

07;09;12

Влияние потерь энергии на амплитудно-частотную характеристику электродинамической системы оптических модуляторов

© Д.В. Запорожец, Н.А. Яковенко

Кубанский государственный университет,
350040 Краснодар, Россия
e-mail: den_zap@mail.ru

(Поступило в Редакцию 24 октября 2005 г.)

Приведены результаты расчетов основных параметров электродинамической системы щелевого типа с учетом потерь в одномодовом нерезонансном режиме возбуждения и режиме резонансного возбуждения вблизи частоты отсечки. Получены аналитические соотношения для коэффициента передачи, резонансной частоты и полосы пропускания, пригодные для конструирования широкополосных оптических модуляторов. Экспериментальная проверка лабораторных макетов электродинамических систем с применением их в реальных конструкциях модуляторов подтверждает перспективность использования такого анализа для выбора оптимальных конструкций сверхвысокочастотных модуляторов оптического излучения.

PACS: 84.30.Qi, 07.60.-j

Введение

При создании оптимальных конструкций электродинамической системы сверхвысокочастотных (СВЧ) модуляторов света требования широкополосности устройств сопровождаются необходимостью обеспечения малого напряжения управляющего сигнала [1]. Эта проблема решается проектированием интегральных микроэлектронных систем бегущей волны, в которых осуществляется синхронизация скоростей распространения электромагнитного излучения оптического и СВЧ-диапазонов частот [1–3]. Технология создания устройств интегрального типа базируется на использовании крупногабаритных монокристаллов ниобата лития (LiNbO_3), вырезанных вдоль соответствующих кристаллографических осей. При малых размерах поперечного сечения модулируемого оптического луча возможно возникновение явлений деполяризации в нелинейных кристаллах [4] даже при сравнительно малых уровнях мощности оптического излучения. С целью снижения габаритов интегральных модуляторов в последних исследованиях [5–7] была предпринята попытка создания электродинамических систем резонансного типа для оптических модуляторов. Применение короткозамкнутых электродов позволило повысить эффективность нормированного фазового сдвига более чем в два раза при длине управляющего электрода порядка 3 мм. Исследования [2–7] показали роль учета потерь энергии в электродинамических системах, особенно при интегральной технологии изготовления СВЧ-устройств, когда поверхностное сопротивление материалов существенно больше, чем в условиях применения монокристаллических проводников. В [8] была предложена методика анализа конструкции СВЧ электродинамической системы щелевого типа для широкополосного объемного модулятора света. В этой работе методом эквивалентных волновых сопротивлений [9] была рассчитана амплитудно-частотная характеристика

(АЧХ) и приведен приближенный анализ полосы пропускания СВЧ-волноводов с короткими вставками, заполненными диэлектриком в отсутствие потерь. Экспериментальные исследования макетов, изготовленных из различных материалов [8] показали необходимость учета потерь энергии СВЧ-излучения для модуляторов объемного типа. В настоящей работе приведены результаты исследований параметров электродинамической системы, являющейся конструктивным элементом модулятора света, с учетом потерь.

АЧХ коротких заполненных диэлектриком отрезков волноводов без потерь

Методика анализа АЧХ основывается на рассмотрении эквивалентных волновых сопротивлений [8,9] волноводных отрезков прямоугольного сечения двух поперечных размеров — волноводов большего размера $a_0 \times b_0$, между которыми вставлен волновод меньшего размера $a \times b$ длиной L , заполненный диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . Полагаем, что потери в металлических отрезках волноводов и диэлектрического заполнения пренебрежимо малы, а длина L волноводной вставки достаточно мала (по крайней мере меньше $\lambda_w/2$, во избежание необходимости учета резонансных явлений, возникающих при отражениях на волноводных стыках). Здесь λ_w — длина электромагнитной волны, распространяющейся в заполненном диэлектриком волноводе [9]:

$$\lambda_w = \frac{2a\lambda}{\sqrt{4a^2\epsilon - \lambda^2}}, \quad (1)$$

где a — ширина широкой стенки волновода меньших поперечных размеров, λ — длина волны генерируемого СВЧ-генератором электромагнитного излучения. Полагая, что в волноводах возбуждается только волна основ-

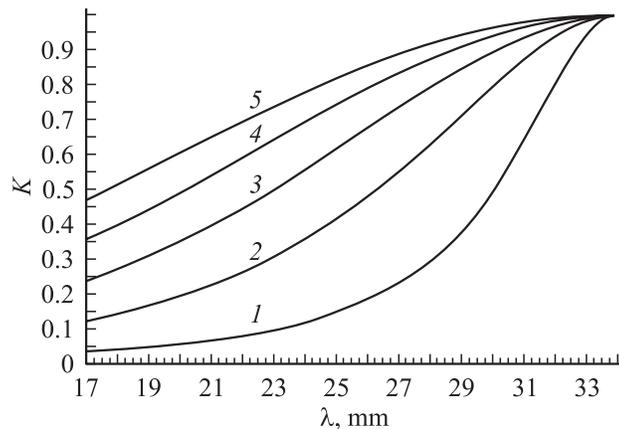


Рис. 1. АЧХ диафрагм различных размеров при $L = 0.5$ mm, $\epsilon = 1$; 1 — $b = 0.1$, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.4, 5 — 0.5 mm

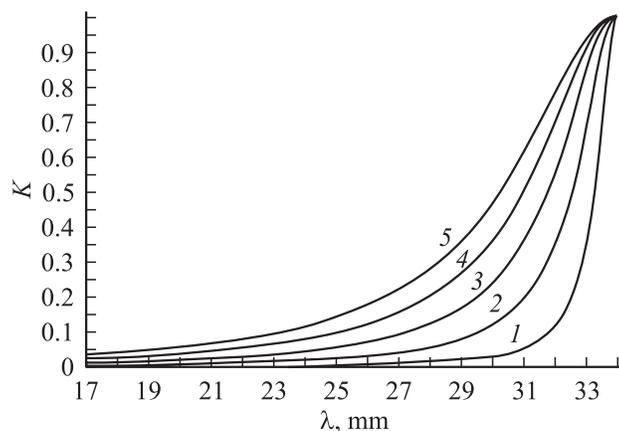


Рис. 2. То же, что на рис. 1, $\epsilon = 28$.

ного типа H_{10} , и учитывая выражения для эквивалентных волновых сопротивлений волноводов различных размеров Z_0 и Z_1 , приведенные в [8], можем получить аналитическое выражение для коэффициента передачи:

$$K = \frac{4}{\left[4 + \left(\frac{b\sqrt{4a_0^2 - \lambda^2}}{b_0\sqrt{4a^2\epsilon - \lambda^2}} - \frac{b_0\sqrt{4a^2\epsilon - \lambda^2}}{b\sqrt{4a_0^2 - \lambda^2}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\pi L\sqrt{4a^2\epsilon - \lambda^2}}{a\lambda} \right) \right]} \quad (2)$$

Следует отметить, что (2) является достаточно простым аналитическим соотношением для АЧХ рассмотренной нами электродинамической системы. Применимость соотношения (2) ограничена областью длин волн

$$\frac{2aL\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{a^2 + L^2}} < \lambda \leq \lambda_{cr} = 2a\sqrt{\epsilon}. \quad (3)$$

Увеличение длины волны продолжается до момента возникновения режима отсечки, когда возбуждение волны типа H_{10} уже невозможно. Со стороны малых значений λ ограничение связано с возникновением резонансного режима возбуждения, при котором необходим учет многократных отражений на волноводных стыках,

т. е. при $\lambda > \lambda_w/2$. Соотношение (2) позволяет оценить потенциальные возможности рассмотренной электродинамической системы в условиях, когда потери являются минимальными и в металле, и в заполняющем волновод диэлектрике. На рис. 1 и 2 представлены рассчитанные по формуле (2) АЧХ диафрагм различных размеров, пригодных для создания оптических модуляторов света. В расчетах принято, что $a_0 = 28.5$; $b_0 = 12.5$; $a = 17.0$ mm.

Как видно из рис. 1, частотная зависимость коэффициента передачи электромагнитной волны наиболее резко проявляется при большем отношении L/b . Например, при $L/b = 5$ полоса пропускания рассматриваемой электродинамической системы на уровне $K = 0.5$ достаточно мала — всего 1.14 GHz, в то время как при $L/b = 1$ она составляет 8.03 GHz. Напомним, что в модуляторах оптического излучения с управляющим напряжением, приложенным в поперечном направлении, величина поперечного напряжения пропорциональна отношению L/b (выигрыш в величине управляющего напряжения происходит с уменьшением полосы пропускания устройства).

На рис. 2 представлена рассчитанная по той же формуле зависимость коэффициента передачи заполненной диэлектриком электродинамической системы. Полагаем, что $\epsilon = 28$ (что равно диэлектрической проницаемости монокристалла LiNbO_3 Z-среза с направлением управляющего электрического поля вдоль оси c кристалла). Выбираем все величины, приведенные на рис. 2 такими же, за исключением параметра $a_1 = a/\sqrt{\epsilon} = 3.213$ mm, что связано с выбором области прозрачности исследуемой электродинамической системы в диапазоне длин волн около 34 mm. Видно, что полоса пропускания этого устройства еще более узкая — при $L/b = 5$ она составляет 0.185, а при $L/b = 1$ — 1.11 GHz.

АЧХ электродинамической системы с учетом потерь в одномодовом нерезонансном режиме возбуждения

Для учета влияния потерь энергии микроволнового излучения ограничим рассмотрение такими потерями малой величины, при которых коэффициент распространения волны γ в отрезке волновода с малыми поперечными размерами $a \times b$

$$\gamma = \alpha + i\beta, \quad (4)$$

где $\alpha \ll \beta$. В этом случае можно считать, что электромагнитные поля в реальной и идеальной линиях совпадают [9]. Можно полагать также, что

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_d, \quad (5)$$

где α_m — коэффициент затухания, связанный с потерями в металле, возникающими за счет его конечной проводимости, а α_d — с потерями в диэлектрике. Следуя

рассуждениям [9], величину α_m для волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе со стенками размером $a \times b$ можно привести к такому виду, воспользовавшись введенными в [8,9] параметрами:

$$\alpha_m = \frac{R_s a}{60\pi b \sqrt{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}} \left(1 + \frac{b\lambda^2}{2a^3 \varepsilon} \right), \quad (6)$$

где R_s — поверхностное сопротивление металла, из которого изготовлен отрезок длиной L . Например, для проводников из меди в окрестности частоты излучения 10 GHz эта величина равна 0.0263 Ω [9].

Нетрудно произвести аналогичную оценку потерь в случае применения серебра, золота, латуни, алюминия, стали и др. Из соотношения (6) следует, что при приближении к частоте отсечки, когда $\lambda \rightarrow 2a\sqrt{\varepsilon}$, α_m стремится к бесконечности. Однако решение (6) в рассматриваемой нами постановке задачи предполагает, что $\alpha \ll \beta$ [9], поэтому мы можем провести оценку границы применения соотношения (6) с учетом требований малости параметра α . Если критерием малости взять величину $\alpha_m \leq 0.1\beta$, то из соотношения

$$\frac{R_s a}{60\pi b \sqrt{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}} \left(1 + \frac{\lambda^2 b}{2a^3 \varepsilon} \right) \leq \frac{0.1\pi \sqrt{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}}{a\lambda} \quad (7)$$

легко получить граничное значение отстройки δ длины волны СВЧ-генератора от длины волны отсечки λ_0 волновода поперечных размеров $a \times b$. Справедливость полученных соотношений будет выполняться при

$$\lambda \leq 2a\sqrt{\varepsilon} - \delta. \quad (8)$$

Для расчета АЧХ с учетом потерь нужно использовать \dot{Z}_{in} из такого выражения [8,9]:

$$\dot{Z}_{in} = \dot{Z}_1 \frac{Z_0 + \dot{Z}_1 \operatorname{th}(\alpha L + i\beta L)}{\dot{Z}_1 + Z_0 \operatorname{th}(\alpha L + i\beta L)}. \quad (9)$$

Видно, что \dot{Z}_1 является комплексной величиной, α можно рассчитать исходя из соотношения (6), а β считать равной $2\pi/\lambda_w$. Аналитический вид эквивалентного волнового сопротивления \dot{Z}_1 с учетом потерь можно получить при рассмотрении многосвязных линий передачи, воспользовавшись [9] понятиями погонных параметров — сопротивлением R на единицу длины линии передачи, связанным с потерями в металлических конструкциях за счет конечной величины сопротивления проводника; проводимостью на единицу длины линии G среды, заполняющей электродинамическую структуру, связанную с потерями в диэлектрике; индуктивностью L и емкостью C на единицу длины линии. В обычно применяемых на практике материалах в диапазоне СВЧ с хорошей точностью выполняются соотношения

$$R \ll \omega L, \quad G \ll \omega C, \quad (10)$$

где $\omega = 2\pi c_0/\lambda$, c_0 — скорость распространения электромагнитной волны в вакууме.

С учетом (10) можно получить следующие соотношения для погонных параметров [9]:

$$R_W = \frac{R_s a Z_1^2}{1.44 \cdot 10^4 \pi^2 b^2} \left(1 + \frac{\lambda^2 b}{2a^3 \varepsilon} \right), \quad (11)$$

где

$$Z_1 = \frac{480\pi b}{\sqrt{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}}, \quad (12)$$

а параметр R_W имеет смысл погонного сопротивления эквивалентной волноводу многосвязной линии. Можно аналогичным образом ввести распределенные параметры — индуктивность L_W и емкость C_W :

$$L_W = \frac{kb}{2ac_0} = \frac{240\pi b}{ac_0}, \quad (13)$$

$$C_W = \frac{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}{2kabc_0} = \frac{kb}{2ac_0 Z_1^2} = \frac{4a^2 \varepsilon - \lambda^2}{960\pi abc_0}. \quad (14)$$

Коэффициент передачи с учетом потерь

$$K = 1 - |\dot{\Gamma}|^2 = \frac{4AZ_0}{(A + Z_0)^2 + B^2}, \quad (15)$$

где $A = Z_1$, а B — мнимая часть величины \dot{Z}_1 , определяется так:

$$B = -R_s / (2\omega \sqrt{L_W C_W}). \quad (16)$$

Полученные соотношения справедливы в границах диапазона частот, определяемых критерием (7).

На рис. 3 представлены результаты расчетов АЧХ диафрагм, изготовленных из стали ($R_s = 0.07 \Omega$). Приняты следующие значения параметров $a_0 = 28.5$, $b_0 = 12.5$ mm, $\varepsilon = 1$, $a = 17$ mm. Как видно из этого рисунка, общий характер вида АЧХ повторяется — с увеличением отношения L/b полоса пропускания электродинамической системы уменьшается. Отличие характеристик для материалов с различной проводимостью проявляется заметно только в случае применения достаточно длинных диафрагм, например $L = 5.0$ mm.

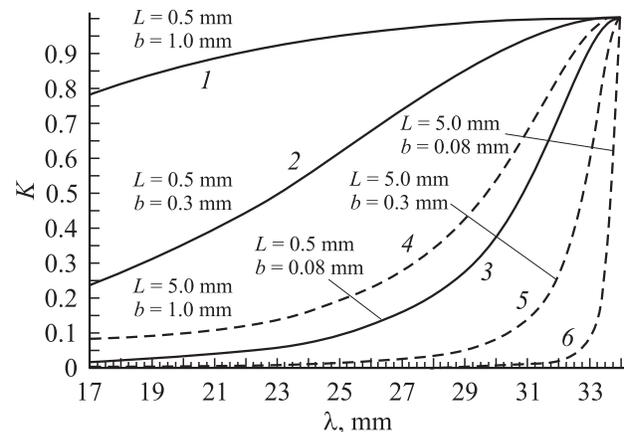


Рис. 3. То же, что на рис. 1, 1–3 — $L = 0.5$, 4–6 — 5.0 mm; $\varepsilon = 1$; 1, 4 — $b = 0.1$; 2, 5 — 0.3; 3, 6 — 0.8 mm.

Величина вносимых потерь в указанных примерах значительно меньше потерь, наблюдаемых в эксперименте. Причиной этого является возбуждение резонансных колебаний в щелевом резонаторе, образованном волноводной вставкой малого поперечного сечения.

Учет потерь электродинамической системы вследствие ее резонансного возбуждения вблизи частоты отсечки

При уменьшении высоты волновода b меньшего сечения до малых размеров, когда $b \ll a$, электродинамическая система является резонансным окном [9] вблизи частоты отсечки (при $\lambda = 2a$), которое превращается в резонатор на базе щелевой линии [10] при малых длинах L этого отрезка. Точные расчеты таких резонаторов можно провести, воспользовавшись методиками [10–12]. Все эти расчеты не приводят к простым аналитическим выражениям, а требуют больших вычислительных ресурсов ЭВМ даже при рассмотрении простых вариантов электродинамических конструкций без учета потерь. Строгое решение задачи с учетом потерь становится еще более громоздким в связи с необходимостью выполнения граничных условий Леонтовича [9], а для тонких диафрагм — Мейкснера [10].

Воспользуемся некоторыми результатами, изложенными в [10]. Анализ проведенных на ЭВМ расчетов показывает, что структура поля в щелевой линии близка к структуре поля, создаваемого волной типа H_{10} в волноводе меньшего сечения, а метод поперечного резонанса [13], использованный в расчетах [10], приводит в решениях к тому, что резонанс в щелевой линии всегда возбуждается на длине волны генератора, близкой к $2a$. Используем структуру волны типа H_{10} в волноводе сечением $a \times b$ и рассчитаем для нее частотную зависимость параметров потерь α_m по формуле (6). Затем, полагая, что в щелевой линии распространяется вдоль размера a волна волноводного типа [10], возбуждая резонансные колебания в окрестности λ_0 — длины волны СВЧ-генератора, немного меньшей $2a$, со структурой, близкой к структуре волны H_{01} , находим собственную добротность резонатора Q_0 по известному соотношению [8,9]

$$Q_0 = \pi/\lambda\alpha_m = \pi/(2a\alpha_m). \quad (17)$$

Учитывая симметрию электродинамической системы, можно воспользоваться простыми аналитическими соотношениями для расчета коэффициента передачи на резонансной частоте резонатора проходного типа [8,9]

$$K_0 = \frac{4(Q_0/Q_c)^2}{(1 + 2Q_0/Q_c)^2}, \quad (18)$$

где Q_c — добротность связи резонатора с линией передачи.

Нагруженная добротность резонатора Q_L определяется через параметры Q_0 и Q_c так

$$Q_L = Q_0Q_c/(2Q_0 + Q_c), \quad (19)$$

Q_L определяется через резонансную частоту f_0 и полосу пропускания $2\Delta f_L$ (взятую на уровне отсчета, равного половине от максимального значения)

$$Q_L = f_0/2\Delta f_L. \quad (20)$$

Воспользуемся выражением для радиационной добротности Q_r , полученным в [9] для волноводов прямоугольного сечения, трансформировав его к случаю возбуждения колебаний в резонаторе щелевого типа

$$Q_r = \omega_0 L_1 / \left[c_0 \left(1 - |\dot{\Gamma}|^2 \right) \right], \quad (21)$$

где ω_0 — круговая частота, L_1 — длина резонатора.

В соотношении (21) мы приравняли групповую скорость в незаполненной щелевой линии со скоростью распространения света. Выражение $(1 - |\dot{\Gamma}|^2)$ является рассчитанным выше параметром K , взятым из (15). Полагая, что $L_1 = a$, (21) можно представить в таком виде:

$$Q_r = 2\pi a \sqrt{\varepsilon} / \left[\lambda \left(1 - |\dot{\Gamma}|^2 \right) \right]. \quad (22)$$

Поскольку в соотношении (18) для коэффициента передачи резонатора фигурирует только резонансное значение длины волны генератора λ_0 , его можно определить в точке минимума частотной зависимости функции (22). В этом случае коэффициент связи линии передачи с резонатором СВЧ будет максимальным. Если входящее в (18) выражение для $Q_c = 2Q_r$ [8,9], соотношение для коэффициента передачи будет следующим:

$$K_0 = 1/(1 + Q_r/Q_0)^2. \quad (23)$$

Из соотношения (23) мы находим резонансное значение коэффициента передачи K_0^1 , подставив в него минимальное значение Q_{r0} и значение собственной добротности резонатора Q_0^1 , найденное на резонансной длине волны λ_0 .

Результаты экспериментальных исследований

Измерения проводились на стандартном панорамном измерителе коэффициента стоячей волны по напряжению Р2-44. Диапазон рабочих частот измерителя 6.85–12.42 GHz. Размер волноводного тракта 28.5×12.5 mm.

В табл. 1 и 2 представлены зависимости основных параметров резонаторов — диафрагм, изготовленных из стали, длиной 0.5 mm от высоты щели b . Принято, что $a_0 = 28.5$, $b_0 = 12.5$ mm, $\varepsilon = 1$, $a = 17$ mm.

В расчетах определены основные параметры резонатора щелевого типа: λ_0 — резонансная длина волны,

Таблица 1. Параметры диафрагмы, изготовленной из стали

b, mm	λ_0, mm	Q_{r0}	Q_0^1	Q_{L0}	K_0^1	$2\Delta f_L, \text{GHz}$
0.08	33.933	8.526	2.476	1.920	0.051	4.600
0.1	33.933	7.189	3.088	2.160	0.090	4.093
0.2	33.930	4.592	6.235	2.640	0.332	3.344
0.3	33.926	3.810	9.519	2.720	0.510	3.250
0.4	33.920	3.476	13.069	2.740	0.624	3.221
0.5	33.911	3.315	17.036	2.775	0.701	3.188
0.7	33.882	3.196	26.927	2.857	0.800	3.099
1.0	33.801	3.167	48.395	2.973	0.881	2.986

Таблица 2. Параметры диафрагмы, изготовленной из стали

b, mm	λ_0^1, mm	K_2^1	$2\Delta f_2, \text{GHz}$	$\lambda_{0e}^1, \text{mm}$	K_{2e}^1	$2\Delta f_{2e}, \text{GHz}$
0.08	33.950	0.051	1.56	35.50	0.008	2.34
0.1	33.949	0.090	1.80	34.80	0.032	1.72
0.2	33.942	0.332	2.52	34.29	0.320	2.45
0.3	33.933	0.510	2.80	34.24	0.400	2.40
0.4	33.923	0.624	2.91	34.17	0.560	2.50
0.5	33.913	0.701	3.00	34.01	0.660	2.68
0.7	33.882	0.800	2.98	33.90	0.710	2.78
1.0	33.801	0.881	2.98	33.71	0.813	3.20

вычисленная из (22), как точка минимума значений Q_r ; Q_{r0} — значение радиационной добротности в точке $\lambda = \lambda_0$; Q_0^1 — собственная добротность резонатора, найденная из уравнения (17), в точке $\lambda = \lambda_0$; Q_{L0} — значение нагруженной добротности резонатора, найденное из соотношения (19) при $\lambda = \lambda_0$; K_0^1 — резонансное значение коэффициента передачи резонатора, вычисленное из (18) при подстановке в это уравнение параметров Q_0^1 и $Q_c^1 = 2Q_{r0}$; $2\Delta f_L$ — полоса пропускания резонатора, определяемая из (20) после преобразования его к

$$2\Delta f_L = c_0/(\lambda_0/Q_{L0}). \quad (24)$$

Эти параметры приведены в табл. 1 и 2 с учетом возбуждения электромагнитной волны основного типа H_{10} одновременно и нерезонансного типа волны H_{10} в волноводе меньшего сечения. Рассматривая включенные последовательно друг за другом два соответствующих эквивалентных четырехполосника, можем представить результирующий вид АЧХ рассматриваемого нами устройства так:

$$K_2 = KK_1, \quad (25)$$

где K определяется из соотношения (15), а

$$K_1 = \frac{K_0^1}{[1 - [c_0(\lambda_0 - \lambda)/(\lambda\lambda_0\Delta f_L)]]^2}. \quad (26)$$

Параметр K_2^1 определяется из соотношения (25) в точке максимума, λ_0^1 — резонансная длина волны, определяемая в точке максимума функции K_2 , $2\Delta f_2$ — полоса

пропускания

$$2\Delta f_2 = 2c_0(\lambda_0^1 - \lambda_1)/(\lambda_0^1\lambda_1), \quad (27)$$

где λ_1 — длина волны, найденная на АЧХ (25) на уровне $0.5K_2^1$.

Последние три параметра являются определяющими для экспериментальной проверки полученных теоретических соотношений.

Следует отметить, что λ_0^1 немного отличается от значений λ_0 , приведенных в табл. 1. Это говорит о том, что учет фактора нерезонансного возбуждения электродинамической системы в теоретических расчетах приводит к смещению резонансной частоты; кроме того, наблюдается уменьшение полосы пропускания при высоте щели диафрагмы $b \leq 0.5 \text{ mm}$ резонансные значения коэффициента передачи при этих расчетах не изменяются. Следует отметить, что для стальных диафрагм и диафрагм из материалов с большой проводимостью толщиной менее 0.5 mm , параметры электродинамических систем, за исключением резонансной длины волны λ_0^1 , изменяться не будут.

В правой части табл. 2 приведены результаты экспериментальных исследований параметров диафрагм таких же размеров, изготовленных из того же материала, резонансной длины волны λ_{0e}^1 , резонансного коэффициента передачи K_{0e}^1 и полосы пропускания $2\Delta f_{2e}$.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных приведено на рис. 4, где показана зависимость коэффициента передачи и ширины полосы пропускания от высоты диафрагмы. Видно достаточно хорошее совпадение результатов.

Были исследованы основные параметры диафрагм, изготовленных из стали ($R_s = 0.07 \Omega$) толщиной 0.02 mm заполненных диэлектриком с $\epsilon = 28$; для совпадения диапазона резонансных частот $a = 3.213 \text{ mm}$. Такие диа-

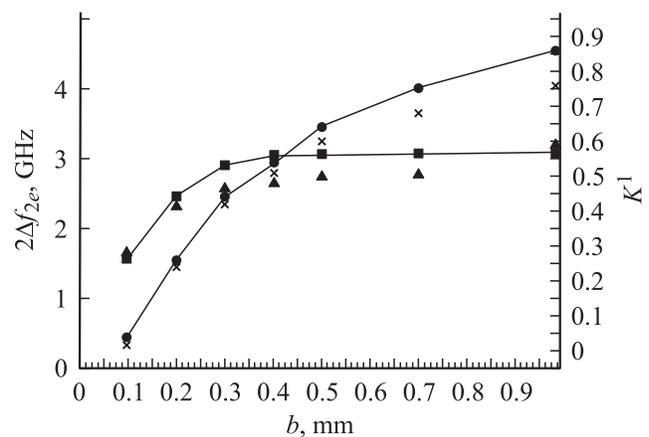


Рис. 4. Сравнение теоретических и экспериментальных данных зависимости коэффициента передачи и ширины полосы пропускания от высоты диафрагмы. ●, ■ — теоретические расчеты для коэффициента передачи и полосы пропускания, ×, ▲ — экспериментальные результаты для коэффициента передачи и полосы пропускания.

Таблица 3. Параметры диафрагмы, изготовленной из стали

b, mm	λ_0^1, mm	K_2^1	$2\Delta f_2, \text{GHz}$
0.08	33.994	0.258	0.314
0.1	33.994	0.346	0.400
0.2	33.990	0.624	0.750
0.3	33.981	0.768	1.094
0.4	33.968	0.848	1.384
0.5	33.951	0.893	1.558
0.7	33.904	0.938	1.910
1.0	33.807	0.964	2.216

фрагмы являются прототипом одной из конструктивных моделей, исследованных нами на эксперименте, в котором монокристалл LiNbO_3 располагался между стальными бритвенными лезвиями. Теоретическая модель предполагает возможность получения достаточно широкополосных устройств (полоса пропускания составляет около 3 GHz) и достаточно хорошим коэффициентом передачи (порядка 50–100%). Однако экспериментальная реализация такого макета диафрагмы с диэлектрическим заполнением (между лезвиями необходимо расположить монокристалл размером $30 \times 30 \mu\text{m}$) технологически трудно реализуема. Поэтому сравнительно просто было изготовить макет на базе частично заполненных диафрагм. Между лезвиями помещался массивный монокристалл LiNbO_3 с поперечными размерами 4.0×4.0 и длиной 2.0 mm, в боковых гранях которого были прорезана два паза — щели глубиной около 1.8 mm, таким образом, что они образовали ниши для подвода электродов — бритвенных лезвий — и их удалось разместить на расстоянии 0.35 mm друг от друга. Если учесть, что расстояние между электродами b_1 составляет аналог высоты щели диафрагмы b , а a_1 — аналог размера a , взятого в теоретических расчетах, то определить длину электродов L в такой конструкции весьма проблематично, поскольку она зависит от угла раскрыва паза. Если пазы прямоугольной формы, то экспериментальная проверка будет более корректной, но теоретические расчеты необходимо проводить для диафрагм, изготовленных из стали ($R_s = 0.07 \Omega$) толщиной 0.5 mm, заполненных диэлектриком с $\epsilon = 28$, $a = 3.213$ mm. В табл. 3 приведены расчеты таких диафрагм.

Видно, что полоса пропускания электродинамической системы существенно сузилась, особенно для диафрагм с малыми параметрами b . Потери при этом остались

теми же, что и в случае тонких диафрагм. Возникает вопрос о замене стальной диафрагмы на медную. В табл. 4 приведены основные параметры четырех диафрагм разной толщины L ($\epsilon = 28$, $a = 3.213$, $b = 0.08$ mm), изготовленных из меди и стали.

Как видно из табл. 4, полосы пропускания одинаковых электродинамических систем почти совпадают, а коэффициент передачи медной диафрагмы в два раза больше. Однако применение заостренных концов диафрагмы (с помощью стальных электродов) уменьшает эффективное значение параметра L — толщины по сравнению с толстыми ($L = 0.5$ mm) электродами и позволяет получить сравнительно широкую полосу пропускания, с определенным „ущербом“ для коэффициента передачи.

Очевидно, что электродинамическая структура на основе тонких щелевых резонаторов более предпочтительна, так как позволяет получить полосу прозрачности более 1 GHz.

Исследование действующих макетов оптико-микроволновых модуляторов проводилось на стандартном экспериментальном стенде, описанном в работе [8]. Была осуществлена модернизация стенда благодаря применению сверхбыстродействующего фотоприемника ФПЛ-70А, обеспечивающего возможность детектирования оптического излучения с частотой модуляции до 10 GHz. Проведены исследования внешних модуляторов света с высоким уровнем управляющего сигнала на базе сверхвысокочастотных резонансных систем. Кроме макета внешнего модулятора [8], созданного на основе медной диафрагмы толщиной 0.5 и шириной щели 0.5 mm, был изготовлен модулятор с применением тонкой диафрагмы, составленной из двух стандартных стальных лезвий толщиной 0.1 mm, заостренных на конце до толщины пластинок 0.02 mm. Монокристалл LiNbO_3 вырезан размером 4.0×4.0 и длиной 2.0 mm.

Для модуляции света использовался поперечный электрооптический эффект. Для этого два торца кристалла были отполированы для подачи через них излучения лазера ЛГН-208А. На двух боковых поверхностях кристалла были вырезаны пазы, позволявшие обеспечить зазор между электродами диафрагмы 0.35 ± 0.03 mm. Элементами связи служили две покрытые серебром латунные диафрагмы размером 17.0×8.0 , толщиной 1.0 mm. Конструкция с диафрагмами была закреплена между двумя стандартными коаксиально-волноводными переходами с размером волноводов 28.5×12.5 mm. Сигнал модуляции поступал от генератора стандартного измерителя коэффициента стоячей волны P2-42.

Таблица 4. Параметры диафрагм, изготовленных из меди и стали

Материал	L, mm	λ_0, mm	Q_{r0}	Q_0^1	Q_{L0}	K_0^1	$2\Delta f, \text{GHz}$	λ_0^1, mm	K_2^1	$2\Delta f_2, \text{GHz}$
Медь	0.5	33.996	3.655	8.513	2.557	0.489	3.451	33.997	0.489	0.316
Сталь	0.5	33.992	4.173	4.309	2.120	0.258	4.163	33.994	0.258	0.314
Медь	0.02	33.996	3.655	8.513	2.557	0.489	3.451	33.996	0.489	3.040
Сталь	0.02	33.992	4.173	4.309	2.120	0.258	4.163	33.993	0.258	3.620

Исследовалась АЧХ СВЧ-модулятора света на базе резонаторов со стальными электродами с частичным заполнением их монокристаллом LiNbO_3 поперечными размерами 4.0×4.0 , длиной 2.0 mm с боковыми пазами для стальных электродов. На частоте 5360 MHz ($\lambda = 56.02 \text{ mm}$) при длине щели 14.5 mm был зарегистрирован сигнал амплитудой $70 \mu\text{V}$. Уровень шума при этом составлял не более $0.1 \mu\text{V}$. Полосы модуляции зависят от нагрузки тракта СВЧ — при установке согласованной нагрузки на выходе тракта получаем сигнал на выходе фотодетектора с шириной полосы, отсчитанный на уровне 0.5 от максимального значения, около 400 MHz ; при отключении нагрузки на выходе получаем сигнал амплитудой $145 \mu\text{V}$. Но полоса модулятора при этом уменьшается до 150 MHz . Наблюдается несколько резонансных пиков значительно меньшей амплитуды.

Сравнение результатов этих исследований с результатами исследований модулятора света с кристаллами 0.5×0.5 длиной 2.0 mm [8] показало перспективность уменьшения величины параметра b (сужение щели позволило получить сигнал на выходе в 1.5 раза больше). Поэтому следующим этапом исследований было изучение параметров модуляторов, где $b = 0.15 \text{ mm}$ (длина кристалла была прежней — 2.0 mm). Кристалл был вставлен в щелевую линию, изготовленную из медных пластинок толщиной 0.50 mm . На частоте 6143 MHz получено $U_c = 910 \mu\text{V}$. Полоса пропускания при этом составляет 115 MHz . Подстройкой оптической системы путем гашения уровня немодулированного сигнала удается достичь глубины модуляции 20% при подаче СВЧ-мощности порядка 150 mW .

Дальнейшее уменьшение параметра b было осуществлено полировкой монокристалла LiNbO_3 до толщины $320 \mu\text{m}$. Этот монокристалл служил одновременно и интерферометром Фабри–Перо. Отражающие поверхности интерферометра Фабри–Перо нанесены на противоположные поверхности кристалла LiNbO_3 . Кристалл вырезан так, что его оптическая ось c направлена перпендикулярно его плоскости. Луч лазера подавался вдоль оптической оси кристалла через фокусирующую линзу.

Исследования проведены для двух типов зеркал интерферометра — изготовленных из алюминия и серебра. Толщина зеркал из алюминия $30\text{--}50 \text{ nm}$, зеркало из серебра тоньше примерно в два раза, размер зеркал — $0.5 \times 0.5 \text{ mm}$. Интенсивность прошедшего через интерферометр оптического сигнала в случае алюминиевых зеркал составляла примерно 10% интенсивности света на входе, а для серебряных — 20% . Электрическое управляющее поле прикладывалось вдоль оптической оси кристалла при размещении его в щелевой линии. Подавая оптический луч в центральную часть зеркала интерферометра удается получить коэффициент модуляции 12% при управляющей мощности СВЧ-сигнала 150 mW . Выигрыш [4] такого модулятора по сравнению с обычным составляет около 3 . При подаче

лазерного луча на зеркало интерферометра, изготовленное из серебра, при том же управляющем напряжении получена глубина модуляции 40% , что приводит к выигрышу в 10 раз.

Рассмотренные электрооптические объемные модуляторы света с низким уровнем энергии управления могут найти практическое применение в высокоскоростных системах телекоммуникаций.

Заключение

1. Предложена методика анализа основных характеристик электродинамических систем щелевого типа для оптических объемных модуляторов — резонансной частоты, коэффициента передачи и полосы пропускания с учетом потерь.

2. В рамках одномодового рассмотрения приведены расчеты АЧХ и получено простое точное аналитическое соотношение для АЧХ этой электродинамической системы в случае пренебрежимо малых потерь в металлических проводниках и заполняющего волновод диэлектрика. Эти соотношения позволяют провести качественную оценку потенциальных возможностей электродинамических систем щелевого типа для создания широкополосных устройств.

3. Найдены аналитические соотношения для расчета АЧХ исследуемой системы с учетом потерь при ее резонансном и нерезонансном возбуждении в одномодовом режиме. Установлено, что волноводные вставки щелевого типа с диэлектрическим заполнением могут обеспечить достаточно большую полосу пропускания — $> 1 \text{ GHz}$ при малой высоте щели.

4. Приведены оценки границ применения изложенных расчетов с учетом потерь энергии СВЧ-излучения.

5. Рассмотрена динамика процесса возбуждения электродинамических систем на базе представлений их в виде резонаторов на основе щелевой линии. Проведена экспериментальная проверка полученных соотношений на макетах щелевых линий, изготовленных из меди и стали, при варьировании размеров высоты щели.

6. Экспериментальное исследование лабораторных макетов объемных модуляторов на базе частично заполненных кристаллами LiNbO_3 щелевых линий показало перспективность применения предложенных методов расчета для конструирования сравнительно недорогих пригодных для практического использования микроволновых модуляторов света.

Список литературы

- [1] Тамур Т. Волноводная оптоэлектроника. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [2] Mitomi O., Noguchi K., Miyazawa H. // IEE Proc. Optoelectron. 1998. Vol. 145. N 6. P. 360–364.
- [3] Burns W.K., Howerton M.M., Moeller R.P. et al. // J. of Lightwave Technology. 1999. Vol. 17. N 12. P. 2551–2555.

- [4] *Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 384 с.
- [5] *Kawanishi T., Oikawa S., Higuma K.* et al. // *Electronics Letters*. 2001. Vol. 37. P. 1244–1246.
- [6] *Kawanishi T., Oikawa S., Higuma K.* et al. // *J. of the Communication Research Laboratory*. 2002. Vol. 49. N 1. P. 73–79.
- [7] *Kawanishi T., Oikawa S., Higuma K.* et al. // *Electronics Letters*. 2002. Vol. 38. N 20. P. 1204–1205.
- [8] *Запорожец Д.В., Яковенко Н.А.* // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. Вып. 10. С. 88–92.
- [9] *Григорьев А.Д.* Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высш. шк., 1990. 335 с.
- [10] *Веселов Г.И., Егоров Е.Н., Алёхин Ю.Н.* и др. Микроэлектронные устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988. 280 с.
- [11] *Левин Л.* Теория волноводов. М.: Радио и связь, 1981. 276 с.
- [12] *Антонов Н.Н., Бузин И.М., Вендик О.Г.* и др. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- [13] *Cohn S.B.* // *IEEE Trans*. 1969. Vol. MTT-17. N 10. P. 769.