

ность метода ($\gamma, 2e$) к выбору волновых функций и позволяют сравнить роль эффектов корреляций в начальном или конечном состоянии процесса. Ясно, что для полноты картины следует выполнить технически значительно более сложный расчет, в котором одновременно достаточно полно учитывались бы корреляции в начальном и конечном состояниях.

Авторы выражают благодарность В. Г. Неудачину за стимулирующие обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Byron F. W., Joachain C. J. // Phys. Rev. Lett. 1966. 16. P. 1139—1142.
 [2] Smirnov Yu. F., Pavlitchenkov A. V., Levin V. G., Neudatchin V. G. // J. Phys. B. 1978. 11. P. 3587—3601. [3] Levin V. G., Neudatchin V. G., Pavlitchenkov A. V., Smirnov Yu. F. // J. Phys. B. 1984. 17. P. 1525—1536.
 [4] Avakov G. V., Ashurov A. R., Levin V. G., Mukhamedzhanov A. M. // J. Phys. A. 1984. 17. P. 1131—1141. [5] Годунов А. Л., Милеев В. Н., Сенашенко В. С. // ЖТФ. 1983. 53. С. 436—443. [6] Merkuriev S. P. // Ann. of Phys. (N. Y.) 1980. 130. P. 395—426. [7] Nordsieck A. // Phys. Rev. 1954. 93. P. 785—787.

Поступила в редакцию
14.11.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В УСИЛИТЕЛЕ СВЧ НА РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПУЧКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

А. Р. Майков, А. Д. Поезд, Е. Д. Поезд, С. А. Якунин

(кафедра математики)

В последнее время большое внимание уделяется моделированию СВЧ-приборов, генерирующих или усиливающих короткие и сверхкороткие импульсы электромагнитного поля [1, 2]. Это стимулирует развитие алгоритмов для анализа существенно нестационарных процессов, развивающихся в устройствах такого типа. Наиболее общий подход основан на совместном рассмотрении полной системы уравнений Максвелла, описывающей эволюцию электромагнитного поля, и кинетического уравнения Власова, определяющего динамику заряженных частиц. Нестационарность рассматриваемых явлений создает определенные трудности и при моделировании условий излучения на выходе СВЧ-прибора [3].

Настоящая работа посвящена конкретной реализации численного алгоритма решения такой самосогласованной задачи и сопоставлению полученных результатов с выводами линейной теории, основанной на стационарном приближении. Эти вопросы рассматриваются на примере СВЧ-усилителя на релятивистском электронном пучке с диэлектрическим заполнением. Усилитель представляет собой цилиндрическую замедляющую структуру с радиусом R и длиной L , заполненную веществом с диэлектрической проницаемостью ϵ . Заметим, что меняя при моделировании ϵ заданным образом, можно исследовать и случай плазменного заполнения резонатора. На вход прибора подается усиливаемый сигнал и предварительно ускоренный релятивистский электронный тонкостенный трубчатый пучок радиуса r_b со скоростью частиц v_0 . На выходе устройства находится излучающий рупор. Предполагается, что весь резонатор помещен в сильное продольное магнитное поле, поэтому движение электронного потока можно считать одномерным.

Рассматриваемое устройство обладает аксиальной симметрией, следовательно, уравнения Максвелла распадаются на две независимые подсистемы по три соотношения в каждой. Поскольку с пучком взаимодействует только компонента E_z , то уравнения возбуждения принимают форму

$$\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial H_\theta}{\partial z} = 0, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial H_\theta}{\partial t} + \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0,$$

$$-\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = \frac{4\pi}{c} j_z.$$

(1)

Для решения системы (1) использовалась консервативная разностная схема [3].

Граничные условия на выходном торце системы, моделирующие излучение нестационарных сигналов из ограниченной области, являются нелокальными по времени и для данной геометрии имеют вид

$$\{H_\theta\}^i(L, t) = -c_0 \int_0^t \frac{\partial}{\partial z} \{H_\theta\}^i(L, \tau) J_0(c_0 \kappa_i(t - \tau)) d\tau, \quad (2)$$

$$H_\theta(r, L, t) = \sum_{n=1}^{\infty} R_n(r) \{H_\theta\}^i(L, t),$$

где J_0 — функции Бесселя порядка 0, κ_i — собственные значения задачи Штурма—Лиувилля, отвечающие собственным функциям R_n , $\{H_\theta\}^i$ — фурье-компоненты H_θ , $c_0 = c/\sqrt{\epsilon}$. С физической точки зрения они соответствуют идеальному согласованию прибора с нагрузкой в «холодном» приближении. При наличии в системе электронного потока согласование нарушится, поскольку появится отражение волн от конца пучка.

Предполагая, что ток пучка мал (для усилительных задач он, во всяком случае, меньше стартового), мы, во-первых, пренебрежем этим отражением, во-вторых, будем описывать динамику электронов линеаризованными гидродинамическими уравнениями:

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = \frac{e}{m\gamma^3} E_z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} = -n_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z},$$

где n_0 — плотность пучка, $\gamma = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, \tilde{v} и \tilde{n} — малые переменные составляющие скорости и плотности. Граничные и начальные условия выглядят так:

$$\tilde{v}|_{t=0} = \tilde{v}|_{z=0} = 0; \quad \tilde{n}|_{t=0} = \tilde{n}|_{z=0} = 0.$$

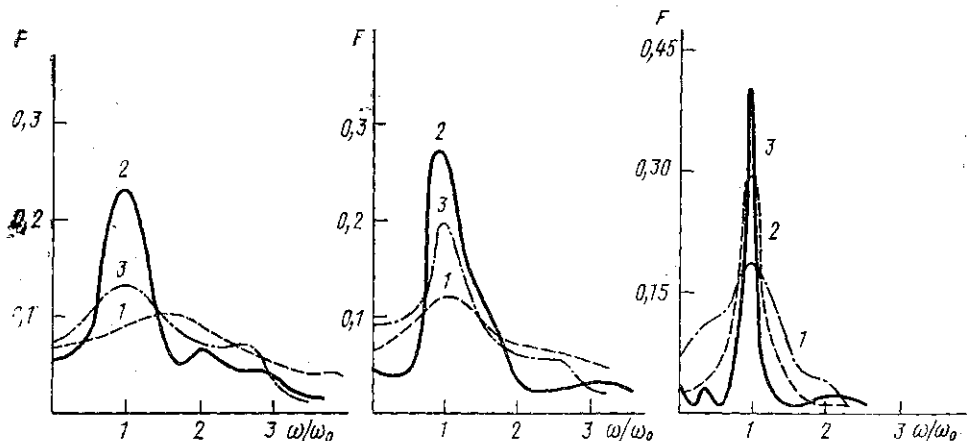


Рис. 1. Нормированный спектр компоненты E_z на выходе при подаче на вход сигнала в виде $E_z = J_0(\mu_1 r/R) \theta(t) \theta(T-t)$, где μ_1 — первый корень уравнения $J_0(x) = 0$: $t = 6T$ (1), $10T$ (2) и $18T$ (3)

Рис. 2. Нормированный спектр компоненты E_z на выходе прибора при подаче на вход сигнала в форме $E_z = J_0(\mu_1 r/R) \theta(t) \theta(3T-t) \sin \omega_0 t$: $t = 6T$ (1), $10T$ (2) и $18T$ (3)

Рис. 3. Установление спектра при включении на входе гармонического сигнала резонансной частоты. Показаны моменты времени $t = 6T$ (1), $10T$ (2) и $24T$ (3)

При моделировании использовались следующие значения параметров усилителя: $R = 1$ см, $L = 5$ см, $\epsilon = 2$, $v_0 = 0,8$ с, $r_b = 0,43$ см. Число узлов сетки по r и z со-

ставляло соответственно 10 и 50. Шаг по времени был равен $T/20$, где $T=2\pi/\omega_0$, ω_0 — частота наиболее эффективно усиливаемого сигнала, $\omega_0=k_{\perp}c(\varepsilon-c^2/v_0^2)^{-1/2}$, k_{\perp} — поперечное волновое число.

На рис. 1 и 2 показаны нормированные динамические спектры сигнала на выходе прибора (разложение в интеграл Фурье по времени компоненты поля E_z на излучательном торце усилителя, накопленном за 4 T) при подаче на вход сигнала в виде строба и отрезка синусоиды соответственно. В обоих случаях спектр сначала почти сплошной, велик вес больших частот, что объясняется распространением в системе высокочастотного предвестника со скоростью, близкой к световой. Спектр имеет характерный пик на резонансной частоте, полуширина которого сначала уменьшается со временем, что согласуется с выводами стационарной теории. В дальнейшем происходит размывание спектра, совпадающее по времени со значительным уменьшением амплитуды поля, что связано с отсутствием на входе переменной составляющей.

Рис. 3 иллюстрирует процесс выхода усилителя на стационарный режим при подаче на вход его монохроматической волны.

Аналогичные результаты получаются и при моделировании пучка крупными частицами. Такой более общий подход позволяет также определить стартовый ток рассматриваемой системы с учетом нелинейных нестационарных процессов. Необходимо отметить, что применяемая методика не требует специального учета сил кулоновского взаимодействия частиц пучка, поскольку задача решается в наиболее общей постановке, тогда как для других подходов расчет этих сил — одна из наиболее трудоемких операций при численном моделировании. Теоретическое значение стартового тока для данной геометрии $I_{ст}=1,36$ кА. Из численного эксперимента получилось $I'_{ст}=1,5$ кА. Различие между этими величинами объясняется, по-видимому, нелинейной модуляцией электронного потока и действием сил пространственного заряда, ухудшающими синхронизм пучка с волной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Афонин А. М., Канавец В. И. // Радиотехн. и электроника. 1984. 29, № 4. С. 741—750. [2] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381—2389. [3] Майжов А. Р., Свешников А. Г., Якунин С. А. // ЖВМ и МФ. 1984. 25, № 6. С. 883—895.

Поступила в редакцию
08.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.325

НЕМАРКОВСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ РАСТВОРОВ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В. М. Петникова, С. А. Плешанов, В. В. Шувалов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Эффективным методом измерения субпикосекундных времен релаксации в конденсированных средах является метод бигармонической накачки [1, 2]. При воздействии на вещество трех полей с частотами ω_{1-3} , близкими к резонансной частоте электронного перехода S_0-S_1 , ω_{21} , и волновыми векторами k_{1-3} генерируется четвертая волна частоты $\omega_4=\omega_1+\omega_2-\omega_3$ в направлении $k_4=k_1+k_2-k_3$. Зависимость эффективности этого процесса от параметров волн накачки (поляризация, частотная расстройка, временная задержка импульсов) позволяет определить характерные скорости релаксационных процессов в среде. В работе [2] приведены результаты исследований субпикосекундных процессов релаксации в растворах органических красителей оксазин-18 и нильский синий в этаноле и этиленгликоле (рис. 1).

Цель настоящей работы состояла в интерпретации эксперимента [2] с учетом эффекта немарковости процесса колебательной релаксации [3].

Каждый процесс релаксации обусловлен взаимодействием выделенной подсистемы с термостатом и в простейшем случае характеризуется двумя величинами — временем релаксации (T) и временем корреляции (τ_c) возмущений, вызывающих релаксацию [4]. Соотношение этих времен определяет марковский ($T \gg \tau_c$) или немарковский ($T \leq \tau_c$) тип релаксации. В спектроскопии влияние немарковости релаксаций рассматривалось в применении к методу пробного пучка [5, 6].