде TM_{01} и других модах более высокого порядка. Для этого достаточно вывести "горячее" дисперсионное уравнение системы без предположения азимутальной симметрии для возмущений; из его численного решения можно получить инкременты неустойчивости для любой моды с произвольным азимутальным индексом.

В настоящей работе такое исследование выполнено для случая круглого волновода с диэлектрическим стержнем и трубчатым электронным пучком между стержнем и внешней проводящей стенкой. Фактически эта система представляет собой разновидность диэлектрического черенковского мазера (традиционной замедляющей системой которого является волновод с диэлектрической втулкой).

Будем считать пучок бесконечно тонким, моноэнергетическим и полностью замагниченным. Для полей, пропорциональных $\exp\{i(l\theta + kz - \omega t)\}$, где ω — частота, k — продольное волновое число, l — азимутальный индекс, зависимости продольных компонент E_z и H_z от радиальной координаты r с учетом условий на металлической поверхности выражаются функциями Бесселя действительного (J_l) и

мнимого (I_l и K_l) аргумента

$$\begin{aligned} E_z &= A_E J_l(pr), \quad H_z = A_H J_l(pr), \quad r < a, \\ E_z &= B_E I_l(qr) + C_E K_l(qr), \quad a < r < r_b, \\ E_z &= D_E \left[K_l(qb) I_l(qr) - I_l(qb) K_l(qr) \right], \quad r_b < r < b, \\ H_z &= B_H \left[K'_l(qb) I_l(qr) - I'_l(qb) K_l(qr) \right], \quad a < r < b. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь a — радиус стержня, r_b — радиус пучка и b — радиус волновода, $p^2 = \varepsilon\omega^2/c^2 - k^2$, $q^2 = k^2 - \omega^2/c^2$, ε — диэлектрическая проницаемость материала стержня, $A_{E,H}$, $B_{E,H}$, C_E и D_E — произвольные константы. Условия непрерывности азимутальных компонент поля E_θ и H_θ на поверхности диэлектрика имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{p^2} \left(k \frac{l}{r} E_z + i \frac{\omega}{c} \frac{dH_z}{dr} \right)_{r=a-0} &= - \frac{1}{q^2} \left(k \frac{l}{r} E_z + i \frac{\omega}{c} \frac{dH_z}{dr} \right)_{r=a+0}, \\ \frac{1}{p^2} \left(i \varepsilon \frac{\omega}{c} \frac{dE_z}{dr} - k \frac{l}{r} H_z \right)_{r=a-0} &= - \frac{1}{q^2} \left(i \frac{\omega}{c} \frac{dE_z}{dr} - k \frac{l}{r} H_z \right)_{r=a+0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Используя линеаризованные уравнения движения и непрерывности, можно получить условие на скачок производной E_z на поверхности пучка

$$\left\{ \frac{dE_z}{dr} \right\}_{r=r_b} = - \frac{2eI_b}{\gamma^3 m u r_b} \frac{q^2 E_z(r_b)}{(\omega - ku)^2}, \quad (3)$$

где I_b — ток пучка, u — скорость электронов и $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор. Подстановка (2) и (3) в (1) и учет условий непрерывности E_z и H_z приводят в конечном итоге к дисперсионному уравнению рассматриваемой системы

$$\begin{aligned} \left\{ \left[\frac{pF'_E(qa, qb)}{F_E(qa, qb)} + \frac{\varepsilon qJ'_l(pa)}{J_l(pa)} \right] \left[\frac{pF'_H(qa, qb)}{F_H(qa, qb)} + \frac{qJ'_l(pa)}{J_l(pa)} \right] - \left[\frac{(\varepsilon - 1)l\omega k}{cpqa} \right]^2 \right\} \\ \times (\omega - ku)^2 = \frac{2eI_b}{\gamma^3 m u} q^2 \frac{F_E(qr_b, qb)}{F_E(qa, qb)} F_E(qa, qr_b) f(\omega, k), \end{aligned} \quad (4)$$

в котором

$$F_E(x, y) = I_l(x)K_l(y) - I_l(y)K_l(x), \quad F'_E(x, y) = I'_l(x)K_l(y) - I_l(y)K'_l(x),$$

$$F_H(x, y) = I_l(x)K_l'(y) - I_l'(y)K_l(x), \quad F_H'(x, y) = I_l'(x)K_l'(y) - I_l'(y)K_l'(x),$$

$$f(\omega, k) = \left[\frac{(\varepsilon - 1)l\omega k}{cpqa} \right]^2 - \left[\frac{pF_E'(qa, qr_b)}{F_E(qa, qr_b)} + \frac{\varepsilon qJ_l'(pa)}{J_l(pa)} \right] \\ \times \left[\frac{pF_H'(qa, qb)}{F_H(qa, qb)} + \frac{qJ_l'(pa)}{J_l(pa)} \right].$$

В отсутствии пучка ($I_b = 0$) уравнение (4) совпадает с известным дисперсионным уравнением для азимутально-несимметричных мод в волноводе с диэлектрическим стержнем [7].

Спектр неустойчивости системы, полученный путем численного решения уравнения (4) при различных азимутальных индексах ($l = 0, 1, 2, 3$), представлен на рис. 1. Параметры пучка, взятые для

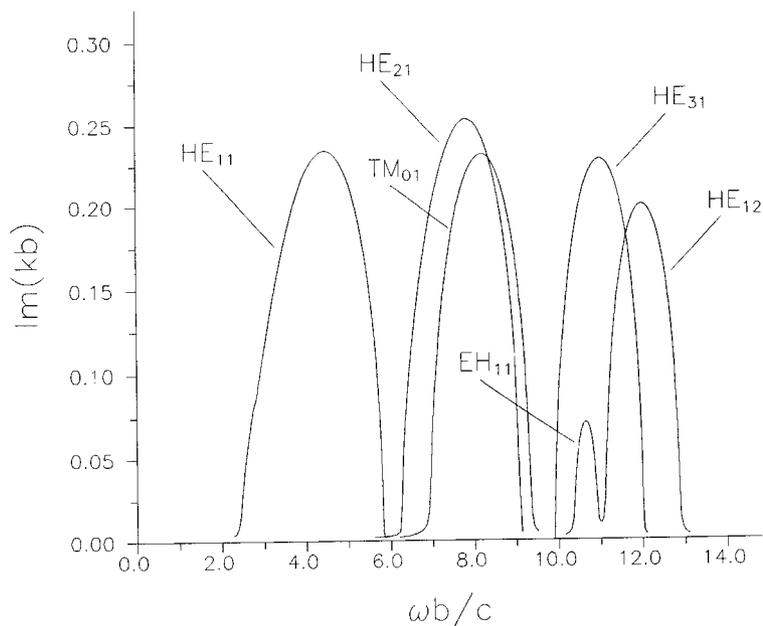


Рис. 1. Зависимости пространственных инкрементов от частоты для различных мод в волноводе с диэлектрическим стержнем и трубчатым пучком: $\varepsilon = 2.25$, $a/b = 0.5$, $r_b/b = 0.6$, $\gamma = 1.8$, $I_b = 1.7$ кА.

расчета, типичны для релятивистских ЛБВ. (Заметим, что из-за влияния кулоновского поля взятое значение $\gamma = 1.8$ при данных токе и радиусе пучка соответствует приложенному напряжению ≈ 470 kV). Значение ε взято типичным для диэлектрических стержневых антенн. Частота, на которую приходится максимум пространственного инкремента на моде HE_{11} , зависит от радиуса волновода. При данном отношении радиусов стержня и волновода она попадает в 3-сантиметровый диапазон длин волн при $b \sim 2.0-2.5$ cm, что соответствует зазору между пучком и диэлектриком в 2.0–2.5 mm и погонному усилению 0.8–1.0 dB/cm. Таким образом, как геометрия системы, так и коэффициент усиления получаются того же порядка, что и у известных экспериментально реализованных релятивистских ЛБВ и диэлектрических мазеров. Видно, однако, что для данных параметров абсолютный максимум пространственного инкремента приходится не на HE_{11} , а на HE_{21} моду, и что даже для моды HE_{31} инкременты оказываются того же порядка, что и для HE_{11} , несмотря на намного более высокую частоту. Это объясняется специфической радиальной зависимостью поперечных компонент поля: для моды HE_{11} переносимая мощность распределена по всему сечению стержня, тогда как для других мод она концентрируется в большей или меньшей степени вблизи поверхности. Таким образом, одна и та же мощность соответствует меньшей компоненте E_z у моды HE_{11} .

Положение изменяется, если уменьшить радиус стержня и увеличить расстояние между пучком и его поверхностью. Действительно, в изолированном диэлектрическом стержне мода HE_{11} не имеет критической частоты, тогда как для остальных мод критическая частота существует и величина ее определяется толщиной стержня. При этом все распространяющиеся моды имеют поверхностную структуру поля и фазовые скорости, меньшие c . Если стержень окружен проводящей стенкой, то критические частоты имеются у всех мод и они определяются диаметром стенки; при этом для всех мод появляются диапазоны частот, в которых фазовая скорость больше c . Если радиус стержня мал по сравнению с радиусом волновода, то в области замедленных фазовых скоростей наличие проводящей стенки не будет оказывать существенного влияния на спектр волноводных мод. Поэтому чем тоньше стержень, тем дальше мода HE_{11} отнесена от других мод по частоте синхронизма с электронным пучком. Это означает, что масштаб локализации поля в вакуумной области вблизи поверхности стержня у моды HE_{11} может быть значительно больше, чем у остальных мод, т. е.

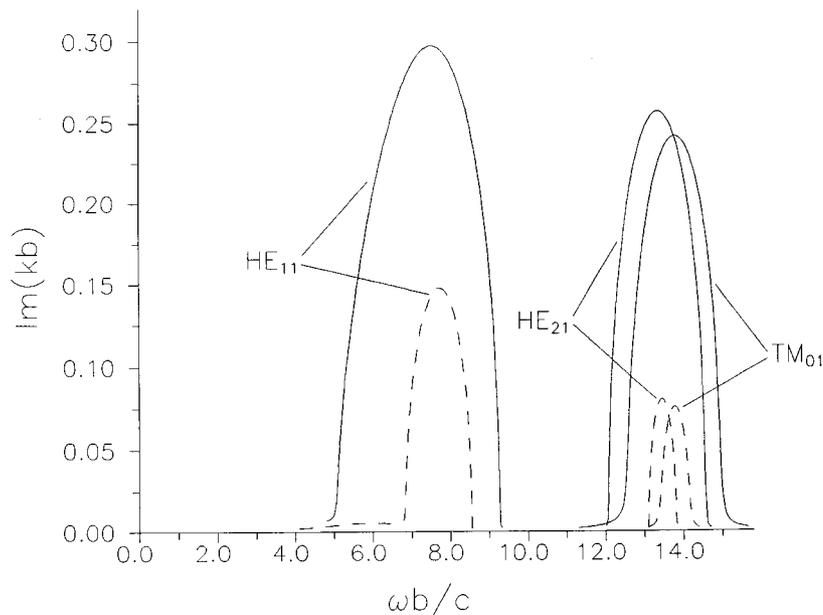


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для более тонкого стержня, $a/b = 0.3$. Сплошные кривые — $r_b/b = 0.4$, пунктир — $r_b/b = 0.5$. Прочие параметры — те же, что на рис. 1.

она будет доминировать в спектре неустойчивости системы, если пучок движется от диэлектрика на большом расстоянии.

На рис. 2 показан спектр неустойчивости при тех же токе и энергии электронов, но при меньшем отношении $a/b = 0.3$ для двух значений радиуса пучка (при этом для $r_b/b = 0.4$ значение $\gamma = 1.8$ соответствует ускоряющему напряжению 521 kV, а для $r_b/b = 0.5$ — 494 kV). Видно, что в этом случае инкремент на моде HE_{11} преобладает, особенно при $r_b/b = 0.5$. Полоса усиления для моды HE_{11} попадает в 3-сантиметровый диапазон, например при $b = 3.5$ см, что соответствует погонному усилению 0.74 dB/cm для 3.5 мм зазора пучок-диэлектрик (сплошная кривая) и 0.37 dB/cm для 7 мм зазора (пунктир).

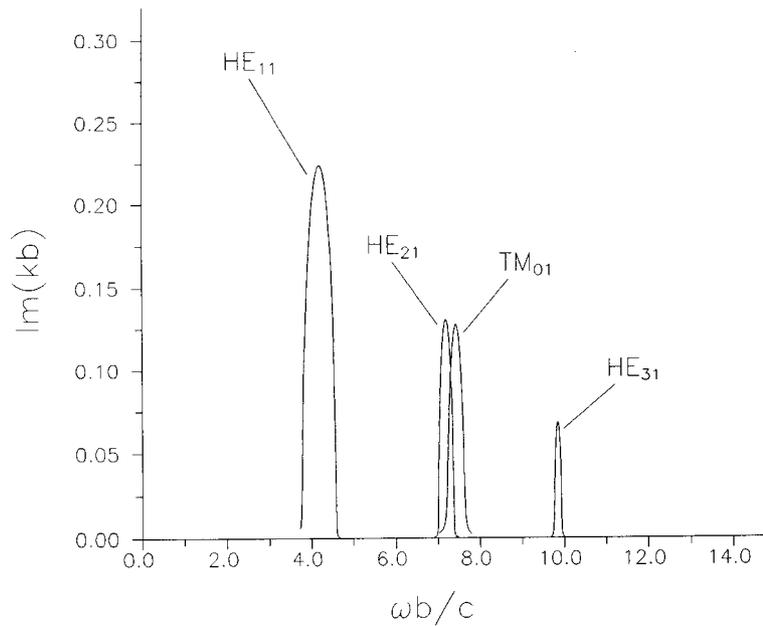


Рис. 3. То же, что и на рис. 1. $\varepsilon = 5$, $a/b = 0.3$, $r_b/b = 0.5$, $\gamma = 1.4$, $I_b = 1$ кА.

Последняя цифра для усиления довольно мала, так что такая геометрия была бы более приемлема при меньших радиусах волновода и, значит, более коротких длинах волн (скажем, погонное усиление вырастет вдвое при вдвое меньшем b и частоте 20 GHz). Нужно, однако, заметить, что значительное преобладание моды HE_{11} может быть достигнуто в 3-сантиметровом диапазоне при меньшей энергии электронов и большей диэлектрической проницаемости материала стержня. На рис. 3 представлены результаты расчета для $\varepsilon = 5$, а взятые параметры пучка соответствуют напряжению 265 кВ. Здесь частота, на которой инкремент моды HE_{11} максимален, равна 10 GHz при $b = 2$ см; при этом зазор пучок-диэлектрик равен 4 мм, а усиление — 0.97 дВ/см. Это нормальные значения для ЛБВ-усилителя, правда полоса усиления в этом случае заметно уже, чем для параметров рис. 1 или 2 (для сплошной кривой).

Таким образом, основная азимутально-несимметричная мода может доминировать в спектре неустойчивости электронного пучка в стержневой замедляющей системе. При этом достигаются типичные для релятивистских ЛБВ значения коэффициента и полосы усиления при обычных для них параметрах пучка и геометрических размерах. Вместе с тем использование стержневой антенны, естественной для вывода излучения из такой системы, позволит существенно расширить возможности управления выходным СВЧ-лучом на высоком уровне мощности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 98-02-17931).

Список литературы

- [1] *Nation J.A.* // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. N 11. P. 491–494.
- [2] *Гунина Н.И., Коровин С.Д., Полевин С.Д.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 15. С. 1425–1428.
- [3] *Garate E.P., Fisher A., Main W.T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18. N 5. P. 831–836.
- [4] *Davis T.J., Schächter L., Nation J.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. V. 22. N 5. P. 504–510.
- [5] *Shlapakovskii A.S.* // Proc. of SPIE — The Inter. Soc. for Optical Eng. / Ed. Howard E. Brandt. 1995. V. 2557. P. 404–413.
- [6] *Уолтер К.* Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970. 448 с.
- [7] *Иларионов Ю.А., Раевский С.Б., Сморгонский В.Я.* Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980. 200 с.