

01;09;10

©1995 г.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В КОАКСИАЛЬНЫХ ТРИОДАХ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

В.П.Григорьев, М.Ю.Антошкин, Т.В.Коваль

Научно-исследовательский институт ядерной физики
при Томском политехническом институте им. С.М.Кирова,
634061, Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 11 марта 1994 г.)

В окончательной редакции 14 июня 1994 г.)

Проводится численное исследование возбуждения аксиально-несимметричных электромагнитных волн в коаксиальном триоде с виртуальным катодом. Получены зависимости эффективности излучения и частотных характеристик от параметров системы и пучка, прозрачности сетки.

Исследование излучения электромагнитных волн в коаксиальном триоде с виртуальным катодом (ВК) проводилось в работах [1,2]. В работе [1] экспериментально показана возможность генерации электромагнитных колебаний в таких системах на радиально сходящихся электронных потоках. В работе [2] представлены теоретические исследования механизма излучения в коаксиальных триодах с ВК, проведенные аналитическими методами для одномерных возмущений. Неодномерность движения электронов учитывалась только через температуру электронного потока. В этой работе в основном получено объяснение механизма взаимодействия, определены пороговые параметры неустойчивости электронного потока, закономерности спектра и эффективности излучения. Установлено, что наиболее высокую эффективность излучения можно получить при возбуждении несимметричных H -волн.

Данная работа является логическим продолжением работ [1,2] и посвящена численному моделированию динамики электронного потока и возбуждению аксиально-несимметричных колебаний в коаксиальных триодах с ВК. Это дает возможность перейти к рассмотрению неодномерного движения частиц и более строгому учету нелинейных процессов.

Схема коаксиального триода состоит из двух цилиндрических коаксиально расположенных элементов: катода ($z = R_k$) и анода ($r = R_a < R_k$), образующих два резонансных объема: $r < R_a$ (I), $R_k > r > R_a$ (II). Виртуальный катод цилиндрической конфигурации формируется на радиусе $r = R_{BK}$ в области I.

Для численного исследования аксиально-несимметричного поля, возбуждаемого электронным потоком в триоде, использовался двумерный код, в котором в приближении $\partial/\partial z = 0$ составляющие поля $E_z = B_r = B_\theta = 0$ и импульс $p_z = 0$. Моделирование динамики электронного потока проводилось на основе метода "крупных частиц". В принятых предположениях система основных уравнений с граничными условиями $E_\theta|_{r=0, R_a, R_k} = 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r E_\theta)}{\partial r}, & \frac{\partial E_r}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \theta} - j_r, \\ \frac{\partial E_\theta}{\partial t} &= -\frac{\partial B_z}{\partial r} - j_\theta, & \frac{dp}{dt} &= q \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c}, \mathbf{B} \right] \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Система уравнений (1) решалась на сдвинутых по пространству и времени разностных сетках. Интегрирование уравнения движения частиц проводилось по методике, описанной в работе [3] применительно к полярной системе координат. Ввод частиц в систему ($r = R_k$) осуществлялся в режиме эмиссии $E_r|_{R_k} = 0$. Особенности при движении вблизи центральной оси устранились при помощи перехода к декартовой системе координат. Анод представлял собой для частиц полупрозрачное препятствие. Каждая частица при прохождении анода с вероятностью $(1 - \kappa)$ удалялась из расчетной области, где κ — прозрачность анода. Вычисление плотности заряда, тока и восстановление полей на $(r - \theta)$ сетке осуществлялись методом квадратичного взвешивания [4]. Для выполнения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = 0 \quad (2)$$

на каждом временном шаге вычислялась поправка Бориса [5], в которой уравнение Пуассона решалось через быстрое преобразование Фурье. В начальный момент времени рассчитывалось внешнее поле E_r , которое определялось ускоряющим потенциалом в диодном зазоре. Контроль за накоплением ошибки в процессе моделирования осуществлялся путем расчета баланса энергии в системе. Изменяемыми параметрами системы являлись $v_{\theta, r}$ — начальные (тепловые) компоненты скорости частиц на катоде, $R_{a, k}$ — радиусы анода и катода, κ — прозрачность сетки-анода, ускоряющее напряжение V .

Диагностика процесса моделирования включала динамическое построение фазового и конфигурационного портретов пучка, а также исследование зависимости спектральных и амплитудных характеристик излучения от параметров системы: прозрачности анода κ , величины диодного зазора d , ускоряющего напряжения V .

В рассматриваемой системе энергетической характеристикой поля излучения является запасенная энергия в объемах I и II. Эффективность излучения определяется отношением энергии, запасенной вихревым полем в объеме I, к полной энергии в системе (кинетическая энергия частиц, кулоновские и вихревые поля). Спектр излучения исследовался с помощью преобразования Фурье временных зависимостей различных компонент поля с пространственной выборкой магнитной и электрической составляющих в 3–5 точках. Кроме того, определялись зависимость среднего положения ВК от времени как усредненной координаты смены знака радиального импульса в зоне ВК, распределение плотности заряда по объему системы для выбранных моментов времени с целью определения плазменной частоты в интересующих точках.

Энергетические характеристики

Численные расчеты показали, что в коаксиальном триоде ($r - \theta$ системе) при отсутствии электронов в объеме I в начальные моменты времени происходит постепенное провисание потенциала $V(r)$ и при $V_{\min}(r) = 0$ формируется виртуальный катод, среднее положение которого $\bar{R}_{\text{ВК}}$ смещается к аноду. Относительно $\bar{R}_{\text{ВК}}$ происходят колебания ВК. Для системы с $R_a = 5.6$ см, $R_k = 8$ см, $\kappa = 0.8$, $V = 600$ эВ за время ~ 1 нс устанавливается $\bar{R}_{\text{ВК}} = 3$ см. При этом изменение напряжения от 500 до 800 кВ практически не влияет на $\bar{R}_{\text{ВК}}$.

В рассматриваемой системе возбуждение аксиально-несимметричного электромагнитного поля происходит при наличии возмущений электронного потока, неоднородных по углу θ . Появление таких возмущений обусловлено следующими факторами: а) сеткой с прозрачностью κ , на которой “теряются” электроны с вероятностью $1 - \kappa$; б) начальным шумом, функции которого берут на себя ошибки машинного счета, обусловленные конечным числом частиц. В реальных триодах неоднородность электронного потока может быть обусловлена многими технологическими и конструктивными причинами (острийность катода, неточность юстировки и т.д.).

В исследуемой системе возбуждались волны H -типа, энергия которых накапливалась в резонаторах I и II и выходила на стационарный уровень за времена $\sim 2-2.5$ нс. Энергия и эффективность излучения в области I всегда превосходили запасенную энергию и эффективность излучения в области II. Это находит экспериментальное подтверждение [1] и объясняется резонансным взаимодействием частиц с полем в области I, в которой благодаря виртуальному катоду непрерывно поддерживается высокий уровень нелинейности [6].

Отметим, что при увеличении начальных возмущений потока за счет изменения числа частиц, шага сетки или v_θ на катоде время установления колебаний уменьшается, а уровень запасенной энергии практически не меняется.

Запасенная энергия в резонаторе I при $V = 600$ кВ и $\kappa = 0.8$ составляла $\mathcal{E} = 0.38$ Дж (рис. 1), а эффективность излучения $\eta = 13\%$. При этом энергия основной гармоники \mathcal{E}_1 частоты $f_1 = 4$ ГГц в полосе $\Delta f_1 = 0.65$ ГГц составляла 16.8% от полной энергии и излучение на этой частоте происходило с $\eta = 2.5\%$. С увеличением ускоряющего

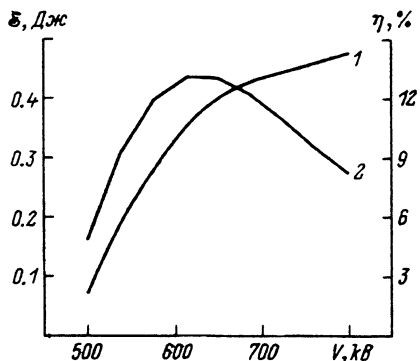


Рис. 1. Зависимость энергии (1) и эффективности (2) излучения от ускоряющего потенциала.

$R_a = 5.6$ см, $R_k = 8$ см, $\kappa = 0.8$.

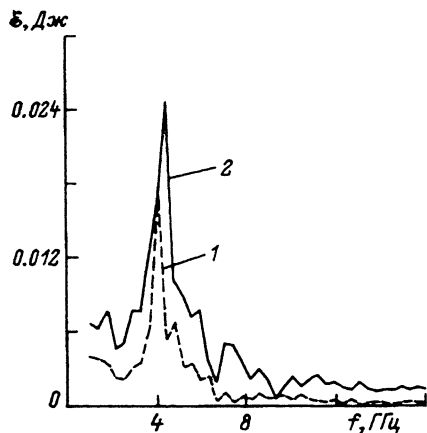


Рис. 2. Спектральный состав излучения аксиально-несимметричной волны в коаксиальном триоде.

1 — $V = 600$, 2 — 800 кВ.

напряжения до 800 кВ энергия \mathcal{E} увеличивалась до 0.48 Дж, а эффективность понижалась до 8%. Энергия излучения основной гармоники, которая при этом напряжении сдвигалась на частоту 4.6 ГГц, при $\Delta f_1 = 1.05$ ГГц составляла $\sim 27.4\%$ от \mathcal{E} с $\eta = 1.2\%$. На рис. 2 показан типичный спектральный состав. Повышение энергии излучения при увеличении ускоряющего напряжения связано с увеличением плотности заряда в области взаимодействия.

На рис. 3 показана зависимость энергии электромагнитного излучения, накапливаемого в резонаторе I, от диодного зазора $d = R_k - R_a$ ($R_a = \text{const}$). Зависимости $\mathcal{E}(d)$ и $\mathcal{E}(V^{-1})$ аналогичны, так как в обоих случаях при $\bar{R}_{ВК} = \text{const}$ и в области взаимодействия изменяется плотность электронов. Поэтому энергия \mathcal{E} уменьшается с ростом d как $\mathcal{E} \sim j \sim d^{-2} \sim V^{-1/2}$.

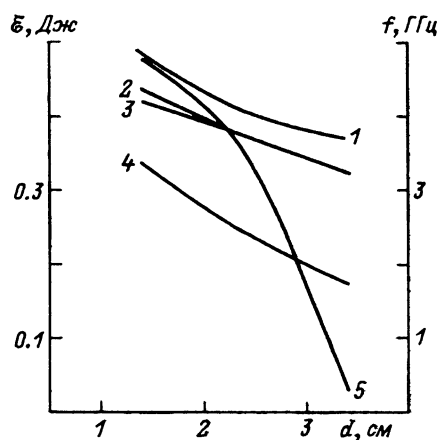


Рис. 3. Зависимости частот и энергии излучения от диодного зазора $d = R_k - R_a$.

$R_a = 5.6$ см, $V = 600$ кВ, $\kappa = 0.8$. 1 — $f_{и}$, 2 — $f_{цт}$, 3 — $f_{ВК}$, 4 — $f_{осц}$, 5 — \mathcal{E} .

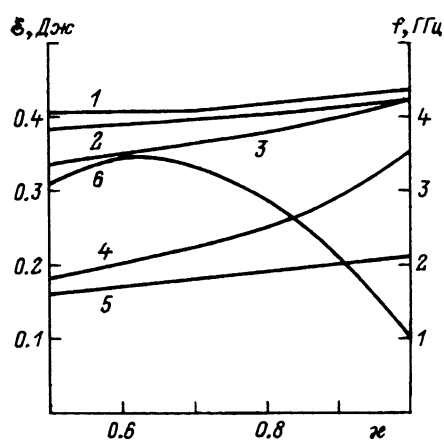


Рис. 4. Зависимости частот и энергии излучения от прозрачности анода.

$R_a = 5.6$ см, $R_k = 8$ см, $V = 600$ кВ; 1 — $f_{и}$, 2 — $f_{ВК}$, 3 — $f_{ВК}$, 4 — $f_{осц}$, 5 — $f_{л}$, 6 — \mathcal{E} .

Результаты исследования зависимости энергии от прозрачности анода представлены на рис. 4, из которого следует, что генерация в коаксиальном триоде существует даже при абсолютной прозрачности сетки благодаря начальному шуму. От прозрачности сетки существенно зависит уровень энергии, максимальное значение $\mathcal{E}(\kappa)$ достигается при $\kappa \simeq 0.65$ (рис. 4). При абсолютной прозрачности низкий уровень энергии \mathcal{E} объясняется большой температурой пучка из-за отсутствия вывода "низкоэнергетичных" нефазных электронов на сетку и стабилизацией неустойчивости электронного потока из-за повышения порогового тока [2,7]. С уменьшением прозрачности сетки "низкоэнергетичные" электроны выводятся из области взаимодействия при прохождении через анод. Кроме того, уменьшается разброс по поперечному импульсу частиц [8]. Все это приводит к насыщению излучения при более высоком уровне энергии \mathcal{E} . С дальнейшим понижением прозрачности ($\kappa < 0.65$) (рис. 4) возрастают потери частиц на аноде и снижается плотность электронов в области взаимодействия, что приводит к снижению уровня энергии электромагнитного излучения.

Частотные характеристики

В численных экспериментах проводились исследования частотных характеристик потока и излучения от ускоряющего напряжения, параметров электронного потока и геометрии системы.

Во всех случаях частота излучения $f_{\text{и}}$ сопоставлялась с частотами плазменных колебаний в области виртуального катода $f_{\text{рвк}}$ и анода $f_{\text{ра}}$, частотой колебаний ВК $f_{\text{вк}}$, частотой колебаний электронов в потенциальной яме $f_{\text{осц}}$, рассчитанной из ленгмюровского одномерного приближения $f_{\text{л}} = (n_e c^2 / \pi \gamma_0^2 m_0)$, а также частотой колебаний центра тяжести пучка $f_{\text{цт}}$ (рис. 3, 4).

Общий анализ численных расчетов показывает хорошее совпадение частоты излучения $f_{\text{и}}$ с частотами $f_{\text{вк}}$ и $f_{\text{рвк}}$. При этом плазменная частота в области ВК $f_{\text{рвк}}$ выше на $\sim 50\%$ плазменной частоты в области анода и на $\sim 25\%$ в области реального катода. Частота колебаний электронов в потенциальной яме $f_{\text{осц}}$ выше $f_{\text{вк}}$ примерно на 10–15%. Это согласуется с выводами аналитических исследований [6,8], в которых показано, что $f_{\text{и}} = f_{\text{вк}} = f_{\text{осц}} + \zeta / \sqrt{3}$, где ζ — инкремент неустойчивости.

Исследование зависимости частот от прозрачности κ (рис. 4) показывает слабый монотонный рост всех частот с увеличением κ : $f \sim j^{1/2}(\kappa)$. Более сильный рост частоты осциллирующих электронов при $\kappa \simeq 1$ связан с уменьшением средней амплитуды колебаний электронов в потенциальной яме с увеличением температуры пучка. Ширина спектра практически не изменялась, за исключением области $\kappa \simeq 1$, где наблюдалось слабое уширение.

Изменение частот от напряжения в интервале 500–800 кВ составляло ~ 0.5 ГГц. На рис. 3 показаны зависимости $f_{\text{и}}$, $f_{\text{вк}}$, $f_{\text{осц}}$, $f_{\text{цт}}$ от диодного зазора d ($R_a = \text{const}$). Монотонный спад этих частот объясняется уменьшением плотности заряда n_e в области взаимодействия при увеличении d : $f \sim n_e^{1/2}$. При этом несколько увеличивается отличие $f_{\text{осц}}$ от $f_{\text{вк}}$ и $f_{\text{и}}$, что связано с изменением геометрии. В области

$d \simeq 2.5$ см, как видно из рис. 3, заметен переход от плоской геометрии ($d/R_a \ll 1$) к цилиндрической.

Частота колебаний центра тяжести $f_{\text{цт}}$ характеризует частоту когерентных колебаний электронов и должна совпадать с $f_{\text{ВК}}$ [7]. Несовпадение этих частот (рис. 3) находится в пределах ошибок численного счета, фурье-анализом при определении $f_{\text{ВК}}$ и усреднением при определении $f_{\text{цт}}$.

Тип возбуждаемых колебаний в коаксиальном триоде определялся по портретам полей. В данном численном эксперименте наблюдались волны H_{31} , H_{21} , H_{41} , волны типа H_{n2} зарегистрированы не были.

Заключение

В коаксиальном триоде с радиально сходящимся электронным пучком можно генерировать аксиально-несимметричные моды с эффективностью преобразования энергии до 13%.

Эффективность и частота излучения зависят от геометрии системы и параметров пучка. Уровень мощности имеет экстремальную зависимость от прозрачности сетки.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Жерлицын А.Г. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 22. С. 78–80.
- [2] Григорьев В.П. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 24–34.
- [3] Березин Ю.А., Вишневков В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980. 94 с.
- [4] Бедсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоиздат, 1989. 455 с.
- [5] Boris J.P. // Proc. 4th Conf. Num. Sim. Plasmas. Naval Res. Lab. Wash. D.C., 1970. P. 3–67.
- [6] Григорьев В.П., Коваль Т.В. // РиЭ. 1990. Т. 35. № 10. С. 2133–2141.
- [7] Лиденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Плазменная электроника. Киев: Наукова думка, 1989. С. 112–131.
- [8] Григорьев В.П., Захаров А.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 141–146.