Письма в ЖТФ, том 17, вып. 17 12 сентября 1991 г.

01; 07; 09

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ В ВВОЛНОВОДЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

М.В. Исаков, В.А. Пермяков

В последнее время появился ряд работ, посвященных анализу явлений в волноводах, заполненных нелинейным диэлектриком [1-3]. Анализ физических процессов в таких волноводах важен, в частности, с точки зрения создания нелинейных элементов для устройств КВЧ и оптического диапазонов, где размеры этих элементов становятся сравнимыми с длиной волны. Однако в [1] рассматривался случай слабой нелинейности, а в работах [2, 3] анализ был ограничен случаем сравнительно тонкой нелинейной вставки. Существенно, что в этих работах рассматривалась только стационарная задача, в то время как для работы нелинейного элемента важен как учет изменения пространственной структуры поля в нелинейной среде, так и анализ переходных процессов при взаимодействии мощного импульса с нелинейным элементом. Ниже рассмотрена нестационарная задача падения мощного импульса на нелинейную вставку в прямоугольном волноводе. Подробно проанализирован случай положительной нелинейности ($\partial\mathcal{E}/\partial|E| > 0$). При этом показано, что при определенных размерах нелинейности вставки и достаточно большой амплитуде падающего поля возможно существование автоколебательных режимов, при которых происходит периодическое изменение пространственного распределения поля в нелинейной среде.

Рассмотрим прямоугольный волновод ширины d. Ось z направлена вдоль волновода. В областях $z < 0$ и $z > l$ волновод заполнен однородным диэлектриком с диэлектрическими проницаемостями $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_3$ соответственно. В области $0 \leqslant z \leqslant l$ помещена плоская вставка из нелинейного диэлектрика. Из области $z < 0$ на нелинейную вставку падает волна типа H_{01}, имеющая единственную компоненту электрического поля, перпендикулярную широкой стенке волновода. При этом амплитуда импульса линейно нарастает от нулевых значений до значения E^n_{max} за время t_i, а затем остается неизменной.

Пусть зависимость диэлектрической проницаемости $\mathcal{E}$ от времени и амплитуды электрического поля в некоторой точке пространства определяется уравнением релаксационного типа, аналогичным использованному в [4]:

$$\tau\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial t} + \mathcal{E} = \frac{q|E|^2 + p}{u|E|^2 + r}, \qquad (1)$$

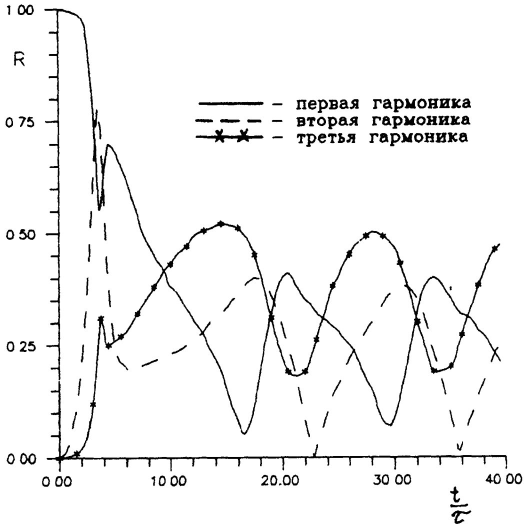

Рис. 1.

где q, u, p, r – некоторые константы. Этот закон описывает как положительную, так и отрицательную нелинейности с насыщением. Наиболее интересным представляется случай $p < 0$, $r > 0$, u, q, > 0, когда в отсутствии поля $\mathcal{E} < 0$, а в достаточно мощных полях $\mathcal{E}$ положительна. При этом полагаем, что время релаксации диэлектрической проницаемости τ много больше периода высокочастотных колебаний $T_1 = 1/\omega$ и времени релаксации амплитуды поля $T_2 = l/c$. Тогда можно считать, что электромагнитное поле зависит от времени параметрически, и для расчета поля в нелинейном диэлектрике в некоторый момент времени можно воспользоваться уравнением Гельмгольца для линейной неоднородной среды

$$\Delta E + k_0^2 \mathcal{E}(x, z, t) E = 0. \qquad (2)$$

Уравнение (2) должно быть дополнено граничными условиями равенства нулю электрического поля E на узкой стенке волновода и непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границах раздела линейных и нелинейного диэлектриков.

Уравнение (1) решается с помощью явной конечно-разностной схемы. Для решения (2) применялся метод конечных элементов [5]. Получаемая в результате СЛАУ решалась методом бисопряженных градиентов [6]. Время счета одного временного интервала на ЭВМ БЕСТА-88 составляло от 2 до 5 мин при длине нелинейной вставки $k_0 l = 6$ и ширине волновода $k_0 d = 18$.

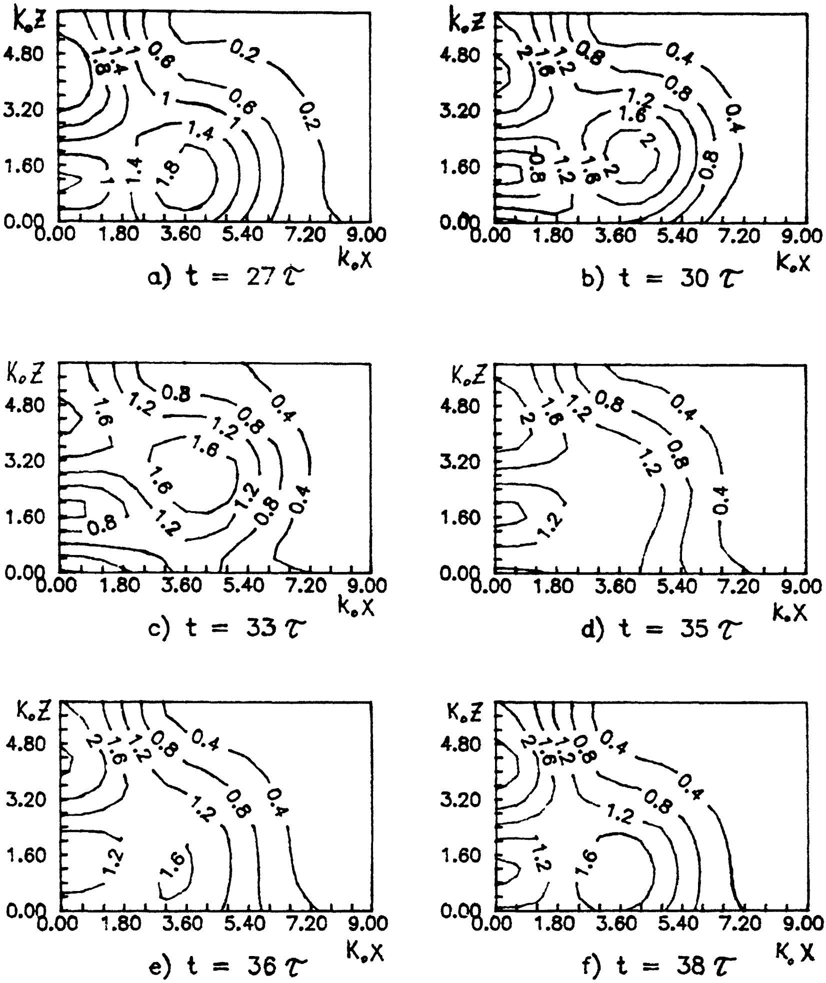

Рис. 2.

Были проведены численные эксперименты при различных значениях размеров нелинейной вставки и при значениях параметров диэлектрика: $q = u = 1$, $\rho = 0.5$, $r = 1$. Эксперименты показали, что при толщине нелинейного слоя порядка длины волны и ширине волновода $k_0 l = 6$, либо $k_0 l = 12$ в нелинейном слое после завершения переходного процесса формируется стационарное распределение поля. При этом с изменением максимальной амплитуды падающего поля E^n_{max} наблюдаются гистерезисные эффекты, аналогичные рассматривавшимся ранее для одномерных задач [7]. При $k_0 l = 18$ и $E^n_{max} > 1.1$ распределение поля в нелинейном волноводе не стабилизируется и возникают автоколебания. На рис. 1 представлены зависимости коэффициентов отражения 1, 3 и 5 пространственных гармоник от времени для импульса с параметрами E^n_{max} = =1.2, t_i =2τ. Видно, что вначале слой остается закритическим, хотя амплитуда поля быстро достигает максимального значения. Затем, при $t > t_i$ начинается переходный процесс, и формируется волноводный канал. При формировании волноводного канала максимум поля, существующий на освещенной границе, перемещается вглубь волновода. Такая динамика распределения поля в нелинейной среде качественно согласуется с полученной на схожей модели в работе [8] в приближении параболического уравнения. На формирование волноводного канала требуется время $t \approx 10\tau$. Однако в дальнейшем этот процесс не устанавливается. На освещенной границе формируются два боковых максимума поля, которые начинают смещаться вглубь нелинейного слоя и сливаются с главным максимумом на оси волновода. Одновременно формируются новые максимумы на освещенной границе и распределение повторяется. Для рассматриваемого значения E^n_{max} период автоколебаний составил $t \approx 12\tau$. На рис. 2 показаны распределения амплитуды поля в различные моменты времени за один период автоколебательного процесса. Можно утверждать, что автоколебания возникают вследствие перераспределения энергии между различными пространственными модами волновода с нелинейным заполнением. Основанием для этого утверждения служит то, что в узком волноводе, где большая часть мощности переносится основной модой волновода, автоколебаний не наблюдается. Существование автоколебательных режимов может наложить определенные ограничения на конструирование и использование нелинейных СВЧ и оптических устройств.

Список литературы

[1] Арутюнян Х.С., Барсуков К.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 588-603.

[2] Исаков М.В., Пермяков В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. С. 1139-1140.

[3] Голованов О.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 793-803.

[4] Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. В сб.: Нелинейная оптика. Новосибирск, 1968. С. 348-356.

[5] Митчелл Э., Уэйт Р. Метод конечных элементов для уравнений с частными производными. М.: 1981. 216 с.

[6] Sarcar T.K. // J. Electromag. Waves Appl. 1987. V. 1. P. 223-242.

[7] К о л о к о л о в А.А., С у к о в А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 1309-1317.

[8] Г о р б у н о в Л.М., Т а р а к а н о в С.В. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 58-67.

Поступило в Редакцию
27 мая 1991 г.