

Эффективность оптимизации отражает рис. 3, на котором приведены зависимости E/E_0 от нормированной длины $x = (Rl_0/E_0)z$ для различных значений параметра q_0 ($2q_0 = \Delta_0$ — начальная фазовая ширина сгустка). Из этого рисунка видно, что эффективность нарастания E существенно зависит от q_0 , особенно при $q_0 > 1$.

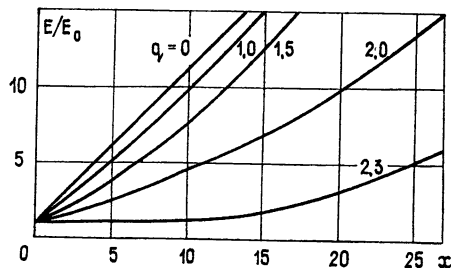


Рис. 3.

Это связано с тем, что при большой ширине сгустка для обеспечения его устойчивости необходимо сильно смещать центр сгустка по отношению к максимуму тормозящего полупериода бегущей волны, резко уменьшая тем самым эффективность взаимодействия. По мере увеличения E фазовая ширина сгустка уменьшается и появляется возможность его смещения в сторону максимума тормозящего ВЧ поля без нарушения устойчивости, что приводит к улучшению эффективности взаимодействия. Особенно эффективна оптимизация при больших q_0 . В этом легко убедиться, если провести на рис. 3

касательные к кривым в начале координат (касательные описывают закон увеличения E/E_0 в изофазном режиме, рассмотренном в [1]). Этот результат важен для практической реализации описываемого режима преобразования энергии в автофазной ЛБВ. КПД такой ЛБВ существенно зависит от числа захваченных электронов в сгустке по сравнению со всеми электронами, вылетевшими из катода за период ВЧ поля. Большой процент захвата электронов можно получить только в случае больших значений Δ_0 , близких к предельным по устойчивости ($\Delta_0 \sim 3\pi/2$). Но при этом для получения усиления порядка 5—10 дБ и более при использовании изофазного закона изменения необходимо брать очень большую длину автофазного участка. Полученный выше оптимальный закон изменения $E_{ст}(z)$ позволяет резко уменьшить эту длину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белявский Е. Д. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 1, с. 208.
2. Белявский Е. Д. Авторское свидетельство № 340347. Бюл. изобрет., 1981, № 12, с. 288.
3. Белявский Е. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1973, вып. 4, с. 30.
4. Белявский Е. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1982, вып. 2, с. 64.
5. Белявский Е. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 10, с. 1312.
6. Бочаров Е. П., Левин Ю. И., Трубецков Д. И. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1975, № 3, с. 3.
7. Смирнов В. И. Курс высшей математики. — М.: Гостехиздат, 1953, т. 4.

Поступила в редакцию
27 октября 1982 г.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.8

ГИБРИДНЫЕ НАПРАВЛЯЕМЫЕ EH -МОДЫ АСИММЕТРИЧНОГО ПЛОСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

А. Д. Титов, А. П. Халалюк

Из всех возможных решений дисперсионного уравнения гибридных EH -мод асимметричного плоского диэлектрического волновода при наличии поглощения (усиления) в сердцевине, подложке и покрытии,

$$\text{tg} [kd(h + i\tau)] = i(h + i\tau) \left[N_{12}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} + N_{13}^2 \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right] \times \\ \times \left[(h + i\tau)^2 + N_{12}^2 N_{13}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right]^{-1}, \quad (1)$$

теоретически изучаются направляемые модовые решения, у которых нет выноса энергии за пределы волноведущей сердцевины Кригернем этого служит соотношение

$$(\varepsilon_1 h - \sigma_1 \tau) \frac{\text{ch}}{\text{sh}}(\xi) \frac{\text{sh}}{\text{ch}}(k d \tau) \mp (\varepsilon_1 \tau + \sigma_1 h) \frac{\cos}{\sin}(\zeta) \frac{\sin}{\cos}(k d h) = 0. \quad (2)$$

Здесь $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, d — толщина сердцевины (ось x декартовой прямоугольной системы координат нормальна к границам, вдоль оси z имеет место режим бегущей волны), $N_j = n_j - i \kappa_j = \sqrt{\varepsilon_j - i \sigma_j}$ — комплексный показатель преломления сердцевины, покрытия или подложки ($j=1, 2, 3$), $h = \text{Re}(N_1 e_x) = n_1 e_{1x} + \kappa_1 e_{2x}$, $\tau = \text{Im}(N_1 e_x) = n_1 e_{2x} - \kappa_1 e_{1x}$ — нормальные к границам компоненты эффективных фазовой и амплитудной нормалей парциальных плоских неоднородных волн, $N_{12} = N_1/N_2$, $N_{13} = N_1/N_3$,

$$\text{th}(\xi + i\zeta) = (h + i\tau) \left[N_{12}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} - N_{13}^2 \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right] \times \\ \times \left[(h + i\tau)^2 - N_{12}^2 N_{13}^2 \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \sqrt{N_3^2 - N_1^2 + (h + i\tau)^2} \right]^{-1}.$$

Система уравнений (1), (2) на искомые величины волноводной задачи h , τ и kd значительно сложнее, чем аналогичная система для направляемых HE -мод, и аналитический анализ ее решений до конца провести не удастся. Показано, что в случае слабопоглощающих (слабоусиливающих) сред ($|\sigma_1|, |\sigma_2|, |\sigma_3|, |\Delta\sigma_{1j}| \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$) ее решения ($\tau \neq 0$, $\varepsilon_1 h = \sigma_1 \tau$, $k d h \neq [(p+1)/2]\pi$, $p=0, 1, 2, \dots$) должны быть 1) с малыми значениями τ ($|\tau| \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$) или 2) с малыми значениями h ($h \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$). В первом случае система (1), (2) в первом приближении имеет вид ($\varepsilon_3 > \varepsilon_2$)

$$\tau = \frac{\varepsilon_1}{2 k d h} \sum_{j=2}^3 \frac{\varepsilon_j \sqrt{\Delta\varepsilon_{1j} - h^2} [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} - h^2) - \Delta\sigma_{1j} + 2(\sigma_1/\varepsilon_1) h^2]}{\Delta\varepsilon_{1j} [\varepsilon_1^2 - h^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_j)]}, \\ k d = \varepsilon_1 \sum_{j=2}^3 \frac{c_j \sqrt{\Delta\varepsilon_{1j} - h^2} [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} - h^2) - \Delta\sigma_{1j} + 2(\sigma_1/\varepsilon_1) h^2]}{\Delta\varepsilon_{1j} [\varepsilon_1^2 - h^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_j)] [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} - h^2) - \Delta\sigma_{1j}]}, \quad (3) \\ \text{tg}(k d h) = -\varepsilon_1 h \frac{\varepsilon_3 \sqrt{\Delta\varepsilon_{12} - h^2} + \varepsilon_2 \sqrt{\Delta\varepsilon_{13} - h^2}}{\varepsilon_2 \varepsilon_3 h^2 - \varepsilon_1^2 \sqrt{\Delta\varepsilon_{12} - h^2} \sqrt{\Delta\varepsilon_{13} - h^2}},$$

где $0 \leq h < \min(\sqrt{\Delta\varepsilon_{12}}, \sqrt{\Delta\varepsilon_{13}})$. Во втором случае

$$h = \frac{\varepsilon_1}{2 k d \tau} \sum_{j=2}^3 \frac{\varepsilon_j \sqrt{\Delta\varepsilon_{1j} + \tau^2} [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} + \tau^2) - \Delta\sigma_{1j} - 2(\sigma_1/\varepsilon_1) \tau^2]}{\Delta\varepsilon_{1j} [\varepsilon_1^2 + \tau^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_j)]}, \quad (4) \\ k d = \varepsilon_1 \sum_{j=2}^3 \frac{\varepsilon_j \sqrt{\Delta\varepsilon_{1j} + \tau^2} [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} + \tau^2) - \Delta\sigma_{1j} - 2(\sigma_1/\varepsilon_1) \tau^2]}{\Delta\varepsilon_{1j} [\varepsilon_1^2 + \tau^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_j)] [2(\sigma_j/\varepsilon_j)(\Delta\varepsilon_{1j} + \tau^2) - \Delta\sigma_{1j}]}, \\ \text{th}(k d \tau) = \varepsilon_1 \tau \frac{\varepsilon_3 \sqrt{\Delta\varepsilon_{12} + \tau^2} + \varepsilon_2 \sqrt{\Delta\varepsilon_{13} + \tau^2}}{\varepsilon_2 \varepsilon_3 \tau^2 + \varepsilon_1^2 \sqrt{\Delta\varepsilon_{12} + \tau^2} \sqrt{\Delta\varepsilon_{13} + \tau^2}},$$

где $\tau^2 \geq \max(-\Delta\varepsilon_{12}, -\Delta\varepsilon_{13})$. Здесь $\Delta\varepsilon_{1j} = \varepsilon_1 - \varepsilon_j$, $\Delta\sigma_{1j} = \sigma_1 - \sigma_j$ и отрицательные значения корней в правых частях уравнений отвечают системам для собственных, положительные — для различных несобственных мод (несобственные моды — экспоненциальное нарастание полей в подложке и покрытии, несобственные моды подложки — нарастание в подложке и затухание в покрытии, несобственные моды покрытия — нарастание в покрытии и затухание в подложке).

Система (3) имеет решения только при $\varepsilon_1 > \varepsilon_2, \varepsilon_3$ (волноведущая сердцевина должна быть оптически плотнее подложки и покрытия). Система (4) имеет решения только при $\Delta\varepsilon_{12}, \Delta\varepsilon_{13} > 0$ (несобственные моды и несобственные моды подложки) или при $\Delta\varepsilon_{12}, \Delta\varepsilon_{13} < 0$ (несобственные моды и несобственные моды покрытия).

В (3) и (4) легко разделяются переменные: подстановка приведенной толщины $h d$ из вторых уравнений в третьи приводит к трансцендентным уравнениям относительно одного неизвестного (h или τ), которые и следует в первую очередь решать численными методами. Рис 1, 2 иллюстрируют зависимости первых трех собственных корней третьего уравнения в (3) от изменения одного из параметров сред при фиксированных пяти остальных параметрах на примере волновода, выполненного (сердцевина — покрытие — подложка): стекло С50-1 — полиглас Д+ — стекло С38-2 ($\epsilon_1=5,9$, $\sigma_1=0,0177$, $\epsilon_2=3,22$, $\sigma_2=0,0013$, $\epsilon_3=4,2$, $\sigma_3=0,01218$ на частоте 10 ГГц). Цифры отвечают номерам мод. Для несобственных мод кривые зависимостей аналогичны

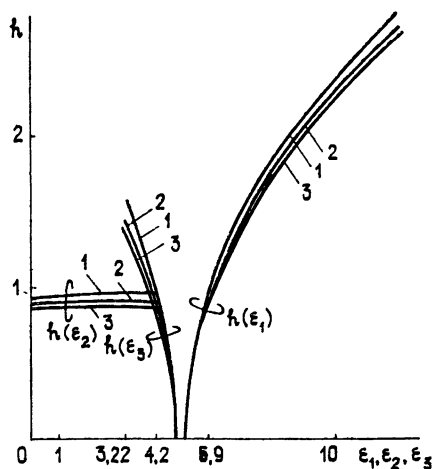


Рис. 1.

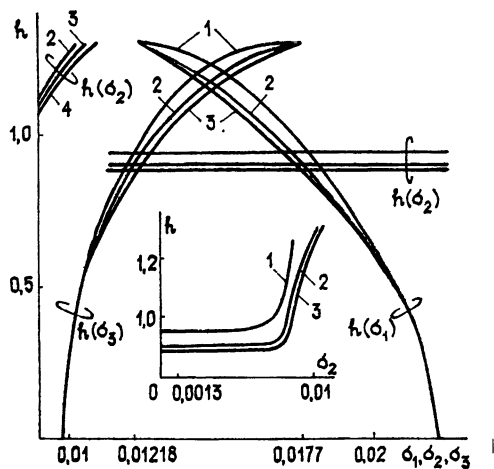


Рис. 2.

Авторы признательны В. П. Калоше и А. И. Кириленко за ценные дискуссии и С. А. Титовой за помощь в численных расчетах.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 4615-83. Деп. от 24 августа 1983 г.