

и импульсом $k_0 = 2 \text{ Фм}^{-1}$, гауссовым потенциалом $V(r) = V_0 \exp\{-r^2/a^2\}$ с параметрами $2\mu V_0 = 1,0 \text{ Фм}^{-2}$, $a = 1,75 \text{ Фм}$.

Как видно из графиков, в области малых углов соответствующая амплитуда рассеяния $f^L(\theta)$ уточняет эйкональную $f^E(\theta)$. В дополнение к этому $f^L(\theta)$ описывает рассеяние на большие углы и качественно совпадает с точной амплитудой $f(\theta)$. Таким образом, обеспечивая единое описание высокоэнергетического рассеяния на малые и большие углы и строгое аналитическое продолжение матрицы перехода вне энергетической поверхности, модель с одномерным пропагатором представляет несомненный интерес в применении к расчетам малочастичных систем.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Glauber R. J. // Lectures in Theoretical Physics. Vol. 1. P. 315. /Eds. W. E. Brittin & L. G. Dunham. Interscience Publishers Inc. N. Y., 1959. [2] Ситенко А. Г. // Укр. физ. журн. 1959. 4, № 2. С. 152. [3] Schiff L. I. // Phys. Rev. 1956. 103. P. 443. [4] Kazaks P. A. // Phys. Rev. 1981. C24. P. 1152.

Поступила в редакцию
17.10.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385

СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА, СВЯЗАННОГО С ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

В. И. Канавец, А. С. Нифанов, А. И. Слепков

(кафедра радиофизики)

На основе матричного многомодового метода дан физический анализ собственных волн периодического волновода, нагруженного электронным потоком. Исследованы структуры полей, соответствующие «горячим» модам системы. Показано, что взаимодействие потока и поля в релятивистских черенковских генераторах является многоволновым.

В последнее время большое внимание уделяется СВЧ-генераторам поверхностных и объемных волн черенковского и дифракционного типов на релятивистских электронных потоках [1]. Секции генераторов выполнены в виде участков круглых периодических волноводов большого диаметра, причем взаимодействие потока и поля в них приводит в основном к усилению собственных волн системы. Поэтому представляет интерес исследование постоянных распространения и структуры полей, соответствующих собственным волнам периодического волновода, через который проходит электронный пучок («горячих» мод системы). Результаты исследования могут быть полезны для развития теории релятивистских СВЧ-усилителей.

Целью данной работы было исследование взаимодействия электронного потока и поля на частотах, лежащих вблизи высокочастотной границы основной полосы прозрачности для нижней аксиально-симметричной моды периодического волновода («л»-вид колебаний). Этот диапазон частот используется в релятивистских устройствах черенковского типа, например в генераторах типа ЛОВ—ЛБВ и в генераторах поверхностной волны [1], в многоволновых черенковских генераторах (МВЧГ) [2].

В исследовании используется одна из модификаций метода поперечных сечений [3, 4]. Период электродинамической системы разбивается на участки гладких волноводов сравнения. Вихревое электромагнитное поле разлагается по полной ортонормированной системе функций — модам (в том числе запрядельным) гладких волноводов. Для построения матрицы, описывающей взаимодействие потока и поля на отдельном периоде системы, совместно решаются уравнения возбуждения участка гладкого волновода и линеаризованное уравнение движения переменного (кольцевого в сечении) электронного потока. При скачкообразном изменении радиуса волновода сравнения проводится процедура сшивания, обеспечивающая непрерывность вектора Умова—Пойнтинга. Использование условий периодичности позволяет решать за-

дачу о нахождении постоянных распространения волн и структуры соответствующих им полей в периодическом волноводе с потоком (задача на собственные значения и собственные векторы матрицы отдельного периода).

Для численного анализа было выбрано типичное для МВЧГ 3-см диапазона соотношение между длиной волны и диаметром волновода $D/\lambda \sim 5$ [2]. Высота прямоугольной неоднородности периодического волновода 3 мм, толщина 5 мм, период системы $d=1,5$ см. Ускоряющее напряжение 1,8 МВ, ток пучка 15 кА, радиус кольцевого электронного потока $R_b=50$ мм.

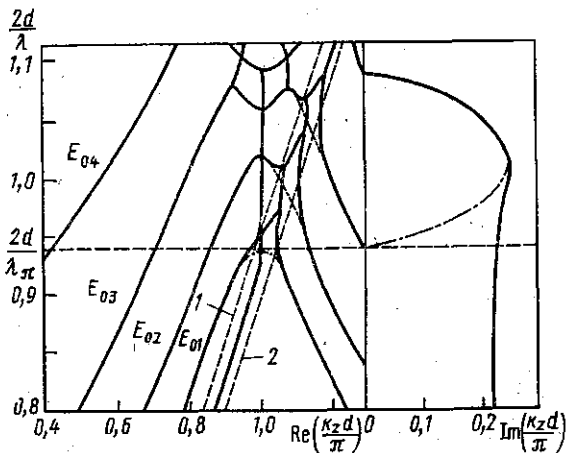


Рис. 1. Дисперсионные характеристики периодического волновода с электронным пучком (сплошные линии). Штриховые кривые соответствуют быстрой (1) и медленной (2) волнам пространственного заряда, штрих-пунктирные — волнам периодического волновода без пучка

Расчеты показали, что при выбранных параметрах и длине волны излучения $\lambda = 3$ см в «холодном» периодическом волноводе (без пучка) распространяются волны, соответствующие модам E_{01} , E_{02} , E_{03} , E_{04} (рис. 1). Низшая мода является замедленной, ее поле локализовано вблизи поверхности и убывает при удалении от стенки волновода. Остальные моды — объемные, они близки к модам E_{02} , E_{03} , E_{04} гладкого волновода, а их фазовые скорости больше скорости света. В области длин волн $2d/\lambda_{\pi} = 0,94 < 2d/\lambda < 1,09$ существует комплексное решение дисперсионного уравнения, для которого $\text{Re}(k_z d/\pi) = 1,0$; оно соответствует колебаниям поля, образованного суперпозицией мод E_{01} , E_{02} , E_{03} , E_{04} гладкого волновода.

В электронном потоке, проходящем в гладком волноводе, распространяются быстрая и медленная волны пространственного заряда (см. рис. 1, штриховые линии). Синхронизм потока и поля поверхностной волны приходится на область частот вблизи частоты «л»-вида. Влияние потока приводит к возмущению дисперсионных характеристик «холодной» системы. В частности, при токах в десятки и сотни ампер наблюдается «горячий» сдвиг частоты «л»-вида в сторону меньших значений λ . В случае сильного точного килоамперного пучка низшая частота комплексного корня дисперсионного уравнения существенно удаляется от частоты «л»-вида и для параметров МВЧГ [2] выходит за пределы рисунка. Комплексное решение при $2d/\lambda \leq 0,94$ соответствует конвективной неустойчивости и может быть сопоставлено с усилением волн пространственного заряда в волноводе с индуктивной стенкой [5].

Рассмотрим структуру собственных волн периодического волновода с электронным потоком для различных решений дисперсионного уравнения (см. рис. 1). Расчеты проводились на частоте «л»-вида колебаний «холодной» системы $2d/\lambda_{\pi} = 0,94$. Изрезанность кривых, представленных на рис. 2, 3, определяется связью различных волн периодического волновода, возникающей при введении электронного потока.

Структуры полей собственных волн, распространяющихся без усиления слева направо с волновым числом $\text{Re}(k_z d/\pi) = 0,96$ и справа налево с $\text{Re}(k_z d/\pi) = 1,04$, почти не отличаются и близки к структуре поверхностной волны для «холодного» волновода (рис. 2, 1). Взаимодействие этих волн с потоком характеризуется периодической связью ($\text{Im}(k_z d/\pi) = 0$). Их фазовые скорости отличаются от средней скорости электронного пучка. Электрическое поле, соответствующее этим волнам, вытесняется

из области потока (продольная компонента вихревого электрического поля E_z в области пучка имеет минимум — рис. 2, 2). Аналогичная картина наблюдается при взаимодействии электронного потока и прямой волны моды E_{02} периодического волновода (рис. 2, 3, 4).

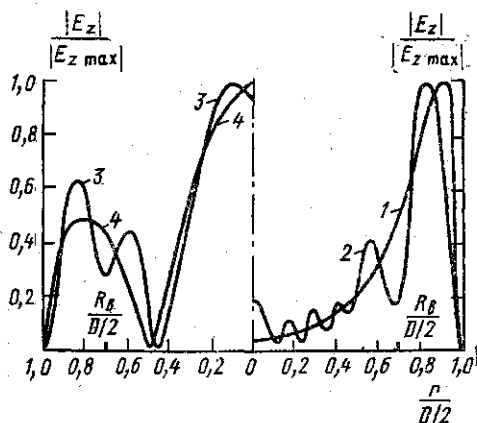


Рис. 2

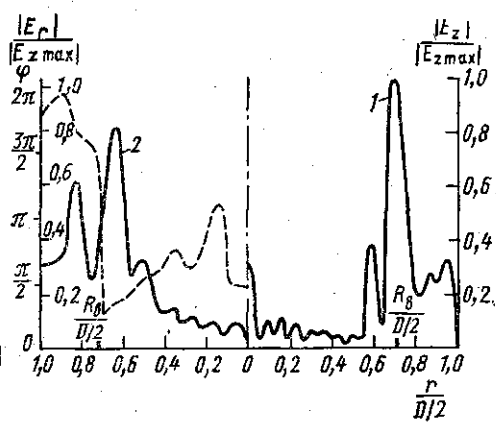


Рис. 3

Рис. 2. Структуры полей, соответствующих собственным волнам периодического волновода: кривая 1 — поверхностная волна (мода E_{01}), кривая 4 — прямая волна моды E_{02} . Кривые 2, 3 — структуры полей соответствующих мод при включенном электронном потоке

Рис. 3. Структуры полей, соответствующих возрастающей и убывающей собственным волнам периодического волновода с электронным потоком (сплошные линии): кривая 1 — продольная компонента вихревого поля E_z , кривая 2 — поперечная компонента поля E_r . Зависимость фазы φ поля E_r от радиуса волновода (пунктир)

Качественно иное распределение поля вдоль радиуса наблюдается для возрастающей и затухающей волн (рис. 3). Эти волны имеют одинаковые структуры полей. Наибольший интерес представляет возрастающая волна, распространяющаяся слева направо с волновым числом $\text{Re}(k_z d/\pi) = 0,98$ и инкрементом нарастания $\text{Im}(k_z d/\pi) = -0,23$. Фазовая скорость этой волны близка к скорости электронов, а электромагнитное поле локализовано в области потока и убывает при удалении от него. Продольная компонента вихревого поля имеет резкий максимум, а поперечная компонента E_r меняет свой знак в области пучка (рис. 3, 1, 2). При выбранных параметрах системы возрастающая волна соответствует усилению увлекаемых полей потока. В достаточно длинной системе (усилительной секции) при одновременном возбуждении различных «горячих» мод возрастающая волна преобладает и определяет характер усиления. Данная ситуация во многом аналогична усилению возрастающей собственной волны в промежуточных секциях нерелятивистских ЛБВ на цепочках связанных резонаторов [6]. Однако в сверхразмерных ($D/\lambda \gg 1$) волноводах дополнительно наблюдается изменение поперечной структуры электромагнитного поля под влиянием электронной среды.

Высшие моды электромагнитного поля, распространяющиеся в периодической системе (см. рис. 1), слабо возмущаются электронным потоком, так как их фазовые скорости сильно отличаются от скорости электронов. Возбуждение этих волн обусловлено в основном резонансными эффектами в системе конечной длины.

Сверхмощные релятивистские генераторы на сильноточном потоке в сверхразмерном периодическом волноводе содержат достаточно короткие волноводные секции [2]. Взаимодействие потока и поля в таких секциях является многоволновым, и следует учитывать несколько волн системы. Так, расчеты показали, что в МВЧ одновременно возбуждается несколько мод различной структуры: волна, близкая к моде E_{02} , две возмущенные поверхностные волны моды E_{01} (периодическая связь) и две волны электронного потока (возрастающая и затухающая с координатой) одинаковой структуры.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках//Под ред. В. М. Лопухина. М., 1987. [2] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др.//Радиотехн. и электроника. 1987. 32, № 7. С. 1488. [3] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И.//Там же. 1988. 33, № 4. С. 783. [4] Канавец В. И., Нифанов А. С., Слепков А. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 5. С. 34. [5] Пирс Дж. Лампа с бегущей волной. М., 1952. [6] Григоренко Л. П., Канавец В. И., Корешков Е. Н. и др.//Электронная техника. Электроника СВЧ. 1978. № 9. С. 27.

Поступила в редакцию
04.05.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 6

УДК 621.373.532.517

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ХАОТИЧЕСКОЙ АВТОМОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В АВТОНОМНОМ ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ

Д. А. Грибков, Ю. И. Кузнецов

(кафедра физики колебаний)

Предложена одномодовая сосредоточенная динамическая модель автономного инжекционного лазера, учитывающая эффект диффузии носителей и позволяющая описывать хаотическую автомодуляцию излучения. Приведены данные численного эксперимента.

Исследование хаотической автомодуляции (АМ) излучения в инжекционных лазерах (ИЛ) проводилось в ряде теоретических и экспериментальных работ (см., напр., [1, 2]). Однако математические модели, описывающие хаотическую АМ излучения ИЛ, включали в себя либо внешнюю периодическую модуляцию потерь резонатора [1], либо рассматривали систему связанных излучателей [2].

Предложенная ниже модель позволяет описывать хаотическую АМ излучения в одиночном автономном ИЛ. Эта модель основывается на более общей распределенной модели ИЛ [3, 4], в которой в свою очередь учитываются неоднородность выжигания и диффузия носителей в область выжигания. Сложность многопараметрической распределенной модели [3], требование большого машинного времени даже для малых временных интервалов (~ 1 нс) генерации ИЛ не позволяют исследовать хаотическую АМ. Поэтому была сделана попытка перейти от распределенной модели к сосредоточенной, но учитывающей эффект диффузии носителей в обедненную область после выжигания.

Для одной лазерной моды скоростные уравнения с учетом диффузии можно записать в виде

$$\frac{dX}{dt} = R(Y-1)X - \Theta X + \beta Y,$$

$$\frac{\partial Y^*}{\partial t} = I^* - Y^* + D\tau_s \frac{\partial^2 Y^*}{\partial y^2} - R(Y^* - 1)X, \quad (1)$$

$$Y = \frac{1}{|\Delta y|} \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} Y^*(y, t) dy,$$

где X , Y — средние нормированные концентрации фотонов и носителей соответственно; $Y^* = Y^*(y, t)$ — нормированный профиль распределения концентрации носителей в активном слое τ_s — время спонтанной рекомбинации носителей; $t = t'/\tau_s$ — безразмерное время; τ_p — время жизни фотонов; $\Theta = \tau_s/\tau_p$; $R = aN_0\tau_s$; a — коэффициент, учитывающий оптическое ограничение; N_0 — пороговая концентрация носителей; $I^* = J(y)\tau_s/(edN_0)$ — нормированный ток накачки; $D = L^2/\tau_s$ — коэффициент диффузии; (L — длина диффузии); β — фактор, учитывающий вклад спонтанного излучения.