

3. Бессонов Е. Г.— ЖЭТФ, 1981, 80, с. 852.
4. Багров В. Г., Моисеев М. Б., Никитин М. М., Федосов Н. И.— Изв вузов— Физика, 1981, № 3, с. 26.
5. Багров В. Г., Гитман Д. М., Соколов А. А., Тернов И. М., Федосов Н. И., Халилов В. Р.— ЖТФ, 1975, 45, с. 1948.
6. Тернов И. М., Халилов В. Р., Багров В. Г., Никитин М. М.—Изв. вузов— Физика, 1980, № 2, с. 5.
7. Синхротронное излучение. Сб. статей.— М.: Наука, 1966
8. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон.— М.: Наука, 1974.
9. Тернов И. М., Багров В. Г., Бордовицын В. А.— Вестник МГУ, 1972, сер. III, № 2, с. 248.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР

Поступила в редакцию
2 марта 1982 г

УДК 621.372

К ТЕОРИИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ВОЛНОВОДНОГО УСИЛИТЕЛЯ

В. В. Зайцев, П. В. Тяпухин

В последние годы значительно возрос интерес к распределенным усилителям СВЧ колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, в которых происходит длительное взаимодействие электромагнитной волны с активной нелинейной средой [1-4], например, плазмой полупроводников с отрицательной дифференциальной проводимостью. Распространение электромагнитных волн в безграничных плазменных средах исследовано к настоящему времени достаточно полно (см., например, [5]). Менее изучен данный вопрос при наличии в среде направляющих поверхностей, хотя именно такая ситуация характерна для большинства устройств функциональной СВЧ электроники [1], к которым относится, в частности, и усилитель волноводного типа.

Анализ волноводного усилителя проводится обычно с помощью метода эквивалентных схем [2], применение которого корректно лишь при известной поперечной структуре электромагнитного поля в волноводе. При этом чаще всего используется совершенно необоснованное предположение о том, что усилитель осуществляет линейное преобразование поперечного профиля электромагнитной волны, так как это позволяет достаточно просто определить параметры эквивалентной одномерной линии передачи.

В данном сообщении предложен свободный от этого недостатка электродинамический подход к анализу распределенного волноводного усилителя.

Рассмотрим прямоугольный волновод в декартовой системе координат, у которой ось z направлена вдоль волновода, а оси x и y лежат в плоскости широкой и узкой стенки соответственно. При $z \geq 0$ волновод заполнен нелинейным полупроводником типа n -GaAs.

Предположим, что на плоскость $z=0$ падает сторонняя электромагнитная волна H_{10} -типа, возбуждающая на границе полупроводника СВЧ колебания вида

$$E_{ст}(x, t) = E_0 \sin(\pi x/a) \cos \omega t. \quad (1)$$

Здесь E_0 — амплитуда в пучности, ω — частота колебаний, a — размер широкой стенки волновода. Учитывая, что стороннее поле (1) при полном по сечению заполнении волновода может вызвать появление в волноводе лишь H_{m0} -мод [6], запишем волновое уравнение для y -компоненты электрического поля в волноводе ($E \equiv E_y$):

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \epsilon_s \mu_s \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_s \frac{\partial J_e}{\partial t}, \quad (2)$$

где ϵ_s, μ_s — диэлектрическая и магнитная проницаемости полупроводника, J_e — плотность тока проводимости, являющаяся нелинейной функцией напряженности электрического поля.

Известно [7], что дрейфовая скорость электронов зависит от напряженности электрического поля следующим образом:

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_s (E/E_c)^4}{1 + (E/E_c)^4}, \quad (3)$$

где μ_0 — подвижность электронов в слабом поле, v_s — насыщенное значение скорости, E_c — константа аппроксимации. Если к полупроводнику приложено постоянное электрическое поле смещения E_b (коллинеарное оси y), которое соответствует точке перегиба характеристики (3) на участке отрицательной дифференциальной подвижности,

то, разлагая выражение (3) в ряд Тейлора вблизи точки E_B и учитывая связь между плотностью тока проводимости J_e и дрейфовой скоростью v , получим

$$J_e(E) = -\sigma_1(E_B)E + \sigma_3(E_B)E^3. \quad (4)$$

Здесь $\sigma_1 > 0$, $\sigma_3 > 0$ — коэффициенты разложения.

Для решения уравнения (2) с учетом (4) воспользуемся методом усреднения [8]. Пренебрегая для простоты высшими пространственными и временными гармониками, в одномодовом H_{10} -приближении ищем решение уравнения (2) в виде

$$E(x, z, t) = E_1(x, z, t) \sin \beta x \cos [\omega t - kz + \Theta(x, z, t)]. \quad (5)$$

Здесь функции $E_1(x, z, t)$ и $\Theta(x, z, t)$ являются медленными по отношению к аргументам z и t , $\beta = \pi/a$ — поперечное волновое число, $k = (\epsilon_s \mu_s \omega^2 - \beta^2)^{1/2}$ — продольное волновое число. При этом уравнению (2) соответствует система укороченных уравнений следующего вида:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{гр}} \frac{\partial E_1}{\partial t} = \frac{\sigma_1}{2\epsilon_s v_{гр}} E_1 - \frac{3\sigma_3}{\epsilon_s v_{гр}} \sin^2 \beta x E_1^3, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{1}{v_{гр}} \frac{\partial \Theta}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

где $v_{гр} = k(\omega \epsilon_s \mu_s)^{-1}$ — групповая скорость электромагнитной волны в волноводе. Учитывая (1) и (5), находим граничные условия, которым должны удовлетворять функции $E_1(x, z, t)$ и $\Theta(x, z, t)$:

$$E_1(x, 0, t) = E_0, \quad \Theta(x, 0, t) = 0. \quad (7)$$

Из второго уравнения системы (6) следует, что в рассматриваемом приближении электромагнитная волна является плоской неоднородной волной и распространяется с постоянной фазовой скоростью.

Первое уравнение системы (6) в стационарном случае ($\partial E_1 / \partial t = 0$) допускает аналитическое решение. Обозначая $2\epsilon_s v_{гр} / \sigma_1 = z_H$, $2(\sigma_1 / 3\sigma_3)^{1/2} = E_{нас}$, с учетом (7) имеем

$$E_1(x, z) = \frac{E_0 \exp(z/z_H)}{\sqrt{1 - E_0^2 \sin^2(\pi x/a) [1 - \exp(2z/z_H)] E_{нас}^{-2}}}. \quad (8)$$

Таким образом, амплитуда бегущей волны в волноводе описывается выражением

$$\mathcal{E}(x, z) = \frac{E_0 \exp(z/z_H) \sin(\pi x/a)}{\sqrt{1 - E_0^2 \sin^2(\pi x/a) [1 - \exp(2z/z_H)] E_{нас}^{-2}}}.$$

На рис. 1 показано поперечное распределение поля в различных сечениях волновода при $E_0 = 0,2 E_{нас}$. Видно, что усиление сопровождается одновременным искажением поперечной структуры поля — уже при $z = 4z_H$ она существенно отличается от профиля волны H_{10} . На больших расстояниях (в масштабе z_H) от начала координат амплитуда бегущей волны во всем сечении волновода, за исключением малых областей вблизи его узких стенок, равна величине $E_{нас}$, определяемой параметрами нелинейной среды.

Поскольку параметры эквивалентной линии передачи полностью определяются поперечными составляющими электромагнитного поля в волноводе (см., например, [6]), из приведенного выше анализа видно, что для рассматриваемого усилителя эти параметры не являются постоянными, а изменяются с ростом z . Данное обстоятельство следует учитывать при исследовании волноводных СВЧ устройств, использующих нелинейные объемные эффекты в полупроводниках (диэлектриках).

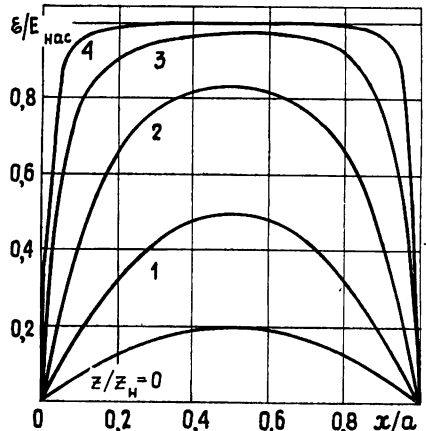


Рис. 1.

1. Гуляев Ю. В., Любченко В. Е.—ДАН СССР, 1980, 250, № 5, с. 1116.
2. Nejjib U. R.—Int. J. Electron., 1974, 36, № 1, p. 81.
3. Борисов В. Н., Брянцева Т. А. и др.—Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 1, с. 173.
4. Уткин Г. М. Автоколебательные системы и волновые усилители.—М.: Сов. радио, 1978.
5. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках.—М.: Наука, 1978.
6. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн.—М.: Наука, 1978.
7. Коупленд Дж.—ТИИЭР, 1969, 57, № 10, с. 91.
8. Митропольский Ю. А., Мосеевков Б. И. Асимптотические решения уравнений в частных производных.—Киев: Вища школа, 1976.

Куйбышевский государственный
университет

Поступила в редакцию
9 ноября 1981 г.,
после доработки
26 апреля 1982 г.

УДК 537.874.7

ОБ ЭФФЕКТЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА, ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННОГО ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ СФЕРИЧЕСКИМ СЕГМЕНТОМ

А. В. Сулима

Эффект увеличения отражающей способности диэлектрического шара со сферическим сегментом впервые отмечен в [1], где задача рассеяния плоской электромагнитной волны диэлектрическим шаром, на теневой стороне которого расположен идеально проводящий сегмент, решалась приближенно методом геометрической оптики. В данной работе на основе строгого решения задачи о рассеянии плоской электромагнитной волны диэлектрическим шаром с идеально проводящим и бесконечно тонким сферическим сегментом [2] определена зависимость величины энергии, рассеиваемой в обратном направлении, от угловых размеров сегмента, диэлектрической проницаемости и волновых размеров шара.

В [2] задача о рассеянии плоской электромагнитной волны диэлектрическим шаром, на теневой стороне которого расположен идеально проводящий и бесконечно тонкий сферический сегмент, сведена к задаче нахождения решения двух связанных систем линейных алгебраических уравнений второго рода. Метод получения решения заключается в использовании интегрального представления Меллера—Дирихле для присоединенных полиномов Лежандра, преобразующего исходную систему функциональных уравнений к системе интегральных уравнений Абеля первого рода, аналитического решения данной системы и последующего применения метода полуобращения [3]. Окончательная система уравнений допускает как аналитическое решение при $\theta_0(kb)^4 \ll 1$ (θ_0 — угловой размер сегмента, k — волновое число, b — радиус шара), поскольку норма матрицы системы линейных алгебраических уравнений мала, так и эффективное численное решение методом редукции при произвольных значениях kb и θ_0 . Метод редукции заключается в усечении бесконечной системы уравнений до конечного порядка и в последующем применении одного из стандартных методов решения системы уравнений.

Порядок редукции системы линейных алгебраических уравнений — N , определяемый скоростью убывания матричных элементов, при расчетах выбирался из численного эксперимента. Оптимальным значением для N , позволяющим получить требуемую точность решения и обеспечивающим минимальные затраты машинного времени, оказалась $N = 2kb + 12$. Такой выбор N обеспечивает абсолютную погрешность решения системы линейных алгебраических уравнений не ниже 10^{-5} .

Высокой точности решения позволяет также достичь использование обратной рекурсии для вычисления сферических функций Бесселя первого рода и их представление в нормализованной форме, что позволяет производить вычисление сферических функций Бесселя с точностью, ограничиваемой лишь погрешностью вычисления встроенных тригонометрических функций для произвольных значений индекса и аргумента.

В работе исследовались две характеристики рассеянного поля: σ_d — радиолокационное сечение рассеяния и $\langle \cos \theta \rangle Q$ — фактор асимметрии, определяемый (см., например, [4]) следующим образом: