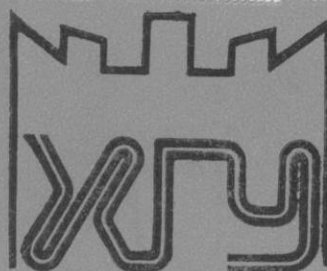


ISSN 0453-7998



ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

К-14038
П313529

307 '87

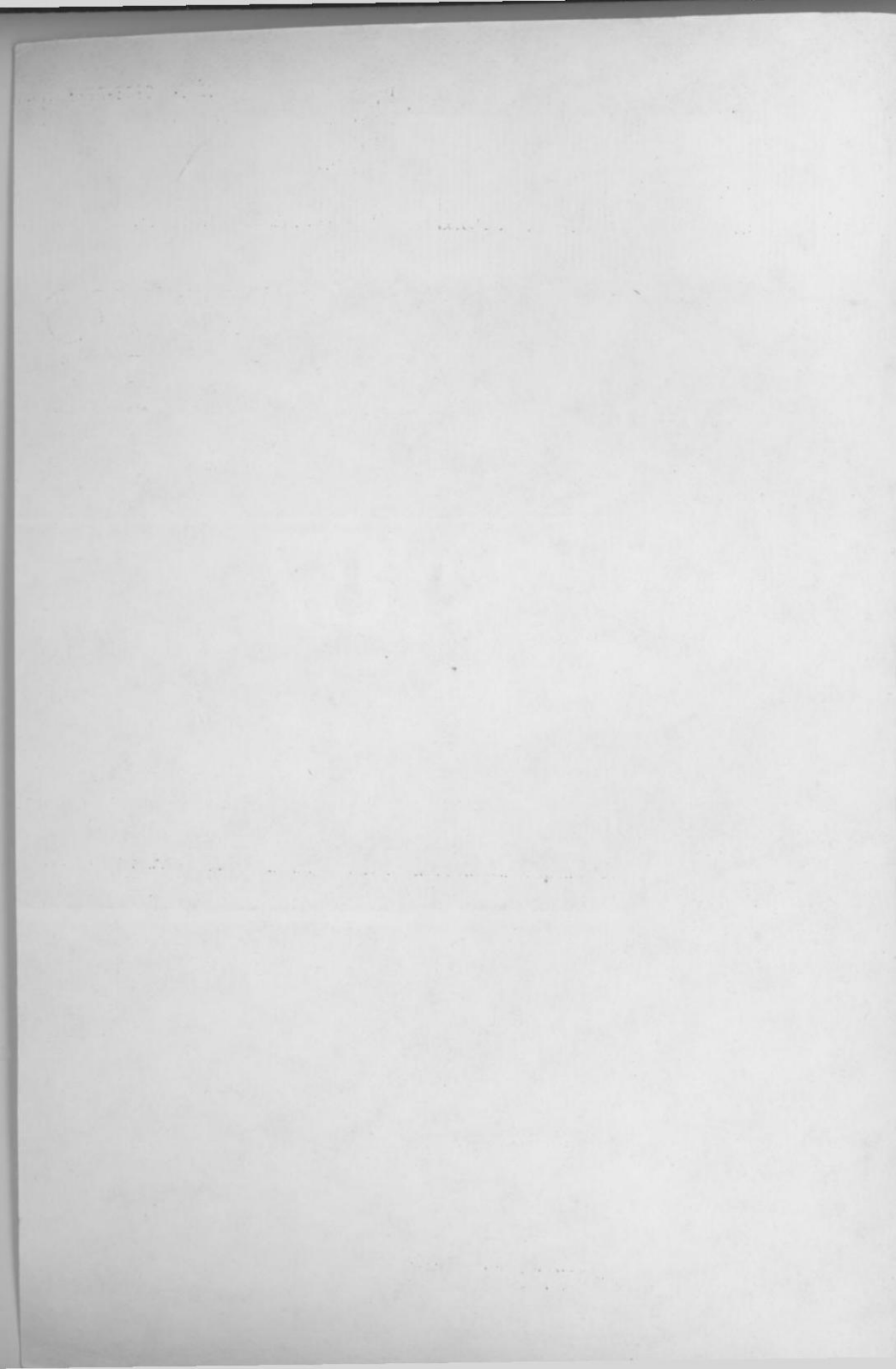
РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

«ВИЩА ШКОЛА»

1 р.

ISSN 0453-7998. Вестн. Харьк. ун-та. 1987. № 307.
Радиофизика и электроника. 1—96.





МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР



ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 307

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1971 г.

Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
издательского объединения
«Вища школа»
1987

В вестнике рассмотрены вопросы генерирования излучения субмиллиметровыми лазерами с оптической накачкой, генераторами дифракционного излучения и твердотельными генераторами. Освещены аспекты распространения электромагнитных волн в ионосфере и волноводах различной конфигурации, лазерной фотометрии, антенной техники, взаимодействия излучения с веществом.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1987 г. Для научных работников и специалистов.

Редакционная коллегия: Н. А. Хижняк (отв. ред.), М. В. Неофитный (отв. секр.), Н. Н. Горобец, С. Ф. Дюбо, В. Б. Казанский, В. В. Лемешко, В. А. Мисюра, Э. Д. Прохоров, В. А. Свич, О. А. Третьяков

Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета (протокол № 3 от 16 мая 1986 г.)

Адрес редакционной коллегии: 310077, Харьков-77, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 45-71-57

Редакция литературы по естественным наукам и филологии
Зав. редакцией *Е. П. Иващенко*

В. А. ЕФРЕМОВ, М. Н. ЕФИМЕНКО

НН₃-ЛАЗЕР С ДВУХФОТОННОЙ НАКАЧКОЙ

Построенные по обычной схеме [1] субмиллиметровые (СММ) лазеры с накачкой излучением СО₂ лазера обладают известными недостатками: ограниченным числом линий генерации для выбранной рабочей молекулы, малой перестройкой частоты вблизи центра линии генерации, затрудненностью быстрого управления уровнем мощности и частоты измерения. Эти недостатки могут быть частично преодолены путем использования комбинированной (ИК и ММ) двухволновой накачки активной среды. Полученное в работе [2] выражение для усиления пробной волны в четырехуровневой системе объясняет работу лазера с двухфотонной накачкой, впервые описанного в работе [3]. Малая вероятность двухквантового перехода при этом может быть повышена путем увеличения интенсивности полей накачки и подбором активной среды с высокими значениями дипольных моментов переходов.

Приведем результаты экспериментального исследования субмиллиметрового лазера с двухфотонной накачкой на аммиаке. Идея двухфотонной накачки основывается на совпадении суммарной (разностной) частоты двух источников накачки с частотой двухквантового перехода. Вероятность двухфотонного перехода можно записать формулой $W = (\mu_1 E_1 \mu_2 E_2 / 2\hbar \Omega)^2$, где μ_1, μ_2 — дипольные моменты переходов; E_1, E_2 — напряженности полей накачки; Ω — разность частот СО₂ линии накачки и соответствующего колебательно-вращательного перехода.

Удобным рабочим веществом для осуществления на практике СММ лазера с двухфотонной накачкой являются молекулы аммиака NH₃. Каждый вращательный энергетический уровень NH₃ в основном колебательном состоянии расщеплен вследствие инверсии. Частоты инверсионных переходов сосредоточены в микроволновом диапазоне 17—30 ГГц. В этом микроволновом диапазоне имеются достаточно мощные, перестраиваемые по частоте источники излучения. Полоса вращательно-колебательных переходов ν_2 NH₃ хорошо перекрывается с диапазоном частот, генерируемых СО₂-лазером, но из-за отсутствия точного совпадения частот колебательно-вращательных переходов в аммиаке с частотами линий излучения ¹²C¹⁶O₂ лазера невозможно получить генерацию NH₃-лазера в непрерывном режиме. Если частоту микроволнового источника подобрать так, чтобы она в сумме с частотой СО₂ лазера в точности совпадала с частотой инверсионно-колебательно-вращательного перехода NH₃, то возможен переход молекул аммиака из основного в возбужденное ν_2 колебательное состояние. При этом можно создать инверсию

населенности и получить генерацию в непрерывном режиме на вращательных или инверсионных переходах колебательного состояния ν_2 .

Наша экспериментальная установка включает в свой состав $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ лазер накачки, источник микроволнового излучения, приемник СММ излучения и субмиллиметровую лазерную кювету. Максимальная мощность генерации CO_2 лазера на сильных линиях около 20 Вт. Микроволновое излучение мощностью до 1 Вт генерировалось ЛОВ. Диапазон перестройки микроволнового излучения составлял 19—24 ГГц. В экспериментах использовался приемник СММ излучения на монокристалле $n\text{-InSb}$, охлажденном до 4,2 К, обеспечивающий высокую чувствительность в диапазоне субмиллиметровых длин волн. К СММ лазерной кювете предъявлялся ряд требований. Она должна быть вакуумированной, служить одновременно резонатором микроволнового и СММ излучения с независимыми настройками, обеспечивать ввод частот ИК и микроволновой накачки, а также вывод субмиллиметрового излучения. Кювета выполнена в виде круглого металлического волновода диаметром 12 мм и длиной 90 см с подвижными плунжерами-зеркалами на концах.

На частотах микроволнового источника резонатор возбуждался на модах H_{11n} , которые возбуждались через продольную щель размером $7 \times 0,4$ мм в боковой стенке волноводной ячейки. К этой щели излучение от ЛОВ подводилось волноводом. Вторая щель размером $3 \times 0,1$ мм находилась на боковой стенке у противоположного конца резонатора и обеспечивала связь с детектором контроля мощности, прошедшей через резонатор. Ввод CO_2 излучения накачки и вывод СММ сигнала осуществлялся из разных концов волноводной ячейки через отверстия связи в зеркалах диаметром 1,5 и 2 мм соответственно. Описанная выше кювета обеспечивает интенсивность микроволнового поля внутри резонатора при оптимальной связи его с источником ММ волн до 50 Вт/см². Недостаток конструкции кюветы — большие потери в резонаторе на субмиллиметровых волнах.

Экспериментам с двухфотонной накачкой молекулы NH_3 предшествовали опыты по однофотонной резонансной накачке молекул HCOOH , DCOOD , CH_3OH излучением CO_2 лазера с целью получения генерации на известных переходах. Из всего многообразия линий генерации на данных молекулах, возбуждаемых CO_2 лазером в ячейках с открытым резонатором, в нашем резонаторе возбуждались лишь самые сильные линии генерации: в HCOOH это волна 393,6 и 432,6 мкм, в DCOOD — волна 380,56 мкм, в CH_3OH — волна 118,8 мкм при накачке газов линиями 9R (18), 9R (20), 10R (12), 9P (36) CO_2 лазера соответственно. Этот факт свидетельствует о больших потерях

для субмиллиметровых волн в металлическом волноводе и необходимости существенного их снижения.

Путем сравнения спектроскопических данных о вращательных, вращательно-колебательных и инверсионных переходах [4] с частотами линий излучения CO_2 лазера при учете диапазона перестройки имеющегося в наличии микроволнового источника были предсказаны, а потом и получены четыре линии излучения на NH_3 при двухфотонной накачке. Данные о них помещены в таблице. Полученные линии генерации не могут

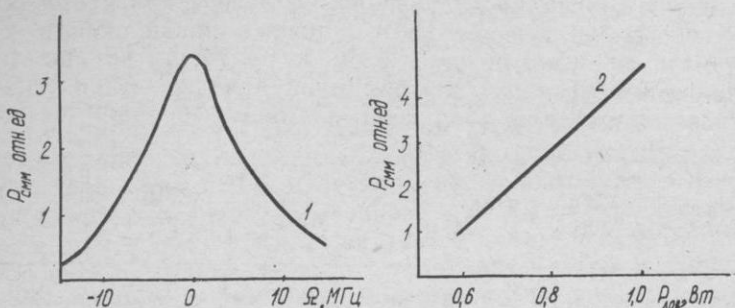
NH_3 переход	CO_2 линия	$\nu_{\text{CO}_2} - \nu_{\text{NH}_3}$, МГц	$\nu_{\text{ЛОВ}}$ МГц	СММ переход	$\lambda_{\text{СММ}}$, мкм
<i>aaQ</i> (5,4)	10 R (6)	—568	22085	<i>saQ</i> (5,4)	291,1
<i>aaQ</i> (2,2)	10 R (8)	—940	22783	<i>saQ</i> (2,2)	280,8
<i>ssQ</i> (5,3)	10 P (32)	—960	22245	<i>asR</i> (4,3)	151,6
<i>aaR</i> (5,3)	9R(30)	1262	22547	<i>saQ</i> (6,3)	325,2

возникнуть при обычной накачке NH_3 излучением CO_2 лазера, так как частоты CO_2 линий накачки не совпадают с частотами линий NH_3 , причем расстройки превышают ширины доплеровски уширенных линий переходов накачки. Так, линия 9R(30) CO_2 лазера отстоит на 1262 МГц от центра линии поглощения *sR*(5,3), что соответствует 21 доплеровской полуширине перехода. Мощность самой сильной линии генерации на 291 мкм не превышала 1 мВт.

При снижении потерь на субмиллиметровых волнах в СММ лазерной кювете уровень мощности полученных линий генерации в NH_3 можно будет поднять на 1—2 порядка. Кроме этого, станет возможным получение новых линий генерации для существующих мощностей накачек при отстройке частот линий CO_2 лазера от соответствующих частот переходов в NH_3 до 10 ГГц.

Получением новых сильных линий генерации не ограничивается применение двухфотонной накачки в газах. Уникальность ее свойств — в легком управлении мощностью и частотой субмиллиметрового излучения посредством изменения микроволновой мощности и частоты. На сильных линиях генерации нами исследованы зависимости выходной мощности СММ генерации от различных параметров среды и полей накачки (рисунков). Согласно кривой 1 вид контура линии генерации близок к доплеровскому и имеет ширину около 13 МГц. Это объясняется тем, что контур линии усиления при двухфотонной накачке активной среды определяется доплеровским контуром колебательно-вращательного перехода накачки, поскольку микроволновой (инверсионный) переход однородно уширен. Отли-

чие ширины контура генерации от ширины доплеровского контура усиления, составляющего 70 МГц, объясняется наличием порогового усиления для возникновения субмиллиметровой генерации. При уменьшении порога ширина контура генерации



Зависимости мощности СММ сигнала ($\lambda = 151,6$ мкм) от частоты расстройки $\Omega = \nu_{\text{лов}} - \nu_{\text{NH}_3}$ (кривая 1) и мощности (кривая 2) микроволнового источника. Давление — 60 Мторр

должна расти вплоть до значения, близкого к доплеровской ширине линии накачки. Кривая 2 подтверждает предположение о пропорциональности выходной мощности лазера с двухфотонной накачкой от мощностей источников накачки и, в частности, от микроволновой мощности. Из этой кривой можно найти пороговую мощность ЛОВ для возникновения СММ излучения, равную 0,5 Вт. Нами определено оптимальное давление газа для лазеров с двухфотонной накачкой, которое составило 60—90 Мторр. Приведенные выше зависимости подтверждают предположение о возможности получения амплитудной и частотной модуляции субмиллиметрового излучения. Для этого достаточно промодулировать частоту или мощность микроволнового источника.

Список литературы: 1. *Ghang T. Y., Bridges T. I.* Laser action at 452, 496, 541 m in optically pumped CH_3F //Opt. Commun. — 1970. — 1.—P. 423—426. 2. *Ефремов В. А., Дюбо С. Ф.* Усиление пробной волны в четырехуровневой квантовой системе при двухфотонной накачке//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1985. — № 285. — С. 3—5. 3. *Willenberg G. D., Weiss C. O., Jones H.* Two-photon pumped Cw laser//Appl. Phys. Lett. — 1980. — 37, N 2. — P. 133—135. 4. *Urban S., Spirko V., Paposek D., Kaupinen J., Belov S. P., Gershtein L. I., Krupnov A. F.* A simultaneous analysis of the microwave, submillimeter wave, far infrared, and infrared-microwave two-photon transitions between the ground and ν_2 inversion-rotation levels of NH_3 //J. Mol. Spectrosc. — 1981. — 88. — P. 274—292.

Поступила в редколлегию 20.12.85

SUMMARY

The results of experimental research for two — photon pumped CW NH_3 laser are presented. The four two — photon pumped laser lines were observed. The dependences of FIR laser power on microwave power and frequency are given. The optimum pressure in the resonator cell was 60—90 mTorr.

УДК 621.373.826

В. А. СВИЧ, канд. физ.-мат. наук,
Н. Г. ПОКОРМЯХО, *О. В. ДРЫГА*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ИМПУЛЬСНЫХ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ЛАЗЕРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ТЕА CO_2 ЛАЗЕРА

Решение широкого круга задач, связанных с селективным воздействием лазерного излучения на вещество, требует разработки мощных и высокоэффективных импульсных источников когерентного излучения, генерирующих в субмиллиметровой (Субмм) области спектра. Количество действительно «сильных» линий составляет несколько процентов от их общего числа, поэтому совершенствование созданных импульсных Субмм лазеров с оптической накачкой излучением ТЕА CO_2 лазеров (ИЛОН) является актуальной задачей.

Использование буферных газов для увеличения энергии генерации Субмм ИЛОН нецелесообразно для большого числа линий, так как необходимо наличие резонансного взаимодействия. Более универсальным является метод оптимизации температурного режима активной среды ИЛОН. Нами впервые исследовано влияние температуры активной среды на энергию выходного излучения ИЛОН, работающих на чисто вращательных переходах молекул NH_3 , CH_3OH и $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ в интервале температур — 200÷300 К.

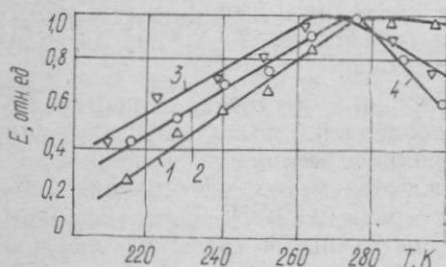
Функциональная схема экспериментальной установки и ее параметры описаны ранее [1], за исключением Субмм ячейки. В данном случае это металлическая вакуумная камера диаметром 68 мм, снабженная медными тепловодами, опущенными в жидкий азот. Изменение сечения и количества теплопроводов позволяет регулировать температуру активной среды лазера. Субмм ячейка с системой охлаждения помещена в пенопластовую камеру, что обеспечивает постоянство температуры активной среды в течение двух часов. Для измерения температуры на внешней поверхности кюветы размещены термопары. Погрешность измерения температуры ± 3 К. Лазер работал в отпаянном режиме. Чтобы предотвратить конденсацию влаги на

входном и выходном окнах Субмм лазерной кюветы при ее охлаждении, осуществляли их обдув.

Результаты исследований сведены в таблицу, где $T_{\text{опт}}$ — температура, при которой наблюдается максимум выходной энергии; $P_{\text{опт}}$ — оптимальное давление в ячейке при $T = T_{\text{опт}}$; E_T/E_0 — отношение максимальной выходной энергии к выходной при $T = 300$ К.

Молекула	$\lambda_{\text{изл.}}$, мкм	Излучательный переход	$T_{\text{опт}}$, К	$P_{\text{опт}}$, мм рт. ст.	E_T/E_0
NH ₃	281,4	$Q_2^{(2)}a \rightarrow s$	272	3,4	1,3
—	256,6	$P_1^{(2)}s \rightarrow a$	275	1,7	1,7
—	151,4	$P_3^{(5)}s \rightarrow a$	300	2,6	1
CH ₃ OH	118,8	$16_{018} \rightarrow 15_{027}$	260	1,2	1,35
C ₂ H ₅ Cl	594	—	235	0,5	1,3

Полученные результаты (таблица, рисунок) качественно согласуются с выводами теории [2] и подтверждают, что на переходах с малыми значениями J возможно увеличение выходной энергии Субмм ИЛОН при



Зависимость энергии генерации NH₃-лазера от температуры активной среды при оптимальном давлении на длине волны излучения: 1 — $\lambda = 151$ мкм; 2 — $\lambda = 256$ мкм; 3 — $\lambda = 281$ мкм

понижении температуры активной среды. Данное явление связано с тем, что увеличивается заселенность уровня основного колебательного состояния, с которого осуществляется накачка, уменьшается заселенность лазерных уровней и, как следствие, увеличивается коэффициент поглощения излучения накачки. С дальнейшим понижением температуры скорость вращательной релаксации увеличивается,

колебательной — уменьшается. Это приводит к уменьшению излучаемой энергии и существованию максимума в зависимости выходной энергии от температуры. В случае работы лазера на переходах с большими значениями J оптимум населенности уровня основного колебательного состояния, с которого происходит накачка, лежит при температуре, выше комнатной. Следовательно, увеличения энергии генерации следует ожидать при этой температуре.

Исследования зависимости давления активной среды от температуры показали, что с понижением температуры оптимальное давление сдвигается в сторону более низких значений. Это можно объяснить следующим образом. При фиксированных плотности накачки и объеме активной среды существует оптимальная концентрация рабочих молекул (n_{opt}), которая обеспечивает максимальный выход энергии. В то же время известно, что $P = n kT$, где k — постоянная Больцмана.

Отсюда следует, что с понижением температуры оптимальное давление будет уменьшаться. Таким образом, впервые экспериментально исследован температурный режим ИЛОН, работающих на чисто вращательных переходах молекул NH_3 , CH_3OH и $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ в интервале температур от 200 до 300 К.

Установлено, что понижение температуры активной среды приводит к увеличению энергии генерации на переходах с малым J .

Определены оптимальные значения температур и давлений для исследованных линий генерации.

Список литературы: 1. Свищ В. А., Покоряхо Н. Г., Топков А. Н., Анисеев А. Я. Импульсный генератор субмиллиметрового диапазона на молекулах метилбромида. — Журн. прикл. спектроскопии. — 1982. — 37, № 4. — С. 663—665. 2. Орлов Л. Н. Влияние температуры на генерацию молекулярных лазеров ИК-диапазона при стационарной оптической накачке. — Минск, 1981. — С. 51. (Препринт АН БССР. ИФ; № 237).

Поступила в редколлегию 17.01.86

SUMMARY

The temperature characteristics of submillimeter pulsed NH_3 , CH_3OH , $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ -lasers optically pumped by TEA CO_2 -laser radiation are investigated in 200—300 K range. It was found that the temperature decreasing of active media leads to an increasing in generation energy at transitions with low J . For studied generation lines the optimal values of temperatures and pressures were determined.

УДК 621.385

Д. М. ВАВРИВ, канд. физ.-мат. наук,
С. А. БУЛГАКОВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ГАРМОНИК В РЕЗОНАНСНЫХ ПРИБОРАХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Возбуждение временных гармоник, кратных основной рабочей частоте электронного генератора, обычно рассматривается как нежелательный эффект, приводящий к возникновению побочных паразитных колебаний на выходе прибора. Подавление

таких колебаний — одна из основных задач при обеспечении электромагнитной совместимости радиоэлектронных систем [1]. Кроме того, целенаправленное возбуждение и выделение высших гармоник используется на практике в умножителях частоты с целью значительного укорочения рабочей длины волны [2].

Применительно к резонансным генераторам с распределенным взаимодействием (оротрон, ГДИ, резонансная ЛОВ и др.) нам не известны непосредственные теоретические оценки по определению уровня возбуждаемых в них временных гармоник. Чтобы провести такие расчеты, необходимо построить соответствующую теорию, которая описывает многочастотные режимы колебаний в приборах данного типа. Эта задача достаточно сложная и для ее решения необходимо провести систематические исследования.

Сформулируем основные уравнения, учитывающие возбуждение гармоник в резонансных приборах с распределенным взаимодействием, и рассмотрим некоторые наиболее общие свойства их решений. Такие уравнения получаем в результате обобщения результатов работы [3] на случай, когда в резонаторе, кроме колебаний на основной частоте Ω , учитывается наличие колебаний на гармониках $n\Omega$. Опуская промежуточные выкладки, выпишем самосогласованную систему нестационарных уравнений для определения амплитуд F_n и фаз γ_n колебаний на этих частотах с учетом слагаемых, описывающих влияние внешнего сигнала на колебательную систему, который может трансформироваться в пространство взаимодействия с помощью электронного пучка или подаваться непосредственно в резонатор:

$$\frac{dF_1}{dt} = -F_1 d_1 + \frac{G_1 d_1}{4\pi} \int_0^1 f_1(\xi) \int_0^{2\pi} \cos(\theta + \Phi_{s1}\xi + \gamma_1) d\varphi d\xi + A \cos \gamma_1, \quad (1a)$$

$$\frac{d\gamma_1}{dt} = \delta_{r1} d_1 - \frac{G_1 d_1}{4\pi F_1} \int_0^1 f_1(\xi) \int_0^{2\pi} \sin(\theta + \Phi_{s1}\xi + \gamma_1) d\varphi d\xi - \frac{A}{F_1} \sin \gamma_1; \quad (1b)$$

$$\frac{dF_n}{dt} = -F_n d_n + \frac{G_n d_n}{4\pi} \int_0^1 f_n(\xi) \int_0^{2\pi} \cos(n\theta + \Phi_{sn}\xi + \gamma_n) d\varphi d\xi; \quad (1b)$$

$$\frac{d\gamma_n}{dt} = \delta_{rn} d_n - \frac{G_n d_n}{4\pi F_n} \int_0^1 f_n(\xi) \int_0^{2\pi} \sin(n\theta + \Phi_{sn}\xi + \gamma_n) d\varphi d\xi; \quad (1r)$$

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \frac{\Phi_0}{4} \sum_{n=1}^{\infty} F_n f_n(\xi) \cos(n\theta + \Phi_{sn}\xi + \gamma_n) \quad \text{при } \xi=0, \quad (1d)$$

$$\theta = X \cos(\varphi + \varphi_M); \quad \frac{d\theta}{d\xi} = X_1 \cos \varphi.$$

Здесь A — безразмерная амплитуда внешнего сигнала с частотой $\Omega \approx \omega_{r1}$; X, X_1, φ_m — параметры предварительной модуляции электронного пучка [4], $\Phi_0 = \Omega L/v_0$, $d_{rn} = \frac{\omega_{rn}}{2Q_n}$.

Остальные обозначения в (1) и далее соответствуют обозначениям работы [3]. Индексами «1» и «n» выделяются значения параметров на основной частоте и гармониках соответственно. При записи уравнения движения (1д) поле пространственного заряда не учитывалось.

Эффективность возбуждения высших временных гармоник определяется двумя основными факторами. Во-первых, степенью нелинейности взаимодействия пучка с полем на основной частоте, поскольку конечные значения F_n достигаются только в том случае, если в пучке возбуждаются высшие гармоники конвенционного тока. Во-вторых, для их возбуждения должно выполняться условие временного синхронизма, которое заключается в том, что частота $n\Omega$ попадает в полосу пропускания резонатора и его добротность на этой частоте достаточно большая. В противном случае параметр эффективности взаимодействия $G_n \rightarrow 0$ и, следовательно, $F_n \rightarrow 0$.

Проведенные исследования исходной системы уравнений показали, что в большинстве практических случаев уровень возбуждаемых гармоник относительно небольшой в том смысле, что можно пренебречь их обратным влиянием на движение частиц пучка. Тогда решение уравнений (1) значительно упрощается и, в частности, оно находится аналитически в приближении слабой нелинейности взаимодействия пучка с полем на основной частоте. В результате для нормированной мощности колебаний в установившемся режиме автономных или вынужденных колебаний находим

$$F_n^2 \approx \frac{G_n^2 (R_1^2 + R_2^2)}{(G_n n \Phi_0 \Psi_1 - 1)^2 + (\delta_{rn} + n G_n \Phi_0 \Psi_2)^2}, \quad (2)$$

$$\text{где } \left\{ \frac{R_1}{R_2} \right\} = -\frac{1}{2} \int_0^1 f_n(\xi) J_n(S) \left\{ \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (n\mu_1 + n\gamma_1 - \Phi_{sn}\xi) d\xi;$$

$$\left\{ \frac{\Psi_1}{\Psi_2} \right\} = -\frac{1}{4} \int_0^1 f_n(\xi) M_n J_0(S) \left\{ \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (\Phi_{sn}\xi - \mu_n) d\xi;$$

$$M_n = \sqrt{B_n^2 + A_n^2}; \quad S = -n\Phi_0 M_n F_1; \quad \operatorname{tg} \mu_n = -A_n/B_n;$$

$$\left\{ \frac{A_n}{B_n} \right\} = \frac{1}{4} \int_0^1 f_n(\xi') (\xi - \xi') \left\{ \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (\Phi_{sn}\xi') d\xi',$$

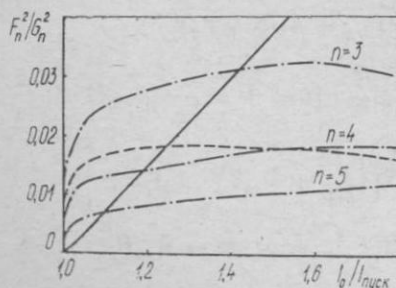
$J_n(x)$ — функция Бесселя; F_1, γ_1 — значения амплитуды и фазы колебаний на основной частоте, которые определяются из решения задачи об одночастотных колебаниях автогенератора

[5] или усилителя [6]. Из полученного решения следует, что для каждого номера гармоники n существуют оптимальные значения амплитуды, увеличивающиеся с возрастанием, при которых достигаются максимальные значения F_n^2 . Если период замедляющей системы (дифракционной решетки) выбран из условия удовлетворения условия пространственного синхронизма на основной частоте $\Phi_{s1} \approx -2\pi$, то на высших гармониках параметр рассинхронизма Φ_{sn} является большой величиной порядка $n\Phi_0$. В силу этого функции Ψ_1, Ψ_2 убывают с увеличением n как $1/(\Phi_0 n)^2$. В результате легко показать, что при относительно небольших амплитудах поля $F_1 \lesssim 1$ имеет место следующая оценка:

$$\frac{P_n}{P_0} \sim G_n G_1^2 \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^n, \quad n \geq 2, \quad (3)$$

где P_n, P_0 — мощности колебаний на n -й гармонике и основной частоте; P_0 — мощность пучка. Отметим, что отношение P_1/P_0 равняется электронному КПД прибора $\eta_e < 1$. Таким образом, для рассмотренного случая характерно быстрое убывание мощности временных гармоник с увеличением их номера.

Результаты конкретных расчетов нормированной мощности F_n^2/G_n^2 от нормированного тока пучка приведены на рисунке. Они получены в результате численного решения системы уравнений (1) для случая автономного генератора типа ГДИ с открытой колебательной системой и параметрами: $\Phi_0 = 100$; $\Phi_{s1} = -2\pi$. Распределение собственных колебаний $f_n(\xi)$ для всех номеров n задавалось гауссовским с $\omega = 1/4$ [3]. На рисунке сплошной линией показана зависимость мощности колебаний на основной частоте, а штриховой — гармоники с $n=3$ в предположении, что условие пространственного синхронизма выполнено только при $n=1$, а $\Phi_{sn} \approx \Phi_0 n$, что обычно имеет место



Результаты расчетов нормированной мощности: — $\times 10^3$; — — — $\times 10$

в реальных генераторах дифракционного излучения. Наблюдаемые конечные значения F_n^2 при $I_0/I_{\text{пучк}} = 1$ обусловлены тем, что при выбранном значении параметра Φ_{s1} в генераторе реализуется «жесткий» режим возбуждения колебаний. Из сравнения отмеченных зависимостей следует, что в рассматриваемом диапазоне изменения тока пучка мощность третьей гармоники на —30 дБ ниже мощности колебаний на основной частоте даже в предположении, что параметры эффективности взаимодействия G_n на этой частоте и при $n=1$ имеют одинаковое значение.

Рассмотрим теперь вопрос о возможности повышения мощности гармоник в данной конструкции генератора с целью создания эффективных однорезонаторных умножителей частоты. Как показал анализ, этого можно достигнуть путем выбора параметров замедляющей системы, при которых одновременно выполняется условие пространственного синхронизма на n -й и 1-й гармонике. Соответствующие результаты расчетов для различных значений n и $\Phi_{sn} = -2\pi$, приведенные на рисунке штрихпунктирными линиями, показывают, что в этом случае мощность гармоник можно поднять примерно на два порядка. При этом Φ_{sn} убывает с увеличением n достаточно медленно по сравнению с (3) — примерно как $1/n$, а мощность гармоник с небольшими номерами при соответствующем выборе параметров резонатора может быть всего в несколько раз меньше мощности колебаний на основной частоте. Для практической реализации таких приборов важно то, что при получении колебаний на частоте $n\Omega$ условия самовозбуждения генератора должны быть выполнены на частоте Ω , что обычно значительно проще осуществить, особенно при разработке источников колебаний в коротковолновой части миллиметрового диапазона.

Список литературы: 1. *Побочные колебания в электронных приборах СВЧ*/О. В. Бецкий, К. И. Палатов, М. Б. Цейтлин, Ю. Д. Ильин. Под ред. М. Б. Цейтлина. — М.: Радио и связь, 1984. — 152 с. 2. *Русин Ф. С., Синенко Л. А., Костромин В. П.* Оротрон — преобразователь частоты//Радиотехника и электроника. — 1977. — 22, № 8. — С. 1670—1673. 3. *Вавриш Д. М., Третьяков О. А.* Неавтономный режим колебаний в резонансных генераторах с распределенным взаимодействием//Радиотехника и электроника. — 1984. — 29, № 8. — С. 1580—1588. 4. *Вавриш Д. М., Романцов Ю. А., Третьяков О. А.* Самосогласованная теория резонансного группирователя с распределенным взаимодействием//Электронная техника.—1984.— Вып. 10. — С. 3—7. 5. *Вавриш Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А.* К нелинейной стационарной теории резонансных генераторов с длительным взаимодействием//Радиотехника и электроника. — 1978. — 23, № 11. — С. 2354—2362. 6. *Вавриш Д. М.* Об особенностях работы резонансных усилителей с распределенным взаимодействием и предварительной модуляцией пучка//Радиотехника и электроника. — 1985. — 30, № 7. — С. 1391—1396.

Поступила в редколлегию 18.12.85

SUMMARY

The problem of high harmonics levels determination in resonant systems, like orotron, with extended interaction is solved. In case of small resonator field the analytical expression for high harmonics power is obtained. The practical application of the systems for purpose of considerable decreasing of exciting wavelengths is shown.

С. С. БОНДАРЕНКО,
В. А. БОРОДАЕВ, канд. физ.-мат. наук,
Е. Р. РУДАВИН, В. Н. УЛЬЯНОВ

ТРАНЗИСТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОР, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

Полупроводниковые генераторы в микрополосковом исполнении получили широкое распространение. Их преимуществом является простота исполнения, надежность и возможность ми-

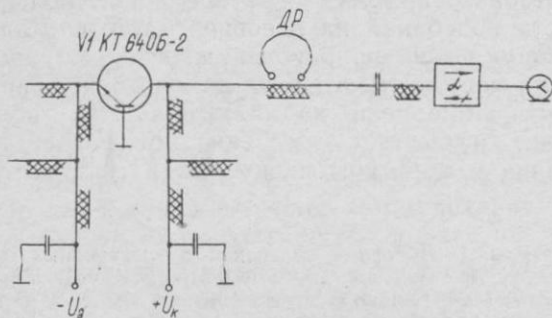


Схема генератора

ниатюризации. Недостаток — сравнительно большой уровень шумов, обусловленный низкой добротностью полосковых колебательных систем.

Наиболее перспективный способ повышения стабильности частоты автогенераторов — стабилизация при помощи диэлектрических резонаторов (ДР). Добротность таких ДР сравнима с добротностью объемных резонаторов, а высокая диэлектрическая проницаемость позволяет создавать малогабаритные автогенераторы.

Рассмотрим один из вариантов реализации транзисторного СВЧ автогенератора в микрополосковом исполнении, стабилизированного ДР, который работает на типе колебаний $H_{01\delta}$.

Генератор (рисунок) собран по схеме с общей базой на транзисторе КТ640Б. В качестве подложки использован ситалл марки СТ-32-1, толщиной 1 мм. ДР имеет цилиндрическую форму и выполнен из материала ТБНС, отличающегося высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon=81$) и хорошей температурной стабильностью ($TKЧ=(0\pm 20)\times 10^{-6}$).

ДР связан с полосковой линией коллектора и действует как полосоно-отражающий фильтр.

Высокая добротность ДР дает возможность уменьшать за-
тягивание частоты генератора, так как величина затягивания
частоты ΔF при КСВ, равном τ , составляет [1]

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q_{\text{вн}}} \left(\tau - \frac{1}{\tau} \right).$$

Кроме того, высокодобротный ДР снижает температурный уход
частоты:

$$\text{ТКУ} = -\frac{\alpha_T}{S} + \alpha_p, \quad \text{где } S = \frac{Q_{\text{рез}}}{Q_g}; \quad Q_g = \frac{1}{\omega CR}.$$

Здесь α_T , α_p — температурные коэффициенты реактивного
сопротивления транзистора и линейного расширения ДР.

Для уменьшения потерь на излучение ДР помещен в прямо-
угольный экран. Размеры экрана выбраны таким образом, что-
бы при минимальном влиянии на добротность резонатора обес-
печить запредельность для волн, возбуждаемых элементами свя-
зи и самим резонатором [2].

Оптимальная связь определяется подбором коэффициентов
отражения генератора и нагрузки (резонансного контура).
С помощью диаграммы Смита установлено расстояние до цент-
ра ДР, составляющее около $\lambda/2$ от вывода коллектора тран-
зистора. Смещение центра ДР от 50-омной микрополосковой
линии составляет 7,5 мм. Длина эмиттерного шлейфа — около
 $1/4 \lambda$.

По приведенной схеме созданы два макета генераторов с вы-
ходными частотами 2,9 и 4,7 ГГц.

Для генератора на 2,9 ГГц размеры ДР: $D=13$ мм; $L_1=$
 $=5,5$ мм.

Расчет резонансной частоты резонатора проводился по ме-
тодике, указанной в работе [3]. Более точная настройка резо-
наторов на требуемую частоту проводилась подстроечным вин-
том. Диапазон перестройки частоты порядка 1 % без ухудше-
ния выходных параметров генератора.

Генератор исследовался в лабораторных условиях.

Получены результаты: $f_{\text{вых}}=2,9$ ГГц, $P_{\text{вых}}=50$ мВт. После
60 мин прогрева нестабильность частоты за 30 мин была
 $\Delta f/f_{\text{рез}}=2,3 \times 10^{-7}$.

Усредненная крутизна модуляторной характеристики авто-
генератора в рабочем режиме составила

$$S = 250 \text{ кГц/В.}$$

Спектр на выходе генератора чистый. На удвоенной частоте
наблюдалась вторая гармоника, мощность которой была мень-
ше мощности основной гармоники на 20 дБ. Аналогично для
генератора на 4,7 ГГц, размеры ДР: $D=7,5$ мм; $L=2,6$ мм,
 $P_{\text{вых}}=40$ мВт; $f_{\text{вых}}=4,7$ ГГц; $\Delta f/f_{\text{рез}}=2,4 \times 10^{-7}$; $S=200$ кГц/В.

В спектре этого генератора побочные гармоники отсутствовали.

Таким образом, применение современных диэлектрических материалов типа ТБНС и выбор оптимальных режимов работы дает возможность создания малогабаритных высокостабильных генераторов СВЧ диапазона.

Список литературы: 1. *Hamilton S.* EM and AM Noise in Microwave Oscillators/Microwave Journal. — 1978. — P. 105—109. 2. *Денисенко В. Н.* Выбор размеров экрана диэлектрического фильтра//Электрон. техника: Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 10 (334). — С. 20—22. 3. *Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А.* Расчет частоты диэлектрического резонатора при наличии металлических и диэлектрических тел//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1983. — № 248. — С. 31—34.

Поступила в редколлегию 18.01.85

УДК 621.382.2

*Ю. В. АРКУША, А. А. ДРОГАЧЕНКО,
П. И. СИДОКУР*

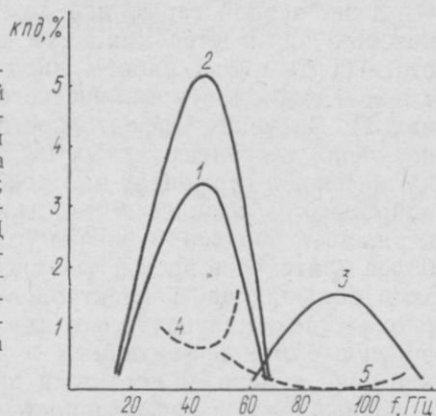
ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВ ДИОДОВ ГАННА С ЗАРЯЖЕННЫМИ СЛОЯМИ

Освоение коротковолновой части миллиметрового диапазона ставит перед исследователями ряд задач, связанных с увеличением эффективности генерации и расширением частотного диапазона работы твердотельных приборов, в частности приборов с междолинным переносом электронов (МПЭ). Приборы с МПЭ в большинстве случаев работают, используя неустойчивость типа дипольный домен. Но в последнее время заметно повысился интерес к другому виду неустойчивости — заряженным слоям. Этот интерес вызван рядом отличий данного вида неустойчивости в образце от неустойчивости типа дипольный домен, что дает возможность рассчитывать на получение генератора со свойствами, отличающимися от генераторов, которые работают на неустойчивости типа дипольный домен.

Отличия в скорости дрейфа указанных типов неоднородностей должны в первую очередь сказаться на частотных свойствах. Наличие «мертвой зоны» в однородно легированных диодах (а именно в таких диодах реализуется неустойчивость типа заряженный слой) проявляется в большей мере, чем в диодах с неоднородностью у катода. Эффективности генерации диодов, неоднородно и однородно легированных, становятся близкими по величине при длинах 3—4 мкм [1], для более коротких образцов эффективность генерации однородно легированных диодов резко падает. Поэтому исследованию частотных свойств диодов Ганна с заряженными слоями и посвящена настоящая работа.

Теоретически с помощью двухтемпературной модели исследовались n^+-n-n^+ структуры с длиной активной области $l_a \approx 2,5$ мкм и концентрацией примесей $n \sim 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Концентрация в n^+ -областях принималась $\sim 8-10 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Двухтемпературная модель позволяет учитывать инерционные эффекты [2], характерные для диодов такой длины, и проводить расчеты диодов с большими градиентами концентраций и электри-

Зависимость КПД (на первой гармонике — кривые 1, 2, 4, на второй гармонике — кривые 3, 5) от частоты для диода с заряженным слоем с $l_a \approx 2,5$ мкм: 1 — при действии на диоде гармонического напряжения; 2 — при действии на диоде напряжения сложной формы; 4 — КПД на первой гармонике при оптимальном КПД на второй гармонике; 5 — КПД на второй гармонике при оптимальном КПД на первой гармонике. Кривые 1—3 оптимизированы на каждой частоте



ческих полей. Система уравнений для такой модели получается в результате усреднения кинетического уравнения Больцмана по концентрации, импульсу и энергии и состоит из уравнений непрерывности, для тока, сохранения энергии в каждой из долин и уравнения Пуассона [1]. При вычислении соответствующих времен релаксации учитывалось рассеяние на акустических, неполярных и полярных оптических фононах, рассеяние на ионизированных примесях, междолинное и эквивалентное междолинное рассеяние. В качестве исходных данных при численных расчетах использовались: электронная температура $T_0 = 300$ К, общая длина диода L , требуемая конфигурация профиля легирования $n_0(x)$, а также амплитудные значения действующего питающего напряжения, которое задавалось на диоде в виде $U(t) = \int_0^L E(x) dx = U_0 + U_1 \sin \omega t + U_2 \cos 2\omega t$. Для исключения в процессе вычислений переходного процесса отыскание КПД диодов проводилось для 2-го или 3-го периода колебаний.

На рисунке (кривая 1) приведена частотная зависимость эффективности генерации для диода с $l_a \approx 2,5$ мкм. Пролетная частота для такой активной длины лежит вблизи 45 ГГц. Диод исследовался на частотах 25, 45 и 55 ГГц при воздействии гармонического напряжения ($U_2 = 0$). Подбор U_0 и U_1 производился методом оптимизации по КПД. Как видно из рисунка, максимум генерации получается на частоте, близкой к пролетной,

и составляет $\sim 3,4\%$, при этом частотный диапазон работы диода составляет $\Delta f \approx 50$ ГГц (от 15 до 65 ГГц). Уменьшение КПД на частотах выше и ниже пролетной объясняется в первую очередь ухудшением фазовых соотношений между током, протекающим через диод, и приложенным напряжением.

Приложение к однородно легированному диоду напряжения сложной формы ($U_2 \neq 0$) позволяет повысить максимальный КПД на первой гармонике до $\sim 5,2\%$. При этом частота, на которой достигается максимум эффективности генерации, и частотный диапазон работы диода те же, что и в случае действия на диоде гармонического напряжения (рисунок, кривая 2). Значения эффективности генерации на каждой частоте получены для оптимальных U_0 , U_1 и U_2 . Увеличение КПД диода на первой гармонике при действии на нем напряжения сложной формы объясняется тем, что такая форма напряжения поддерживает образец в случае сравнительно низких напряжений более длительное время, чем чисто синусоидальный сигнал. При этом большая часть электронов из верхних долин к концу периода успевает вернуться в нижнюю. Это делает междолинный перенос более эффективным и увеличивает амплитуду колебаний тока в цепи. Форма тока приобретает энергетически более выгодный вид и эффективность генерации увеличивается.

Большие возможности открываются при работе диода на второй гармонике. Исследовалась работа на второй гармонике на частотах 50, 90 и 110 ГГц. Оптимальные значения КПД на второй гармонике получаются при других параметрах питающего напряжения и определены также методом оптимизации (рисунок, кривая 3). Максимум эффективности генерации на второй гармонике наблюдается на удвоенной частоте, определяющей максимум эффективности на первой гармонике. При оптимальной работе диода на первой (рисунок, кривая 2) и на второй гармониках вблизи удвоенной пролетной частоты диод практически не генерирует (рисунок, кривая 5). Значения U_0 , U_1 и U_2 , при которых получается максимальный КПД на второй гармонике ($f \approx 90$ ГГц), равны соответственно $3 U_n$, $0,9 U_0$ и $0,2 U_1$, эффективность генерации для такого режима по напряжению составляет $1,6\%$. Эффективность генерации на первой гармонике ($f \approx 45$ ГГц) в этом же режиме по напряжению незначительна: $\sim 0,7\%$ (кривая 4 — это зависимость эффективности генерации от частоты на первой гармонике при оптимальных значениях КПД на второй гармонике). Частотный диапазон работы диода с заряженным слоем на второй гармонике составляет $\Delta f \approx 70$ ГГц (от 50 до ~ 120 ГГц).

Таким образом, проведенные исследования показали, что работа диода Ганна с заряженным слоем в сложном резонаторе весьма перспективна. Наличие второй гармоники в форме действующего напряжения приводит к увеличению эффективности генерации на первой гармонике и позволяет эффективно

работать диоду с $l_a \approx 2,5$ мкм с заряженными слоями на частотах до 110—120 ГГц, несмотря на наличие «мертвой зоны».

Список литературы: 1. Голант Е. И., Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. Моделирование на ЭВМ диодов Ганна миллиметрового диапазона длин волн // Электронная техника: Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 7. — С. 23—28. 2. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние инерционности механизмов переноса на частотные свойства диода Ганна // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1985. — № 273. — С. 71—73.

Поступила в редколлегию 13.01.86

SUMMARY

The frequency properties of Gunn diodes with accumulation layers were investigated theoretically. It was shown, that such diodes with $l_a \approx 2,5$ mkm may to work in wide frequency range (from 15 to 110—120 HHZ).

УДК 621.382.2

Л. И. КАЛМЫКОВА,

Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ОГРАНИЧЕНИЯ КПД В ГЕНЕРАТОРАХ С ДЛИННЫМИ ДИОДАМИ ГАННА

Обращение к диодам Ганна с целью использования их в источниках мощности метрового диапазона не случайно: как показывают экспериментальные результаты разных лет, именно эти диоды позволяют получать наибольшие импульсные мощности в сравнении с другими твердотельными приборами этого диапазона. Наиболее перспективен ОНОЗ-режим (ограничение накопления объемного заряда), но практически трудно реализовать. Наиболее вероятные на практике режимы работы — резонансно-пролетные. Но и в этих режимах существенны ограничения, связанные с развитием ударной ионизации в доменах сильного поля или с шириной ВАХ (вольт-амперной характеристики) диода Ганна.

Ниже показано, какие максимальные КПД можно получить в генераторах с длинными диодами Ганна.

Максимально возможное напряжение на диоде Ганна, которое ограничивает полезную мощность и эффективность генерации на основной гармонике, определяется шириной ВАХ диода $\Delta u_{ш}$ (напряжение от порогового до напряжения, при котором развивается ударная ионизация). Зная зависимость $\Delta u_{ш}$ от концентрации n_0 , длины диода l , можно определить максимально возможные эффективности генерации в зависимости от параметров материала и диода.

Рассмотрим эффективность генерации в режиме с задержкой образования домена, когда напряжение на диоде содержит первую и вторую гармоники с соотношением амплитуд k . Время пролета домена выбрано равным периоду колебаний [1]. Воспользуемся ВАХ диода с соотношением $J_n - J_0/J_n = 0,5$ (J_n — пороговый ток, J_0 — минимальный ток через диод). Действующее на диоде напряжение равно

$$u(t) = u_0 + u_1 \sin \omega t - u_2 \cos 2\omega t, \quad (1)$$

где u_0 — постоянная составляющая напряжения на диоде; u_1, u_2 — амплитуды первой и второй гармоник напряжения на диоде.

Напряжение на диоде максимально при $\omega t_1 = \pi/2$ и равно

$$u_{\max} = u_0 + u_1 + u_2. \quad (2)$$

Учитывая, что $u_1/u_2 = k$ $u_{\max} = u_n + \Delta u_{\text{ш}}$,

получим

$$u_n + \Delta u_{\text{ш}} = u_0 + u_1 (1 + k^{-1}). \quad (3)$$

При $\omega t_2 = 3\pi/2$ напряжение на диоде равно пороговому, поэтому

$$u_1 = \frac{u_0 - u_n}{1 - k^{-1}}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получаем

$$\frac{u_0}{u_n} = 1 + \frac{\Delta u_{\text{ш}} k - 1}{u_n 2k}. \quad (5)$$

Последнее выражение определяет максимально возможные значения u_0 , при которых в домене сильного поля только начинает развиваться ударная ионизация.

Допустимая величина постоянного смещения на диоде Ганна для заданной формы напряжения зависит от $\Delta u_{\text{ш}}$, которая связана с n_0 и l [2]:

$$\Delta u_{\text{ш}} = \frac{e}{8\pi q n_0} (E_{g \text{ крит}} - E_0)^2 - (E_n - E_0) l, \quad (6)$$

где $E_n E_0$ — пороговое поле и поле вне домена; $E_{g \text{ крит}}$ для GaAs ~ 200 кВ/см.

При отсутствии второй гармоники выражение (5) преобразуется к виду

$$\frac{u_0}{u_n} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta u_{\text{ш}}}{u_n}. \quad (7)$$

Численные расчеты эффективности генерации в рассматриваемом режиме к. п. д. (u_0/u_n) приведены в работе [1], зависимость $\Delta u_{\text{ш}}(n_0, l)$ — в [2]. На их основе построены зависимости

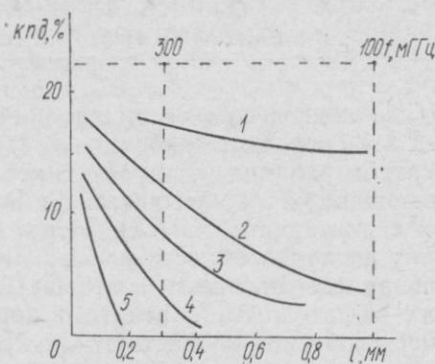
максимальной эффективности генерации на первой гармонике от длины диода при различных n_0 (рисунок).

Из рассмотрения зависимости к. п. д. (n_0, l) запишем следующее:

1. Для заданной длины диода увеличение концентрации носителей тока в GaAs уменьшает максимально возможный к. п. д. на 1-й гармонике. Для диодов с длиной 0,75 мм и концентрацией $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ можно получить небольшие к. п. д. $\sim 1-2\%$, для $n_0 \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — к. п. д. до 5%, для $n_0 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — до 10—15%.

2. Уменьшение длины диода Ганна при постоянном значении концентрации носителей дает возможность получать большие к. п. д. на 1-й гармонике. В коротких диодах ударная ионизация практически не играет ограничивающей роли.

3. Ударная ионизация в диодах Ганна с дипольным доменом ограничивает получение максимальных эффективностей генерации при больших длинах активной области диодов — 0,3—1 мм. Для того чтобы такие диоды в генераторах обеспечивали высокие к. п. д., необходимы концентрации носителей от $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до 10^{15} см^{-3} (соответственно для длин 0,3—1 мм).



Зависимости эффективности генерации: 1, 2, 3, 4, 5 — концентрации n_0 соответственно 10^{14} см^{-3} ; $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 10^{15} см^{-3} ; $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы: 1. Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах. Проектирование и расчет. — М.: Сов. радио, 1973. — 120 с. 2. Прохоров Э. Д., Шалаев В. А., Белецкий Н. И. Оценка влияния ударной ионизации внутри электрического домена на устойчивость работы и ширину ВАХ диодов Ганна//Радиотехника и электроника. — 1970. — № 3. 578. — С. 13—17.

Поступила в редколлегию 06.07.86

SUMMARY

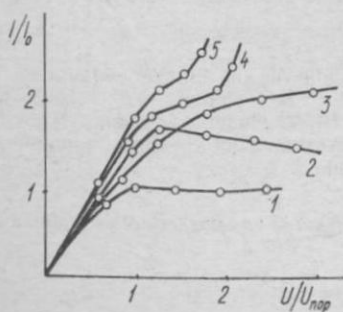
The dependences of maximum efficiency of long samples of Gunn diodes on n_0 and L at 300 K were considered.

Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук,
Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОТКИХ ДИОДОВ С МЕЖДОЛИННЫМ ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Создание диодов с междолинным переносом электронов (МПЭ), способных работать в коротковолновой части миллиметрового диапазона, требует детального изучения процессов, происходящих на контактах. Ранее при изучении вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов с МПЭ, имеющих различную длину активной области, нами было показано, что по мере укорочения (до 1—2 мкм и меньше) длины диодов с $m-n$ и $m-n^+$ катодными контактами пороговые напряженности электрического поля возрастают [1, 2]. Как показывают дальнейшие исследования ВАХ, у диодов наблюдаются и другие особенности, характеризующие роль катодного контакта в междолинном переносе электронов при малых длинах активной области. Здесь на основе экспериментального исследования прямых и обратных ВАХ диодов с МПЭ, имеющих металлический катод, рассмотрена работа $m-n$ и n^+-n контактов.

Диоды изготавливали по технологии, описанной в работе [3]. Прямая и обратные ВАХ диодов с различной длиной активной области приведены на рисунке. Из этих зависимостей видно, что прямые и обратные характеристики длинных диодов (2,5 мкм и более) мало отличаются друг от друга (кривые 1, 2, 3). Здесь ВАХ при обратном включении стремятся к насыщению и по сравнению с прямыми характеристиками имеют большие токи при одинаковых напряжениях. С уменьшением длины диода наблюдается все большее различие прямых и обратных ВАХ. У диодов с длиной активной области меньше 2 мкм наблюдается значительное качественное различие прямых и обратных ВАХ (кривые 1, 4, 5), заключающееся в слабой тенденции ВАХ к насыщению и резком росте тока при увеличении напряжения выше определенного значения.



ВАХ диодов с МПЭ с металлическим катодным контактом: 1 — прямая ветвь ВАХ диода с длиной активной области 1,5 мкм; 2—5 — обратные ветви ВАХ диодов с длинами активных областей соответственно 6,5; 2,5; 1,5; 1 мкм

При прямом включении диода на катоде имеет место обратносмещенный контакт металл-полупроводник. В случае обратного включения катодом является омический контакт n^+-n , а анодом — контакт металл-полупроводник, включенный в прямом направлении.

Сильное различие прямых и обратных ВАХ диодов с длиной активной области меньше 2 мкм определяется, главным образом, наличием «мертвой зоны» у n^+-n катода и ее вкладом в перенос электронов. Здесь «мертвая зона» с уменьшением длины занимает все большую часть рабочего объема кристалла, и электроны, вышедшие из катода, не успевают рассеяться в верхние долины, сносятся в анод. С уменьшением длины диода количество таких электронов увеличивается и вклад эффекта междолинного переноса электронов уменьшается. На ВАХ это выражается в виде уменьшения тенденции к насыщению и некотором увеличении тока. Резкий рост тока при увеличении напряжения выше определенного значения обеспечивается проявлением инжекции анодного $m-n$ -контакта.

Слабое различие прямых и обратных ВАХ длинных диодов объясняется малостью размеров «мертвой зоны» по сравнению с размерами активной области этих диодов и, следовательно, незначительным ее влиянием на междолинный перенос электронов в диоде. Некоторое увеличение тока при этом обеспечивают включенные в прямом направлении n^+-n катод и $m-n$ анод.

Таким образом, исследование прямых и обратных ВАХ диодов с МПЭ, имеющих металлический катод, позволяет экспериментально наблюдать влияние «мертвой зоны» на перенос электронов в коротких диодах. Особенностью выполненных экспериментов является то, что все характеристики были сняты на реальных диодах, имеющих при прямом включении эффективную генерацию на пролетных частотах, соответствующих длинам их активных областей.

По результатам исследования прямых и обратных ВАХ диодов с МПЭ можно сделать вывод, что использование металлического катодного контакта в таких диодах значительно уменьшает «мертвую зону» у катода и способствует работе диода на высоких частотах. Наличие неоднородности у катодного $m-n$ контакта, установленное экспериментальной зависимостью средней пороговой напряженности электрического поля от длины диода [1], подтверждается экспериментальным исследованием прямых и обратных ВАХ этих диодов.

Список литературы: 1. Дрогаченко А. А., Полянский Н. Е., Прохоров Э. Д. Пороговая напряженность электрического поля в коротких диодах с междолинным переносом электронов // Радиотехника и электроника. — 1985. — 30, № 6. — С. 1232—1233. 2. Прохоров Э. Д., Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А. Пороговые напряженности электрического поля в коротких диодах Ганна с $m-n^+-n$ катодом // Вестн. Харьк. ун-та, Электромагнит. волны

в средах. — 1985. — № 273. — С. 68—71. 3. Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А., Золотарев Е. С. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1979. — № 180. — С. 84—87.

Поступила в редколлегию 15.01.86

SUMMARY

The results of experimental study of direct and reverse I—V characteristics of the short transferred electron diodes with metal cathode contact are described. The influence of the cathode unactive space to the transfer electron in such diodes is shown.

УДК 628.382.2

С. Н. СКОРОБОГАТОВА, Л. В. ЧЕРНОВА

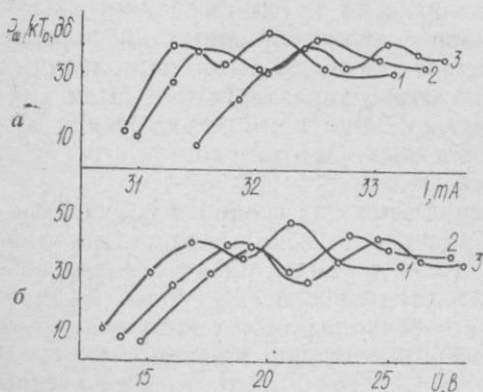
ВЛИЯНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА С ПРИКАТОДНЫМ ДОМЕНОМ

Важной характеристикой генератора шума как эталонного источника мощности является температурная стабильность уровня спектральной плотности мощности шума (СПМШ). В связи с этим изучение влияния температуры на характер шумового излучения диода с прикатодным доменом сильного поля, который может служить первичным источником СВЧ шума [1], представляет интерес.

Исследовалась генерация СВЧ шума диодом в режиме ударной ионизации в домене в условиях охлаждения образца. Волноводная камера с находящимся в ней диодом частично погружалась в жидкий азот. Температура образца контролировалась с помощью термопары, находящейся в контакте с кристаллодержателем, а ее постоянство в процессе измерений достигалось за счет изменения глубины погружения камеры в жидкий азот.

Были исследованы зависимости СПМШ диодов от напряжения смещения

и тока питания в температурном диапазоне — 20°—+25°С. На рисунке, позиция а, б, представлены экспериментальные зависимости СПМШ одного из образцов от напряже-



ния и тока питания в температурном диапазоне — 20°—+25°С. На рисунке, позиция а, б, представлены экспериментальные зависимости СПМШ одного из образцов от напряже-

ния смещения, полученные с помощью измерительного приемника П5—13 на частоте 16,5 ГГц при трех значениях температуры.

Аналогичные зависимости наблюдались и на других частотах во всем исследованном диапазоне 12—16,5 ГГц.

Как видно из рисунка, позиция б, понижение температуры образца приводит к смещению области генерации в сторону больших напряжений. Одновременно с этим наблюдается и повышение рабочих токов. Однако общий характер зависимостей сохраняется: по-прежнему на кривой имеется два максимума, и, что особенно важно, уровень мощности шума остается практически неизменным в исследованном диапазоне частот.

Для объяснения наблюдаемых закономерностей оценим роль ряда температурных эффектов, характерных для эпитаксиального арсенида галлия, из которого изготовлен диод.

Известно, что с изменением температуры существенно меняются характеристики материала, описывающие явления переноса в сильном электрическом поле, в частности зависимость $v(E)$ и концентрация носителей в зоне проводимости [2]. С понижением температуры дрейфовые скорости электронов увеличиваются как в слабых, так и в сильных полях. Концентрация носителей в зоне проводимости экспоненциально зависит от температуры в объемном материале с глубокими донорными уровнями, однако в эпитаксиальных пленках, где концентрация носителей контролируется, как правило, мелкими донорными уровнями, полностью ионизированными уже при 77 К, влияние температуры оказывается значительно слабее.

Рост скорости электронов при практически неизменной их концентрации, вызванный охлаждением образца, приводит к сужению домена. В таком случае условия, необходимые для пробоя, будут обеспечиваться при больших токах. Качественно это хорошо согласуется с экспериментальными результатами (рисунок, позиция а), демонстрирующими сдвиг порога генерации в область более высоких токов.

Одновременное с ростом тока возрастание напряжения на диоде (б) можно объяснить увеличением падения напряжения в пассивной части образца.

Итак, температурные изменения параметров материала, влияя на величину и форму домена сильного поля, приводят к смещению шумовых характеристик по току и напряжению.

Независимость уровня СПМШ от температуры, наблюдаемую на опыте, нетрудно объяснить, основываясь на выводах развитой А. С. Тагером [3] теории флуктуации плотности тока при лавинном пробое. Из теории следует, что на частотах выше 10^6 — 10^7 Гц спектральная плотность флуктуаций лавинного тока практически не меняется с температурой, а от этой величины, в первую очередь, зависит номинальная СПМШ диода. Другая величина, которая также является определяющей для номи-

нальной СПМШ диода — это его импеданс. В общем случае с изменением температуры меняется импеданс самой структуры, параметры патрона и резонатора. Однако, как следует из результатов эксперимента, в температурном диапазоне -20 — $+25$ °C эти изменения невелики и не приводят к заметному изменению уровня СПМШ диода.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов установлена возможность значительных температурных изменений уровня мощности шума при напряжениях смещения, близких к пороговым. В то же время при напряжениях, в 2—3 раза превосходящих пороговое значение, температурные отклонения уровня шума от среднего не превышают отклонений, обусловленных частотой зависимостью СПМШ, и эти напряжения могут быть рекомендованы в качестве оптимальных при работе шумового диода в условиях меняющихся тепловых режимов.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. О шумовом спектре диода с катодным статическим доменом // Радиотехника и электроника. — 1985. — 30, — № 7. — С. 1447—1449. 2. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. — М.: Сов. радио. 1975. — 288 с. 3. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1968. — 480 с.

Поступила в редколлегию 17.01.86

SUMMARY

The noise characteristics of the diode with cathode static high field domain at cooling to -20 °C were investigated. It is shown, that the threshold of generation the microwave noise by diode are removed to higher currents and voltages with temperature reducing, but the average power level are remained constant. The changes of the noise spectrum, caused by the cooling, are not higher than the measurements errors, if the working voltage equal to 2—3 threshold voltages.

УДК 550.380.2;551.510

Л. С. КОСТРОВ, П. А. ПРИЙМАК,
В. А. ПОДНОС, С. Г. ЧУЛАКОВ

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В Е- И F-СЛОЯХ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Применение многочастотного излучения и приема пробного радиосигнала позволяет существенно повысить информативные способности метода доплеровского зондирования ионосферы декаметровыми радиоволнами. Исследование частотной зависимости эффектов влияния нестационарности ионосферной плаз-

мы на характеристики зондирующих радиоволн позволяет определить преобладающий механизм измерений ионосферных параметров в каждом конкретном эксперименте [1]. Исследование характеристик радиосигналов различных частот позволяет найти взаимосвязь динамических процессов в различных слоях ионосферы, оценить вертикальные составляющие скорости перемещения различных ионосферных возмущений.

При разработке комплекса аппаратуры для доплеровского зондирования на нескольких частотах авторами учитывался опыт применения многочастотной установки доплеровского зондирования в ИЗМИРАН [2].

Применение в установке ИЗМИРАН одного широкополосного

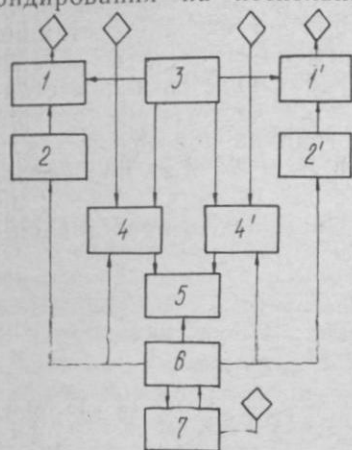


Рис. 1. Блок-схема установки двухчастотного доплеровского зондирования

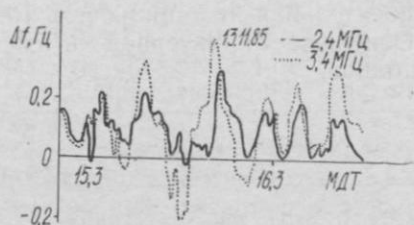


Рис. 2. Доплерограмма зондирования ионосферы на двух частотах

передатчика и четырех опорных генераторов высокостабильного по частоте сигнала ограничивает максимальный разнос частот зондирующих сигналов несколькими сотнями кГц. Кроме того, последовательное излучение сигналов разных частот потребовало применения достаточно сложной системы синхронизации излучения, приема и регистрации зондирующих импульсов. Установка позволяет эффективно исследовать сравнительно небольшую область ионосферных высот, что существенно ограничивает область ее применения.

В стационарном комплексе реализован принцип параллельного излучения, приема и обработки зондирующих сигналов на двух когерентных частотах. Это достигнуто применением двойного комплекта приемно-передающей аппаратуры с двумя задающими генераторами высокостабильного сигнала и общим высокостабильным эталонным опорным генератором.

Блок-схема комплекса двухчастотного доплеровского зондирования представлена на рис. 1.

В состав комплекса входят: двухканальная передающая система (состоящая из передатчиков 1 и 1'; генераторов несущей частоты 2 и 2' и двух передающих антенн), двухканальная при-

емная система (приемники 4 и 4' с высокостабильными гетеродинами), система управления и стробирования приемно-передающих трактов 3, система обработки и регистрации 5, высокостабильный эталонный опорный генератор 6 и вспомогательная система калибровки опорного генератора 7. Применение единого опорного генератора для всех генераторов и гетеродинов приемно-передающего тракта обеспечивает когерентность излучаемых радиосигналов. Система контроля относительной нестабильности и точности установки номинального значения частоты опорного генератора по сигналам станции Государственной службы точного времени и частоты обеспечивает сличение сигнала опорного генератора с сигналом станции на частоте 66,6... кГц. Сигнал этой частоты распространяется в волноводе Земля—Нижняя граница ионосферы и его частота слабо зависит от процессов в *E*- и *F*-слоях ионосферы (относительная нестабильность 10^{-11}).

Основные характеристики систем комплекса представлены в таблице.

Характеристика	Значение параметра	Примечание
Частотный диапазон излучения, МГц	1,5÷30	1 канал 1,5÷15 МГц 2 канал 30÷30 МГц
Мощность излучения, кВт	1	
Длительность импульса, мс	0,2÷1	
Период повторения, мс	20÷5	При наклонном зондировании непрерывное излучение
Относительная нестабильность частоты, отн. ед.	10^{-9}	После часового прогрева
Частотный диапазон, МГц	1,5÷30	
Эффективная полоса пропускания системы обработки сигнала, Гц	10	
Допустимое соотношение амплитуд сигнала и помехи в полосе пропускания приемника 20 кГц, отн. ед.	0,1	Исключая сосредоточенную помеху в полосе 10 Гц системы обработки
Аппаратурная погрешность определения доплеровских смещений частоты, Гц	$\pm 2 \cdot 10^{-2}$	

Работу комплекса в режиме вертикального зондирования можно рассмотреть в одночастотном режиме.

Передающая система обеспечивает излучение линейно поляризованного импульсного сигнала с высокой стабильностью частоты заполнения. Отраженный от ионосферы сигнал принимается приемной антенной с линейной поляризацией и после

ряда последовательных преобразований в приемнике поступает на систему обработки и регистрации. В системе обработки производится дополнительное преобразование частоты и узкополосная фильтрация принимаемого сигнала. Выделенный системой обработки сигнал инфранизкой частоты несет информацию об изменении частоты и амплитуды зондирующего сигнала при отражении в ионосфере. Аналогичный процесс происходит в другом канале с сигналом другой частоты.

Регистрация выходных сигналов производится в аналоговом виде на многоканальный самописец или оцифровывается для последующей спектральной обработки на ЭВМ.

На рис. 2 приведен результат обработки регистраций доплеровского зондирования на двух частотах 2,4 и 3,4 МГц.

Зондирующие сигналы отражались от F -слоя ионосферы с разницей эффективных высот ~ 40 км. Хорошо заметно, что характерные участки временного хода доплеровского смещения частоты зондирующего сигнала 3,4 МГц опережают на 100—200 с аналогичные вариации частоты сигнала 2,4 МГц. Это хорошо согласуется с данными [3] о преобладающем движении возмущений по вертикали сверху вниз.

Для исследования динамических процессов в удаленных до 1,5—2 тыс. км областях ионосферы предусмотрена возможность работы комплекса в пассивном режиме наклонного зондирования на двух частотах по сигналам радиостанций с высокой стабильностью частоты излучения.

Возможна комбинация активного вертикального зондирования на одной частоте и пассивного наклонного — на другой. Наличие в комплексе двух идентичных приемных каналов позволяет проводить эксперименты по вертикальному доплеровскому зондированию на одной частоте, но с аппаратным разделением магнитоионных компонент принимаемого сигнала, что необходимо для решения ряда задач радиофизических исследований.

Таким образом, созданный комплекс аппаратуры для двухчастотного доплеровского зондирования обладает высокой инструментальной точностью в широком диапазоне частот, хорошей помехозащищенностью и позволяет решить широкий класс задач экспериментальных радиофизических исследований ионосферы и распространения радиоволн.

Список литературы: 1. Афраймович Э. Л. Волнообразные ионосферные возмущения и фазовые характеристики сигнала//Геомagnetизм и аэрономия. — 1971. — 11, № 6. — С. 993—996. 2. Ким В. Ю., Лобачевский Л. А. Многочастотное доплеровское зондирование искусственных возмущений в ионосфере при воздействии мощных радиоволн//Всесоюз. симпозиум «Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли» ИЗМИРАН, М., 1983. — С. 33—36. 3. Дробжев В. И., Куделин Г. М., Нургожин В. И. Волновые возмущения в ионосфере.—Алма-Ата: Наука, 1975.—178 с.

Поступила в редколлегию 15.01.86

SUMMARY

Some peculiarities of constructing the apparatus complex for the two-frequency Doppler sounding of the ionosphere are discussed. The main technical characteristics of the complex systems are presented. The possibilities of using the complex to solve a number of problems when investigating the ionosphere dynamics and the radiowave propagation are evaluated.

УДК 550.388

Л. Э. ЛОБОЙКО, О. В. ПАХОМОВА

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ВОЗМУЩЕННОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Классический метод вертикального зондирования ионосферы (ВЗ) не позволяет исследовать нижнюю ее часть $z \lesssim 100$ км), которая существенно, особенно в возмущенных условиях, влияет на распространение радиоволн. При этом электронная концентрация N , действующая высота отражения z_0 и интегральный коэффициент поглощения K могут существенно увеличиваться. Цель данного сообщения — возможность применения метода ВЗ для диагностики возмущенной нижней ионосферы (НИ). Это относительно просто сделать при наличии слоя E_s , что обычно имеет место в случае возмущения ионосферы [1].

Постановка задачи. Действующая высота отражения и интегральный коэффициент поглощения сигнала рассчитывались по формулам (см., например, [2])

$$z_g(f) = z_0 + \int_{z_0}^{z_{\text{отр}}} \frac{dz}{n(z, f, f_N, N, \nu)}, \quad (1)$$

$$K(f) = \frac{2\pi f}{c} \int_{z_0}^{z_{\text{отр}}} \frac{\kappa dz}{n(z, f, f_N, N, \nu)}. \quad (2)$$

Здесь z_0 — высота начала ионосферы; $z_{\text{отр}}$ — истинная высота отражения волны, соответствующая значению электронной концентрации N , удовлетворяющему при данной частоте f условию полного отражения волны, n, κ — действительная и мнимая части комплексного коэффициента преломления ионосферы [2]:

$$(n - i\kappa)^2 = 1 - \frac{2V_0 B}{2B(1 - i\delta) + A}, \quad (3)$$

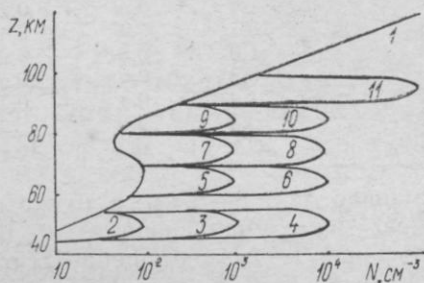
где $A = U_{0t}^2 \pm \sqrt{U_{0t}^4 + 4U_{0t}^2 B}$, $B = 1 - v_0 - i\delta$,

$$V_0 = \frac{4\pi^2}{m} \frac{N(z)}{4\pi^2 f^2}, \quad U_0 = \frac{e\vec{H}_0}{mc} \frac{1}{2\pi f} = \dot{f}_H / f,$$

$$\delta = v/2\pi f, \quad U_{0l} = U_0 \sin \theta, \quad U_{0t} = U_0 \cos \theta,$$

θ — угол между направлением распространения K и внешним магнитным полем $\vec{H}_0$, $\dot{f}_H$ и v — гирочастота и частота столкновения электронов. Задача решалась с помощью ЭВМ ЕС 1020. Интеграл в (1) и (2) рассчитывался с шагом $\Delta z = 1$ км. Для Харькова $\theta \approx 22^\circ$; $\dot{f}_H \approx 1,4$ МГц.

Модель среды. Модель возмущенной НИ представлена на рисунке (профиль 1 соответствует невозмущенным условиям). Для профилей 12 и 13 принято $N_{12, 13}/N_1 = 10; 10^2$. Профиль $v(z)$ взят из работы [3] (см. ниже).



Профили электронной концентрации $N(z)$

$z, \text{ км}$	50	60	70	80	90	100	110
$v, \text{ с}^{-1}$	$1,6 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^7$	$8,3 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$

Таблица 1

О-волна

Н-волна

$f, \text{ МГц}$	1	2	3	1,5	2	3
1 $z_0, \text{ км}$	110	118	123	106	117	125
2	111	118	123	104	116	122
3	111	118	123	104	116	122
4	111	118	123	104	116	122
5	111	118	123	105	116	122
6	114	118	123	105	116	122
7	111	118	123	105	116	122
8	117	119	123	107	118	123
9	111	118	123	106	116	122
10	114	119	123	82	122	123
11	113	119	123	112	120	123
12	99	108	111	94	105	111
13	96	96	100	86	94	101

Результаты расчета. Для каждого профиля $N(z)$ методом Гаусса-Клистофеля рассчитаны $z_0(f)$ (табл. 1) и $K(f)$ (табл. 2) для обыкновенной и необыкновенной волн. Из табл. 1 видно, что при частоте $f = 1$ МГц для профилей 2, 3, 5, 7, 9, z_0 изменяется примерно на 1 км. Для профилей 4, 6, 8, 10 при-

Таблица 2

f , МГц	О-волна			Н-волна		
	1	2	3	1,5	2	3
1 K	0,7	0,8	0,3	17,3	3,2	0,8
2	0,7	0,3	0,2	15,4	2,9	0,7
3	0,9	0,5	0,4	15,6	3,1	0,9
4	2,5	2,4	2,4	18,7	4,5	2,6
5	3,6	0,8	0,6	21,4	3,0	1,0
6	42,9	8,4	7,9	40,2	17,0	6,1
7	1,4	0,4	0,2	37,5	8,2	1,4
8	10,2	1,0	0,4	217,0	76,5	4,5
9	1,0	0,3	0,2	45,3	4,5	0,8
10	8,3	0,6	0,2	113,6	33,8	1,5
11	1,9	0,4	0,2	14,0	9,3	0,8
12	3,8	2,9	1,6	13,9	11,6	3,9
13	29,5	22,8	16,9	265,6	90,8	36,8

ращение $\Delta z_0 \sim 3-6$ км; в то же время для профилей 12 и 13 имеет место уменьшение z_0 на 10—15 км. Следовательно, для профилей 1—10 возмущение z_0 относительно невелико и не может быть измерено с необходимой точностью при фотографическом методе регистрации. Поэтому целесообразно измерять время задержки Δt импульсных сигналов, изменение которых составляет $\sim 10-100$ мкс. Такие значения возмущений могут быть получены с требуемой точностью.

При возмущении N коэффициент K увеличивается в несколько раз для профилей 2, 3, 5, 7, 9, а также на порядок и более для профилей 4, 6, 8, 10. Для необыкновенной радиоволны изменение K существенно больше (табл. 2). Поэтому измерения амплитуд A для различных f оказываются предпочтительней измерений $\Delta t(f)$. Одновременные измерения $A(f)$ и $\Delta t(f)$ позволят оценить не только $\Delta N/N$, но и высоту возмущенного слоя.

Проведенные расчеты показали, что для исследования возмущений ионизации в D области ионосферы целесообразно производить амплитудные измерения при различных частотах сигнала. Менее удобным оказываются измерения времени запаздывания сигнала. Сочетание обоих видов измерений расширяет возможности метода ВЗ.

Список литературы: 1. Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982. — 136 с.
2. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972. — 563 с. 3. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. — 272 с.

Поступила в редколлегию 19.01.86

It is shown that the vertical sounding is applicable for investigating the lower ionosphere ($z < 100$ km) if the electron density increases not less than by an order of magnitude, producing signal delays to be measured, but not more than 2—3 orders to have signals separated out from the noise background.

УДК 621.372.829

А. Е. СВЕЖЕНЦЕВ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

В работе [1] получено строгое решение краевой электродинамической задачи о распространении волн в частично экранированном круглом диэлектрическом стержне (для узких щелей

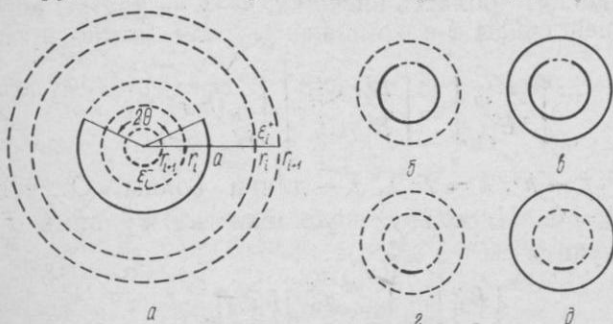


Рис. 1. Многослойные ЦЩЛ и ЦПЛ. а — общий вид исследуемой структуры; б — защищенная ЦЩЛ; в — экранированная ЦЩЛ; г — защищенная ЦПЛ; д — экранированная ЦПЛ

это цилиндрическая щелевая линия (ЦЩЛ), для узких полосок — цилиндрическая полосковая линия (ЦПЛ)). С целью улучшить электродинамические и эксплуатационные характеристики указанных линий передачи представляет интерес исследовать случай, когда диэлектрическая среда вне и внутри волновода радиально-слоистая.

1. Рассмотрим круглый идеально проводящий бесконечно тонкий металлический волновод радиуса a с продольной щелью шириной 2θ (рис. 1). Границу $r=a$ будем называть основной, среду при $r>a$ — внешней, а при $r<a$ — внутренней. Пусть внешняя среда содержит $N+1$ слоев, причем для i -го слоя $r_i^+ < r < r_{i+1}^+$, $\epsilon = \epsilon_i^+$ ($i=1, \dots, N$), а внутренняя среда $M+1$ слоев ($l=1, \dots, M$). В рассмотрение включим случай, когда грани-

цы слоев могут быть идеально проводящими (рис. 1, а, в, д). Пусть поле собственной волны зависит от продольной координаты z и времени t в виде $e^{i(hz-\omega t)}$, где h — коэффициент распространения; ω — круговая частота. Будем искать такие значения h , для которых существует нетривиальное решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее необходимым граничным условиям при $r=r_{i,i}^{\pm}$, условию уходящего излучения на бесконечности в поперечном сечении [2] и условию конечности энергии в любой ограниченной области пространства.

Поля, которые могут существовать в исследуемой структуре, являются гибридными, т. е. имеют все шесть компонент, причем через z -е компоненты электрического и магнитного поля E_z , H_z известным образом выражаются все остальные компоненты.

Решение задачи в каждой радиальной области будем искать в виде разложения в ряд Фурье

$$\begin{bmatrix} \pm H_z^{i,l} \\ \pm E_z^{i,l} \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \pm H_{zn}^{i,l} \\ \pm E_{zn}^{i,l} \end{bmatrix} e^{ln\varphi} \quad (1)$$

«+» означает, что область внешняя, «—» — внутренняя). В i -м слое внешней среды z -е компоненты поля можно представить в виде

$$\begin{bmatrix} +H_{zn}^i \\ +E_{zn}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_H^i & C_H^i \\ B_E^i & C_E^i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} J_n(\tilde{k}_i r) \\ H_n(\tilde{k}_i r) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $\tilde{k}_i^2 = k^2 \epsilon_i^+ - h^2$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. Отметим, что $B_H^{N+1}, B_E^{N+1} = 0$. Используя условия на границе $r=r_{N+1}^+$, можно получить

$$\begin{bmatrix} B_H^N \\ B_E^N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\alpha}_1^N & \tilde{\alpha}_2^N \\ \tilde{\alpha}_3^N & \tilde{\alpha}_4^N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H^N \\ C_E^N \end{bmatrix}, \quad (3)$$

при этом коэффициенты $\tilde{\alpha}_s^N$ ($s=1, 2, 3, 4$) зависят от параметров $N+1$ слоя. Подставляя (3) в (2) при $i=N$, имеем

$$\begin{bmatrix} +H_{zn}^N \\ +E_{zn}^N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_1^N & \alpha_2^N \\ \alpha_3^N & \alpha_4^N \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_H^N \\ C_E^N \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $\alpha_{1,4}^N = \tilde{\alpha}_{1,4}^N I_n(\tilde{k}_N r) + H_n(\tilde{k}_N r)$; $\alpha_{2,3}^N = \tilde{\alpha}_{2,3}^N I_n(k_N r)$.

Далее, удовлетворяя граничным условиям при $r=r_N^+$, можно получить α_s^{N-1} , выраженные через α_s^N . Таким образом, найденные выражения для α_s^i через α_s^{i+1} могут быть записаны в виде следующих рекуррентных соотношений:

$$\tilde{\alpha}_1^i = (b_1 b_2 - b_3 b_4) H_n(\tilde{k}_i r_{i+1}^+) / F_n; \quad \tilde{\alpha}_2^i = b_4 b_5 \epsilon_i^+ H_n(\tilde{k}_i r_{i+1}^+) / F_n;$$

$$\tilde{\alpha}_3^t = -b_3 b_5 H_n(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)/F_n; \quad \tilde{\alpha}_4^t = (b_6 b_7 - b_4 b_5) H_n(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)/F_n;$$

$$F_n = (b_2 b_6 + b_3 b_4) J_n(\tilde{k}_l r_{i+1}^+); \quad b_1 = W_n + Q_n; \quad b_2 = \varepsilon_{i+1}^+ Z_n - \varepsilon_i^+ K_n;$$

$$b_3 = \varepsilon_{i+1}^+ N_n + q_n; \quad b_4 = q_n + \Phi_n; \quad b_5 = Q_n - K_n; \quad b_6 = -W_n - K_n;$$

$$b_7 = -\varepsilon_{i+1}^+ Z_n + \varepsilon_i^+ Q_n;$$

$$q_n = \frac{H_n'(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)}{\tilde{k}_l H_n(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)}; \quad K_n = \frac{J_n'(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)}{\tilde{k}_l I_n(\tilde{k}_l r_{i+1}^+)};$$

$$\Phi_n = \frac{\alpha_2^{(i+1)'} \alpha_1^{i+1} - \alpha_1^{(i+1)'} \alpha_2^{i+1}}{\tilde{k}_{l+1} \Delta_\alpha}; \quad N_n = \frac{\alpha_4^{(i+1)'} \alpha_3^{i+1} - \alpha_3^{(i+1)'} \alpha_4^{i+1}}{\tilde{k}_{l+1} \Delta_\alpha};$$

$$W_n = \frac{\alpha_1^{(i+1)'} \alpha_4^{i+1} - \alpha_2^{(i+1)'} \alpha_3^{i+1}}{\tilde{k}_{l+1} \Delta_\alpha}; \quad Z_n = \frac{\alpha_3^{(i+1)'} \alpha_2^{i+1} - \alpha_4^{(i+1)'} \alpha_1^{i+1}}{\tilde{k}_{l+1} \Delta_\alpha};$$

$$q_n = \frac{jnh}{kr_{i+1}^+} (\tilde{k}_{i+1}^{-2} - \tilde{k}_i^{-2}); \quad \Delta_\alpha = \alpha_3^{i+1} \alpha_2^{i+1} - \alpha_4^{i+1} \alpha_1^{i+1};$$

$$\tilde{\alpha}_s^{N+1} = 0 (s = 1, 2, 3, 4)$$

(штрих означает дифференцирование по аргументам цилиндрических функций). Следовательно, путем рекурсии могут быть получены коэффициенты α_s^1 , которые несут в себе информацию о всех слоях, внешних по отношению к первому. Аналогично можно получить рекуррентные соотношения для внутренних слоев, при этом коэффициенты β_s^t необходимо представлять

в виде $\beta_s^t = \tilde{\beta}_s^t H_n(\tilde{k}_l r) + J_n(\tilde{k}_l r)$. В случае, когда граница $r = r_1^+$ идеально проводящая, коэффициенты α_s^{t-1} могут быть легко найдены после удовлетворения граничным условиям при $r = r_1^+$.

Таким образом, z -е компоненты поля в областях, прилегающих к основной границе $r=a$, можно записать в виде

$$\begin{bmatrix} +H_{zn}^1 \\ +E_{zn}^1 \end{bmatrix} = [\alpha^1] \cdot \begin{bmatrix} C_H^1 \\ C_E^1 \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} -H_{zn}^1 \\ -E_{zn}^1 \end{bmatrix} = [\beta^1] \cdot \begin{bmatrix} A_H^1 \\ A_E^1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

2. Удовлетворяя граничным условиям при $r=a$, а именно: условию непрерывности компонент H_z и H_φ на щели, непрерывности компонент E_z и E_φ на всей границе, а также равенству нулю E_z и E_φ на металле, можно получить две связанные системы парных сумматорных уравнений 1-го рода с ядром

в виде тригонометрических функций. Применяя процедуру обращения [3], сведем решение к связанным однородным бесконечным системам линейных алгебраических уравнений 2-го рода

$$\rho_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\Delta_n^E \rho_n + \alpha n \varepsilon_n^E \mu_n) T_{mn}(u); \quad (7)$$

$$\mu_m = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\beta n \varepsilon_n^H \rho_n + \Delta_n^H \mu_n) T_{mn}(-u) (-1)^{m+n}, \quad m = 0, \pm 1, \dots;$$

$$\text{где } u = \cos \theta; \quad \Delta_n^E = |n| - \frac{\psi_n(x^2 + y^2)}{2(\varepsilon_1^+ + \varepsilon_1^-)};$$

$$\psi_n = \frac{AD - BC}{\Delta_2 - \Delta_\Gamma / (y\tilde{\Delta})}; \quad \tilde{\Delta} = \frac{\Delta}{x\Delta_1};$$

$$\varepsilon_n^H = 1 + \left[\frac{(w_4\Delta + w_2\Delta_\Gamma)\tilde{\Delta}}{\Delta q (\Delta_\Gamma - y\tilde{\Delta}\Delta_2)} + \frac{\Delta_\Gamma}{y\tilde{\Delta}\Delta_2 - \Delta_\Gamma} \right] \frac{x^2 + y^2}{x^2};$$

$$\varepsilon_n^E = 1 + \left[\frac{(\varepsilon_1^+ w_0 \Delta_\Gamma - \varepsilon_1^- w_3 \Delta)\tilde{\Delta}}{\Delta q (y\tilde{\Delta}\Delta_2 - \Delta_\Gamma)} - \frac{\Delta_2 y \tilde{\Delta}}{y\tilde{\Delta}\Delta_2 - \Delta_\Gamma} \right] \frac{x^2 + y^2}{y^2};$$

$$\Delta_n^H = |n| + \frac{(x^2 + y^2) \Delta_\Gamma \tilde{\Delta}}{\Delta_\Gamma - y\tilde{\Delta}\Delta_2}; \quad \beta = -\frac{xq}{n}; \quad \alpha = -\frac{qxy^2}{2n(\varepsilon_1^+ + \varepsilon_1^-)};$$

$$A = \frac{\varepsilon_1^- \beta'_4}{y} - \frac{\varepsilon_1^+ \beta_4 w_1}{x\Delta} - \frac{\varepsilon_1^+ \beta'_2 w_0}{y\Delta} + q\beta_2 + \frac{\varepsilon_1^+ q\beta_4 w_0}{\Delta};$$

$$B = -\frac{\varepsilon_1^- \beta'_3}{y} + \frac{\varepsilon_1^+ \beta_3 w_1}{x\Delta} + \frac{\varepsilon_1^- \beta'_1 w_0}{y\Delta} - q\beta_1 - \frac{\varepsilon_1^+ q w_0 \beta_3}{\Delta};$$

$$C = -\beta_2 + \frac{w_2 \beta_4}{\Delta} + \frac{x\Delta_1 \beta'_2}{y\Delta} - \frac{xq\beta_4 \Delta_1}{\Delta};$$

$$D = \beta_1 - \frac{\beta_3 w_2}{\Delta} - \frac{x\Delta_1 \beta'_1}{y\Delta} + \frac{xq\beta_3 \Delta_1}{\Delta};$$

$$\Delta = \alpha'_1 \alpha_4 - \alpha'_2 \alpha_3; \quad \Delta_\Gamma = \beta'_1 \beta_4 - \beta'_2 \beta_3; \quad \Delta_1 = \alpha_1 \alpha_4 - \alpha_2 \alpha_3; \quad \Delta_2 = \beta_1 \beta_4 - \beta_2 \beta_3; \quad w_0 = \alpha'_3 \alpha_4 - \alpha'_4 \alpha_3; \quad w_3 = \beta'_3 \beta_4 - \beta'_4 \beta_3; \quad w_1 = \alpha'_1 \alpha'_4 - \alpha'_2 \alpha'_3; \quad w_4 = \beta_1 \beta'_2 - \beta'_1 \beta_2; \quad w_2 = \alpha'_1 \alpha'_2 - \alpha'_2 \alpha'_1; \quad \alpha_s = \alpha_s^1; \quad \beta_s = \beta_s^1 \quad (s = 1, 2, 3, 4);$$

$$q = \frac{jnh}{k} (y^{-2} - x^{-2}); \quad x^2 = (ka)^2 [\epsilon_1^+ - (h/k)^2]; \quad y^2 = (ka)^2 [\epsilon_1^- - (h/k)^2].$$

Как и в работе [4], матрица системы (7) задает блочную оператор-функцию $I - A(h)$, и тогда задача сводится к нахождению ее характеристических чисел. Для коэффициентов $\Delta_n^{E,H}$, $\epsilon_n^{E,H}$ можно получить следующие асимптотические выражения при $n \rightarrow \infty$:

$$\Delta_n^{E,H} = \frac{C_1}{|n|} + O\left(\frac{1}{n^2}\right); \quad \epsilon_n^{E,H} = \frac{C_2}{n^2} + O\left(\frac{1}{n^3}\right). \quad (8)$$

Из оценок для T_{mn} при $m, n \Rightarrow \infty$ [3], а также результатов работы [4] следует, что $A(h)$ является ядерной оператор-функцией, а множество ее характеристических чисел совпадает с искомым множеством постоянных распространения собственных волн. Можно также сделать вывод о возможности применения метода редукции для нахождения характеристических чисел $I - A(h)$. Аналитическая зависимость $A_{NR}(h)$ (NR — порядок редукции) от параметра h позволяет применить для отыскания характеристических чисел один из приближенных методов, например метод Ньютона.

3. Рассмотрим некоторые результаты исследования ЦПЛ W -типа (рис. 1, $\epsilon_1^+ = 1$). На рис. 2 представлены рассчитанные на ЭВМ зависимости коэффициентов замедления h/k двух волн семейства H_z — нечетно/ E_z — четно (имеется в виду четность относительно плоскости симметрии): T_0 и HE_{11} от частотного параметра ka . Важно отметить, что волна T_0 присутствует в спектре, если $\theta \neq \pi$, и отсутствует при $\theta = \pi$.

Опираясь на решение (7), можно вычислить такие электродинамические характеристики собственных волн, как структура поля, волновое сопротивление, потери в диэлектрике и металле.

Список литературы: 1. Носич А. И., Шестопалов В. П. Волноведущие свойства открытых металлодиэлектрических линий передачи цилиндрического типа // Радиотехника и электроника. — 1979. — 24, № 10. — С. 1949—1959. 2. Reichardt H. Ausbreitungsbedingungen für die wellengleichung // Abh. math. seminar univ. Hamburg. — 1960. — 24. — Р. 41—53. 3. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана — Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1971. — 400 с. 4. Носич А. И., Поединчук А. Е., Шестопалов В. П. Дискретный спектр собственных волн открытого частично экранированного диэлектрического стержня // Докл. АН СССР. — 1985. — 283, № 5. — С. 1165—1168.

Поступила в редколлегию 17.01.86

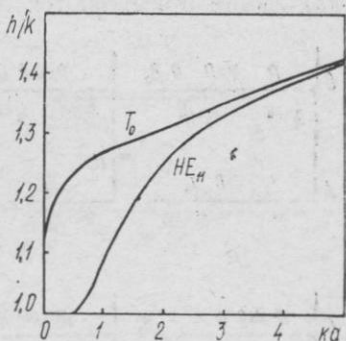


Рис. 2. Дисперсионные характеристики ЦПЛ W -типа ($\epsilon_1^+ = 2,25$, $r_2^+/a = 2$, $\theta = 179^\circ$)

The spectral problem for natural waves in multi-layer partially screened dielectric rod is investigated in the rigorous formulation.

УДК 621.372.852.1

Б. В. КОНДРАТЬЕВ, канд. физ.-мат. наук,

Н. И. ЛЕСИК, канд. физ.-мат. наук

МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ

С развитием техники изготовления полосковых (или печатных) линий применяются линии со все более сложной структурой.

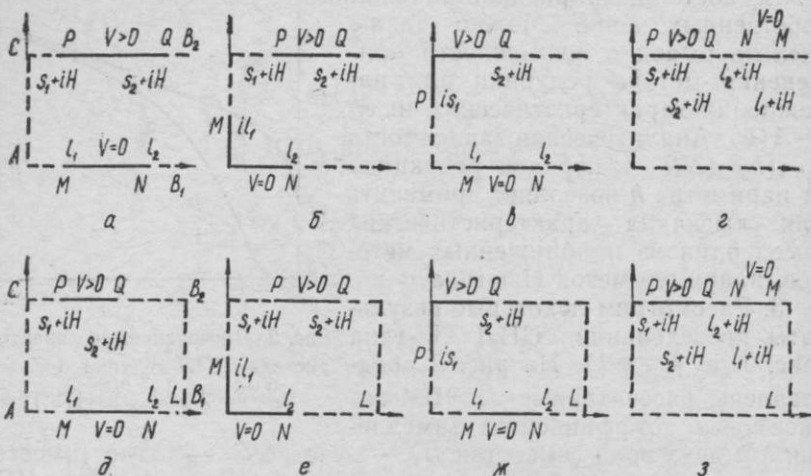


Рис. 1. Типы рассматриваемых областей в плоскости z (части поперечного сечения полосковых линий)

рой, в том числе многоэлементные полосковые линии, содержащие на разных уровнях большое количество заряженных и заземленных пластин. Рассмотрим многоэлементные полосковые линии, слои которых образуют периодическую структуру в одном или двух направлениях поперечного сечения. Все пластины бесконечно тонкие и идеально проводящие, линия полностью заполнена однородным диэлектриком с проницаемостью ϵ . Воспользуемся периодической структурой поперечного сечения линии и выделим вспомогательную область, составляющую один его период, а в этой области определим поля, погонные емкости и волновые сопротивления для ТЕМ волн методом конформных отображений.

Рассмотрим два типа вспомогательных областей — полуполосу (случай одномерной решетки) и прямоугольник (случай двумерной решетки). Несколько вспомогательных областей каждого типа изображено на рис. 1. Чтобы определить характеристики таких линий, нужно конформно отобразить каждую (из приведенных на рисунке) вспомогательную область на прямоугольник $MNQP$ (шириной $MN=PQ$ и высотой $PM=QN$);

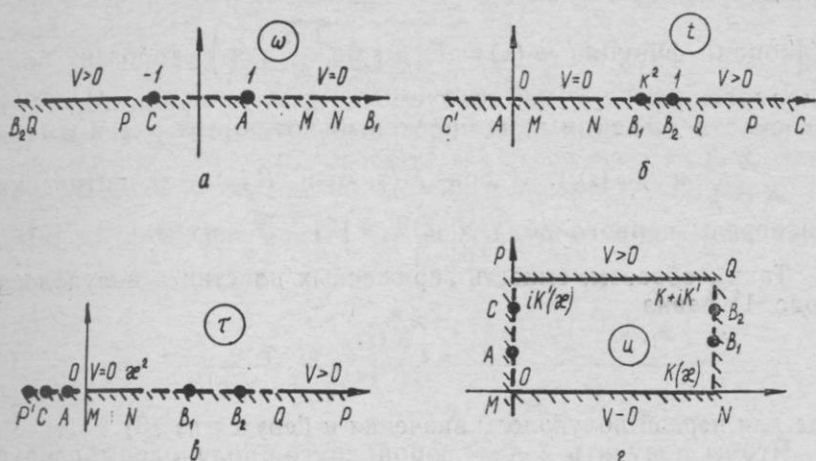


Рис. 2. Этапы конформного отображения области рис. 1, а

аналитическая функция $w(z)$, выполняющая указанное отображение, будет комплексным потенциалом для соответствующей области. Тогда окажется, что погонная емкость заряженной пластины равна $C = \varepsilon \frac{PQ}{PM}$, волновое сопротивление $Z_0 = \frac{120\pi \sqrt{\varepsilon_r}}{C/\varepsilon}$

и напряженность электрического поля $\vec{E} = -i\overline{w'(z)}$ [1].

Приведем для примера подробное отображение только первой из полуполос, так как отображения последующих аналогичны. Функция

$$\omega(z) = \operatorname{ch} \frac{\pi z}{H} \quad (1)$$

отобразит полуполосу на полуплоскость $\operatorname{Im} \omega > 0$ (рис. 2, а); соответствия точек указаны на рисунках. Затем дробно-линейная функция

$$\tau(\omega) = \frac{\omega - \omega_M}{\omega - \omega_P} \frac{\omega_Q - \omega_P}{\omega_Q - \omega_M} \quad (2)$$

отобразит полуплоскость $Im \omega > 0$ на полуплоскость $Im \tau > 0$; здесь $\tau_{B_1} = \tau_{B_2}$, а значение $\tau_N = +\kappa^2 < 1$ позволяет найти

$$\kappa^2 = \frac{\omega_N - \omega_M}{\omega_N - \omega_P} \frac{\omega_Q - \omega_P}{\omega_Q - \omega_M} = \frac{ch \frac{\pi l_2}{H} - ch \frac{\pi l_1}{H}}{ch \frac{\pi l_2}{H} + ch \frac{\pi s_1}{H}} \frac{ch \frac{\pi s_2}{H} - ch \frac{\pi s_1}{H}}{ch \frac{\pi s_2}{H} + ch \frac{\pi l_1}{H}} < 1. \quad (3)$$

Наконец, функция $u(\tau) = F\left(\arcsin \frac{\sqrt{\tau}}{\kappa}, \kappa\right)$ отобразит полуплоскость $Im \tau > 0$ на требуемый прямоугольник $MNQP$ на плоскости u ; искомый комплексный потенциал равен $w(z) = -\frac{V}{K(\kappa')} - u(\tau(\omega(z)))$. Здесь $F(\varphi, \kappa)$ и $K(\kappa)$ — эллиптические интегралы первого рода, κ и $\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$ — их модули [2].

Таким образом, емкость заряженных пластин в полуполосах (рис. 1) равна

$$C = \varepsilon \frac{K(\kappa)}{K'(\kappa)}, \quad (4)$$

где для первой полуполосы значения κ берутся из (3).

Чтобы получить κ для любой другой полуполосы, следует поставить в выражение (3) для κ функцию (1) для значения z концов пластин. При этом если точка z расположена на вещественной оси, следует брать $\omega = ch \frac{\pi x}{H}$; если на мнимой оси, то $\omega = -\cos \frac{\pi y}{H}$; если на прямой, параллельной вещественной оси, (когда $z = iH + x$), то $\omega = -ch \frac{\pi x}{H}$.

Используя это правило, для остальных трех полуполос (рис. 1) соответственно получим

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= \frac{ch \frac{\pi l_2}{H} - \cos \frac{\pi l_1}{H}}{ch \frac{\pi l_2}{H} + ch \frac{\pi s_1}{H}} \frac{ch \frac{\pi s_2}{H} - ch \frac{\pi s_1}{H}}{ch \frac{\pi s_2}{H} + \cos \frac{\pi l_1}{H}} < 1; \\ \kappa^2 &= \frac{ch \frac{\pi l_2}{H} - ch \frac{\pi l_1}{H}}{ch \frac{\pi l_2}{H} - \cos \frac{\pi s_1}{H}} \frac{ch \frac{\pi s_2}{H} + \cos \frac{\pi s_1}{H}}{ch \frac{\pi s_2}{H} + ch \frac{\pi l_1}{H}} < 1; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\kappa^2 = \frac{ch \frac{\pi l_1}{H} - ch \frac{\pi l_2}{H}}{ch \frac{\pi l_1}{H} - ch \frac{\pi s_2}{H}} \frac{ch \frac{\pi s_2}{H} - ch \frac{\pi s_1}{H}}{ch \frac{\pi l_2}{H} - ch \frac{\pi s_1}{H}}.$$

Найдем теперь комплексный потенциал и погонную емкость для тех областей (рис. 1), которые представляют собой прямоугольник. Подробно распишем отображение только для первого из них. Функция

$$t(z) = k^2 sn^2 \left(\frac{z}{L} K(k), k \right) \quad (6)$$

отобразит внутренность этого прямоугольника на полуплоскость $Im t > 0$ (рис. 2, б); соответствия точек ясны из рисунков. Здесь $sn(x, k)$ — эллиптический синус с модулем k [2], который находится из соотношения $\frac{L}{H} = \frac{K(k)}{K'(k)}$. Затем с помощью аналогичной (2) функции

$$\begin{aligned} \tau(t) &= \frac{t - t_M}{t - t_P} \frac{t_Q - t_P}{t_Q - t_M} = \frac{t - k^2 sn^2 \left(\frac{l_1}{L} K, k \right)}{t - ns^2 \left(\frac{s_1}{L} K, k \right)} \times \\ &\times \frac{ns^2 \left(\frac{s_2}{L} K, k \right) - ns^2 \left(\frac{s_1}{L} K, k \right)}{ns^2 \left(\frac{s_2}{L} K, k \right) - k^2 ns^2 \left(\frac{l_1}{L} K, k \right)} \quad (7) \end{aligned}$$

отображаем полуплоскость $Im t > 0$ (рис. 2, б) на полуплоскость $Im \tau > 0$ (рис. 2, в). Здесь $sn(x, k) \cdot ns(x, k) = 1$, и из соответствия $\tau_N = +\kappa^2 < 1$ модуль κ оказывается равным

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= k^2 \frac{sn^2 \left(\frac{l_2}{L} K, k \right) - sn^2 \left(\frac{l_1}{L} K, k \right)}{1 - k^2 sn^2 \left(\frac{l_2}{L} K, k \right) sn^2 \left(\frac{s_1}{L} K, k \right)} \times \\ &\times \frac{sn^2 \left(\frac{s_2}{L} K, k \right) - sn^2 \left(\frac{s_1}{L} K, k \right)}{1 - k^2 sn^2 \left(\frac{l_1}{L} K, k \right) sn^2 \left(\frac{s_2}{L} K, k \right)} < 1. \quad (8) \end{aligned}$$

Как и в случае полуполос, комплексный потенциал имеет вид $w = \frac{V}{K(\kappa')} u$, где $u(\tau) = F \left(\arcsin \frac{\sqrt{\tau}}{\kappa}, \kappa \right)$. Формула для емкости имеет тот же вид (4), но κ считается по формуле (5).

Чтобы получить κ для любого другого прямоугольника, следует поставить в выражения (7), (8) для κ функцию (6) для значений z концов пластин. При этом если точка расположена на вещественной оси, следует брать $t = k^2 \operatorname{sn}^2\left(\frac{x}{L} K(k), k\right)$; если на мнимой оси, то $t = -k^2 \operatorname{tn}^2\left(\frac{y}{L} K(k), k'\right)$; если на прямой, параллельной вещественной оси (когда $z = iH + x$), то $t = 1/\operatorname{sn}^2\left(\frac{x}{L} K(k), k\right)$; если на прямой, параллельной мнимой оси (когда $z = L + iy$), то $t = k^2/\operatorname{dn}^2\left(\frac{y}{L} K(k), k'\right)$. В качестве иллюстрации этого правила приведем значение κ для второго прямоугольника:

$$\kappa^2 = k^2 \frac{\operatorname{sn}^2\left(\frac{s_3}{L} K, k\right) - \operatorname{sn}^2\left(\frac{s_1}{L} K, k\right)}{1 - k^2 \operatorname{sn}^2\left(\frac{l_3}{L} K, k\right) \operatorname{sn}^2\left(\frac{s_1}{L} K, k\right)} \times \frac{\operatorname{sn}^2\left(\frac{l_2}{L} K, k\right) + \operatorname{tn}^2\left(\frac{l_1}{L} K, k'\right)}{1 + k^2 \operatorname{sn}^2\left(\frac{s_2}{L} K, k\right) \operatorname{tn}^2\left(\frac{l_1}{L} K, k'\right)} < 1, \quad (9)$$

где $\operatorname{tn}(x, k')$ — эллиптический тангенс модуля $k' = \sqrt{1 - k^2}$. Остальные значения κ легко могут быть записаны, если воспользоваться сформулированным только что правилом.

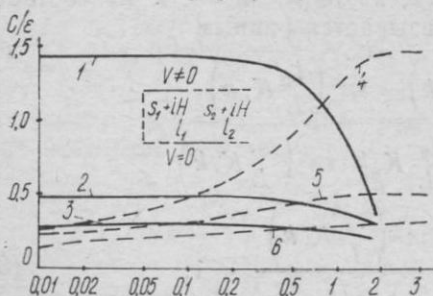


Рис. 3. Зависимость C/ϵ от размеров линий рис. 1, а. Сплошные линии — зависимость $C(l_1/H)$ при $s_1=0$, $l_2/H=10$ и $s_2/H=0,01$; 0,1; 1,0 (кривые 1, 2, 3). Штриховые линии — зависимость $C(l_2/H)$ при $s_1=0$, $l_1=0$ и $s_2/H=0,01$; 0,1; 1,0 (кривые 4, 5, 6)

Проведены расчеты емкости и волнового сопротивления в зависимости от геометрии границ областей (рис. 1). Программа написана на языке ФОРТРАН. Некоторые результаты приведены на рис. 3. Они показывают, что отверстие связи между вспомогательными областями начинает оказывать воздействие на емкость только тогда, когда $l_1 \geq 0,1 H$. Положение края заземленной пластины влияет на емкость до тех пор, пока $l_2 - s_2 \leq H$. Как только $l_2 - s_2$

становится больше N , можно вести все вычисления в предположении, что заземленная пластина простирается вправо до бесконечности.

Список литературы: 1. Справочник по расчету и конструированию СВЧ плосковых устройств/Под. ред. В. И. Вольмана. — М.: Радио и связь, 1982. — 328 с. 2. Бейтмен Г., Эрдейи А. СМБ: Высшие трансцендентные функции. — М.: Наука, 1967. — 299 с.

Поступила в редколлегию 28.02.85

SUMMARY

Multielement stripline in which charged and grounded strips form the periodic system along one or two cross-sectional directions is described. The line is filled by homogeneous dielectric completely, all strips are zerothickness conductors, but of any width. The conformal mapping solution has been given for any configurations for one part of this periodic system, having two strips on the its boundary.

УДК 621.396.677.4

Н. И. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук,
А. Ф. ЛЯХОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук,
К. И. ОКСЕНЕНКО

КРУГОПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ НА ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Кругополяризованные антенны в виде системы четырех открытых концов прямоугольных волноводов, раскрыты которых образуют одну или две ортогональные пары излучателей, расположенных крестообразно или по сторонам квадрата, имеют высокий уровень боковых лепестков [1]. Это связано с тем, что расстояние между фазовыми центрами излучателей в каждой паре с одинаковой поляризацией излучаемого поля не может быть меньше значения $a+b+4\delta$ (a , b — размеры широкой и узкой стенок волновода соответственно; δ — толщина стенок волновода), в случае прямоугольных волноводов стандартного поперечного сечения превышающего длину волны в большей части рабочего диапазона частот волновода. Увеличение расстояния между излучателями приводит также к сужению диаграммы направленности, что может оказаться нежелательным, в частности при использовании подобных слабонаправленных антенн в качестве облучателей короткофокусных зеркальных и линзовых остронаправленных антенн.

Для устранения этих недостатков излучателя необходимо уменьшить размеры поперечного сечения излучающего раскрыва волновода, например, заполнением волновода диэлектриком или магнитодиэлектриком, применением волноводов сложной формы поперечного сечения, в частности, П-образной, и т. п.

Однако этот путь неизбежно приводит к усложнению излучателя.

В настоящей статье исследованы направленные и поляризационные характеристики волноводного излучателя в виде ортогональной пары открытых концов прямоугольных волноводов, расположенных Т-образно. Из геометрии излучающего раскрытия видно, что расстояние между фазовыми центрами излучателей в этом случае уменьшается до значения $a/2 + b/2 + 2\delta$, меньшего длины волны. При этом существенно понижается и уровень бокового излучения.

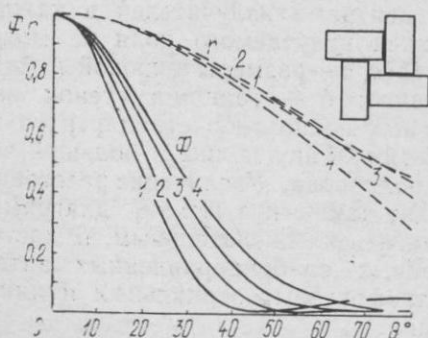
Направленные характеристики системы прямоугольных волноводов определяются произведением диаграммы направленности одиночного волновода на комплексный множитель системы. Диаграммы направленности одиночного волновода в E и H плоскостях определим методом Кирхгофа [2]. С учетом сделанных приближений диаграммы направленности решетки при возбуждении волной основного типа имеют вид:

$$F_E = \frac{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2\right] \cos \theta + 1}{2 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} a \sin \theta\right)}{\frac{\pi}{\lambda} a \sin \theta} \cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (1)$$

$$F_H = \frac{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2 + \cos \theta}{2 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)}{1 - \left(\frac{2}{\lambda} b \sin \theta\right)^2} \cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right). \quad (2)$$

Здесь d — расстояние между фазовыми центрами волноводов.

По данным соотношениям проведены расчеты характеристик



Диаграммы направленности: 1 — $\lambda_0/\lambda_{кр} = 0,6$; 2 — 0,7; 3 — 0,8; 4 — 0,9

$2\Delta\theta_{0,1P_{\max}}$ изменяется от 65° при $\lambda/\lambda_{кр} = 0,6$ до 102° при $\lambda/\lambda_{кр} = 0,9$.

исследуемого излучателя для $\lambda/\lambda_{кр} = 0,6 \div 0,9$. Результаты расчетов диаграмм направленности по мощности полного поля в E и H плоскостях представлены на рисунке. Из анализа полученных данных следует, что с увеличением длины волны ширина диаграммы направленности решетки возрастает с $2\Delta\theta_{0,1P_{\max}} = 38^\circ$ при $\lambda/\lambda_{кр} = 0,6$ до 55° при $\lambda/\lambda_{кр} = 0,9$, а по уровню $0,1 P_{\max}$

Уровень бокового излучения, как видно из рисунка, максимален при $\lambda/\lambda_{кр}=0,6$, но даже в этом случае он не превышает —13 дБ.

Пунктирными линиями на рисунке показаны зависимости коэффициента эллиптичности от направления на точку наблюдения исследуемой решетки волноводов. Видно, что при допустимом значении коэффициента эллиптичности $r=0,7$ ширина поляризационной диаграммы направленности изменяется от $2\Delta\theta_{r=0,7}=98^\circ$ при $\lambda/\lambda_{кр}=0,6$ до максимального значения 103° при $\lambda/\lambda_{кр}=0,7$ и уменьшается до 92° при $\lambda/\lambda_{кр}=0,9$. При допустимом коэффициенте эллиптичности $r=0,5$ наибольшая ширина поляризационной диаграммы направленности имеет место при $\lambda/\lambda_{кр}=0,7$ и достигает $2\Delta\theta_{r=0,5}=150^\circ$ и с ростом длины волны уменьшается до 126° при $\lambda/\lambda_{кр}=0,9$.

Следует отметить, что полученная зависимость поляризационных характеристик от длины волны при коэффициенте эллиптичности $r=0,5$ наблюдается при малых значениях уровней мощности поля (от 0,01 до 0,1 P_{max}).

В заключение отметим, что из конструктивных особенностей исследованного излучателя видно, что для обеспечения круговой поляризации его излучения наиболее целесообразно использовать —3 дБ волноводно-щелевые мосты [3]. Экспериментальные исследования Т-образной пары открытых концов прямоугольных волноводов подтвердили это предложение.

Список литературы: 1. Горобец Н. Н., Ломан В. И., Ляховский А. Ф., Хилевич С. В. Исследование излучателя на прямоугольных волноводах с учетом взаимного влияния//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника.—1980.— Вып. 9, № 203. — С. 34—40. 2. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. — Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1960. — 284 с. 3. Горобец Н. Н. Исследование антенны круговой и управляемой поляризации на основе 3-дБ волноводно-щелевого моста//Радиотехника — 1969. — Вып. 9. — С. 50—54.

Поступила в редколлегию 14.01.86

SUMMARY

Directed and polarized properties of the waveguide radiator in the form of the pair orthogonal loose ends of rectangular waveguides which placed like «Т», is investigated. It is shown, that this radiating system has the low level of side lobes and provides radiation's polarization, which is like to the circular in the wide sectors of angles.

Л. Г. АЙЗЕНБЕРГ, М. В. НЕСТЕРЕНКО, В. А. ПЕТЛЕНКО,
канд. физ.-мат. наук

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТОНКИМИ ИМПЕДАНСНЫМИ ВИБРАТОРАМИ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Исследованию рассеяния электромагнитных волн тонкими проволочными антеннами, расположенными в свободном пространстве, посвящено большое число публикаций (см., например [1—6]). Основное внимание, однако, уделялось случаю идеальной проводимости или учету скин-эффекта проводника [5, 6]. В данной работе в рамках импедансной концепции найдены функция распределения тока и поперечное сечение рассеяния тонких вибраторов при произвольной реализации поверхностного импеданса.

Исходным при анализе является асимптотическое выражение для тока, полученное в тонкопроволочном приближении методом усреднения [7]:

$$J(s) = \bar{A}(-L) \cos(\tilde{k}s + \chi L) + \bar{B}(-L) \sin(\tilde{k}s + \chi L) + \\ + \alpha \int_{-L}^s \left\{ \frac{i\omega}{k} E_{os}(s') + \bar{F}_0[s', \bar{A}, \bar{B}] \right\} \sin \tilde{k}(s - s') ds', \quad (1)$$

где s — продольная местная координата;

$$\bar{F}_0[s, \bar{A}, \bar{B}] = [\bar{A}(s') \sin ks' - \bar{B}(s') \cos ks'] G(s|s') \Big|_{-L}^L \quad (2)$$

— усредненное собственное поле идеально проводящего вибратора:

$$G(s|s') = \frac{e^{-ik\sqrt{(s-s')^2 + r^2}}}{\sqrt{(s-s')^2 + r^2}} \quad (3)$$

— квазиодномерный аналог функции Грина свободного пространства; $E_{os}(s)$ — произвольное стороннее поле; $\bar{A}$, $\bar{B}$ — постоянные интегрирования; $\alpha = 1/2 \ln(r/2L)$; r , $2L$ — радиус и длина вибратора, $k = \omega/c$, $\tilde{k} = k + \chi$, $\chi = i(\alpha/r) \bar{z}_s$, $\bar{z}_s$ — нормированный поверхностный импеданс. После определения аддитивных констант с учетом симметричной и антисимметричной составляющих из (1) находим

$$J(s) = J^s(s) + J^a(s) = \alpha \frac{i\omega}{k} \left[\int_{-L}^s E_{os}(s') \sin \tilde{k}(s - s') ds' - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{\sin \tilde{k}(L+s) + \alpha P_s(kr, \tilde{k}(L+s))}{\sin 2\tilde{k}L + \alpha P_s(kr, 2\tilde{k}L)} \int_{-L}^L E_{0s}^s(s') \sin \tilde{k}(L-s') ds' - \\
& - \frac{\sin \tilde{k}(L+s) + \alpha P_a(kr, \tilde{k}(L+s))}{\sin 2\tilde{k}L + \alpha P_a(kr, 2\tilde{k}L)} \int_{-L}^L E_{0s}^a(s') \sin \tilde{k}(L-s') ds' \Big].
\end{aligned} \quad (4)$$

где функции собственного поля равны

$$\begin{aligned}
P_s(kr, \tilde{k}(L+s)) &= \int_{-L}^s [G(s'| -L) + G(s'|L)] \sin \tilde{k}(s-s') ds'; \\
P_a(kr, \tilde{k}(L+s)) &= \int_{-L}^s [G(s'| -L) - G(s'|L)] \sin \tilde{k}(s-s') ds'.
\end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим произвольное падение на вибратор под углом θ плоской волны с амплитудой E_0 и поляризационным углом ψ :

$$E_{os}(s) = E_{0s}^s(s) + E_{0s}^a(s) = E_0 \cos \psi \sin \theta e^{ikscos\theta}. \quad (6)$$

Тогда в результате интегрирования, отбрасывая величины порядка α^2 , из (4) получаем следующее выражение для тока:

$$\begin{aligned}
J(s) &= \alpha E_0 \cos \psi \sin \theta \frac{i\omega/\tilde{k}\tilde{k}}{1 - [(k/\tilde{k}) \cos \theta]^2} \left[e^{ikscos\theta} - \right. \\
& \left. - \frac{\cos \tilde{k}s \cos(kL \cos \theta)}{\cos \tilde{k}L + \alpha P(kr, \tilde{k}L)} - i \frac{\sin \tilde{k}s \sin(kL \cos \theta)}{\sin \tilde{k}L + \alpha \tilde{P}(kr, \tilde{k}L)} \right],
\end{aligned} \quad (7)$$

в котором учтено

$$P_s(kr, 2\tilde{k}L) = 2 \sin \tilde{k}L P(k, \tilde{k}L); \quad P_a(kr, 2\tilde{k}L) = 2 \cos \tilde{k}L \tilde{P}(kr, \tilde{k}L). \quad (8)$$

Переходя к идеальной проводимости ($\bar{z}_s=0$), распределение тока (7) можно представить в виде, известном из литературы [1].

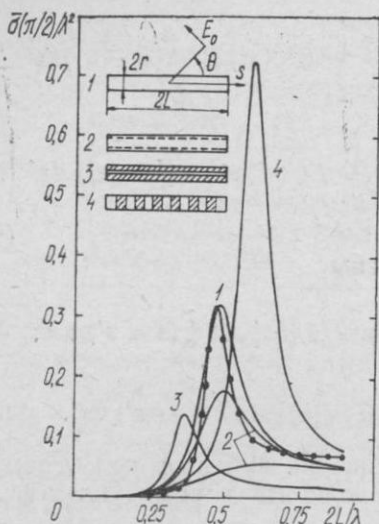
Рассеивающие свойства пассивных вибраторов характеризуются поперечником рассеяния [1—3].

$$\sigma(\theta, \psi) = \frac{4\pi\tilde{k}^2}{E_0^2 c^2} \cos^2 \psi \sin^2 \theta \left| \int_{-L}^L J(s) e^{ikscos\theta} ds \right|^2. \quad (9)$$

При нормальном падении плоской волны ($\theta=\pi/2$) исчезает антисимметричная составляющая стороннего поля, поэтому сечение обратного рассеяния

$$\bar{\sigma}(\pi/2) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sigma(\pi/2, \psi) d\psi \quad (10)$$

определяется только симметричной частью наведенного тока.



Для иллюстрации эффективности и точности найденного асимптотического решения на рисунке приведены рассчитанные согласно (7)–(10) сечения обратного рассеяния для различных распределенных импедансов — поглощающего, индуктивного и емкостного. Здесь же точками нанесены численные результаты, полученные методом моментов [4] при

Сечение обратного рассеяния импедансных вибраторов ($L/r=75$):
 1 — $\bar{Z}_s=0$; 2 — $\bar{Z}_s=0,01$; 0,05;
 3 — $\bar{Z}_s=ikr \ln 12,25$; 4 — $\bar{Z}_s=-i0,001/kr$

$\bar{Z}_s=0$. Достаточно хорошее совпадение кривых в этом случае подтверждает работоспособность предлагаемых аналитических формул.

Список литературы: 1. King R. W. P. The Theory of Linear Antennas. — Cambr. — Mass.: Harv. Univ. Press, 1956. — 944 p. 2. Менцер Дж. Р. Дифракция и рассеяние радиоволн. — М.: Сов. радио, 1958. — 148 с. 3. Кинг Р., У. Тай-Цзунь. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962. — 194 с. 4. Harrington R. F., Mautz J. R. Straight wires with arbitrary excitation and loading// IEEE Trans. — 1967. — AP-15, № 4. — P. 502—515; 5. Einarsson O., Plato T. Electromagnetic scattering by a thin resistive wire// Electron. Lett. — 1969. — 5, № 25. — P. 637—638. 6. Филимонов А. А. Возбуждение неидеально проводящего вибратора конечной длины// Радиотехника и электроника. — 1984. — 29, № 10. — С. 2048—2049. 7. Нестеренко М. В., Петленко В. А. Тонкий импедансный вибратор в поглощающей среде// Вестн. Харьк. ун-та. Электромагнитные волны в средах. — 1985. — № 273. — С. 11—14.

Поступила в редколлегию 21.01.86

SUMMARY

Electromagnetic scattering from thin wires with arbitrary surface impedance has been investigated using averaging method. Relatively simple analytical formulas for distribution of current and scattering characteristics are obtained. Some numerical data for back-scattering cross section at broadside incidence of plane wave are given.

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, Ю. И. ДАВИДЧЕВСКИЙ,
канд. техн. наук, Г. М. ЛЫСАЧОК, В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд.
физ.-мат. наук, Г. М. ЧЕКАЛИН

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МУЛЬТИПЛЕТОВ НА СВЧ

Спектрально-поляризационная структура электромагнитных волн издавна служит (в оптике) средством атомарно-молекулярного анализа (эффекты Зеемана, Штарка). Поляризационный «триплет Лоренца» [1] служит классическим представлением поляризационного мультиплета, т. е. набора векторных гармоник с различной поляризацией.

Создание нового типа приборов на СВЧ — спектроанализатора поляризации (например, [2]), дает возможность использовать поляризационные мультиплеты в зондирующих волнах для активного анализа (диагностики, контроля) различных материалов и сред в радиофизике. Однако для такого применения требуется разработка методов формирования на СВЧ мультиплетов, аналогичных оптическим. Статья посвящена обсуждению особенностей простейшего метода формирования мультиплетов — модуляционного на примере амплитудной модуляции (АМ).

Рассмотрим использование АМ-сигналов общего вида [3]:

$$u(t) = \sum_{k=-N}^N U_k \cos[(\omega_0 + \Omega_k)t + \varphi_0 + (\text{sign } k) \Phi_k], \quad (1)$$

где

$$U_k = \frac{1}{2} m_k U_0, \quad (2)$$

$$\Omega_k = k\Omega_1, \quad m_0 = 2, \quad \Phi_0 = 0, \quad (3)$$

m_k — коэффициент модуляции.

Отметим различие фаз гармоник верхней и нижней боковых полос АМ-сигнала за счет комплексной сопряженности спектра модулирующего сигнала, определяющего знак перед $\Phi_k(\text{sign } k)$.

Поляризационный мультиплет можно получить, суммируя в пространстве векторные, например линейно-поляризованные, АМ-сигналы по различному базису (например, по ортам $\vec{x}^0$ и $\vec{y}^0$ ТЕМ-плоскости волны). Запишем такой сложный векторный сигнал, обозначив его $\vec{E}_{\text{AM}}(t)$:

$$\vec{E}_{\text{AM}}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t) = \vec{x}^0 u_x(t) + \vec{y}^0 u_y(t), \quad (4)$$

где $u_x(t)$, $u_y(t)$ — АМ-сигналы вида (1). Запишем $\vec{E}_{AM}(t)$ через векторные гармоники $\vec{E}_k(\omega_k)$, каждая из которых в общем случае эллиптически поляризована:

$$\vec{E}_{AM}(t) = \sum_{k=-N}^N \vec{x}^0 U_{kx} \cos[(\omega_0 + \Omega_k)t + \varphi_{0x} + (\text{sign } k) \Phi_{kx}] + \\ + \vec{y}^0 U_{ky} \cos[(\omega_0 + \Omega_k)t + \varphi_{0y} + (\text{sign } k) \Phi_{ky}] = \sum_{k=-N}^N \vec{E}_k(\omega_k). \quad (5)$$

Здесь $\omega_k = \omega_0 + \Omega_k$.

Сигнал $\vec{E}_{AM}(t)$ и выступает как поляризационный мультиплет общего вида. Особенности такого мультиплета определяются соотношениями амплитуд и фаз зеркальных (по отношению к несущей) гармоник АМ-сигналов $u_x(t)$ и $u_y(t)$.

Для выяснения особенностей мультиплета (в основном, поляризационных) выразим поляризацию каждой из эллиптически поляризованных векторных гармоник $\vec{E}_k(\omega_k)$ известным комплексным параметром поляризации — фазором [4, 5] (на пример, фазором по линейно поляризованному базису $\dot{p}_k$):

$$\dot{p}_k = j \frac{\dot{E}_{ky}}{\dot{E}_{kx}}, \quad (-N \leq k \leq N), \quad (6)$$

где $\dot{E}_{ky}$, $\dot{E}_{kx}$ — комплексные амплитуды базисных гармоник в $\vec{E}_k(\omega_k)$:

$$\dot{E}_{kx} = U_{kx} e^{j\varphi_{kx}}, \quad \dot{E}_{ky} = U_{ky} e^{j\varphi_{ky}}, \quad (7)$$

$$\varphi_{kx} = \varphi_{0x} + (\text{sign } k) \Phi_{kx}; \quad \varphi_{ky} = \varphi_{0y} + (\text{sign } k) \Phi_{ky}. \quad (8)$$

Найдем фазоры $\dot{p}_k$ зеркальных векторных гармоник ($-k$ и $+k$), учитывая (6)–(8):

$$\dot{p}_{-k} = j \frac{U_{ky}}{U_{kx}} e^{j(\varphi_{0y} - \varphi_{0x} - \Phi_{ky} + \Phi_{kx})}, \quad (9)$$

$$\dot{p}_k = j \frac{U_{ky}}{U_{kx}} e^{j(\varphi_{0y} - \varphi_{0x} + \Phi_{ky} - \Phi_{kx})}. \quad (10)$$

Запишем (9) и (10) компактнее:

$$\dot{p}_{-k} = V e^{j(\pi/2 + \Delta\varphi - \Delta\Phi_k)} = \dot{p}_{0k} e^{-j\Delta\Phi_k}, \quad (11)$$

$$\dot{p}_k = V e^{j(\pi/2 + \Delta\varphi + \Delta\Phi_k)} = \dot{p}_{0k} e^{j\Delta\Phi_k}, \quad (12)$$

где

$$V = \frac{U_{ky}}{U_{kx}}; \quad (13)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{0y} - \varphi_{0k}; \quad \Delta\Phi_k = \Phi_{ky} - \Phi_{kx}; \quad \dot{p}_{0k} = V e^{j(\pi/2 + \Delta\varphi)}. \quad (14)$$

Как видим из (11) и (12), особенностью фазовых $\dot{p}_{-k}$ и $\dot{p}_k$ является, во-первых, равенство модулей:

$$|\dot{p}_{-k}| = |\dot{p}_k| = V. \quad (15)$$

А это означает, что оба фазора лежат на одной окружности радиусом $|\dot{p}_k| = \text{const}$ на плоскости фазора $\dot{p}$ (рис. 1—пунктир).

Во-вторых, оба фазора сливаются в одну точку $\dot{p}_{0k}$ при $\Delta\Phi_k = 0$:

$$\dot{p}_{-k} = \dot{p}_k = \dot{p}_{0k}. \quad (16)$$

В-третьих, оба фазора располагаются на окружности $|\dot{p}_k| = \text{const}$ симметрично относительно точки $\dot{p}_{0k}$. В-четвертых, как видно из (14), точка $\dot{p}_{0k}$ определяется на этой окружности только разностью фаз $\Delta\Phi$:

$$\dot{p}_{0k} = \dot{p}_{0k}(\Delta\Phi), \quad (17)$$

а смещение фазовых $\dot{p}_{-k}$, $\dot{p}_k$ относительно $\dot{p}_{0k}$, как видно из (11) и (12), определяется только разностью фаз $\Delta\Phi_k$. Эти

представления изображены на рис. 1, где показаны линии равных значений коэффициентов эллиптичности $r = \text{const}$ (гиперболический пучок окружностей [6]) и углов ориентации эллипсов (эллиптический пучок окружностей) векторной гармоники $\vec{E}_k(\omega_k)$.

Используя соотношения (11) и (12), можно получить простейшие связи двух фазовых $\dot{p}_{-k}$ и $\dot{p}_k$:

$$\dot{p}_{-k} \cdot \dot{p}_k = -V^2 e^{j2\Delta\varphi}, \quad (18)$$

$$\frac{\dot{p}_k}{\dot{p}_{-k}} = e^{j2\Delta\Phi_k}. \quad (19)$$

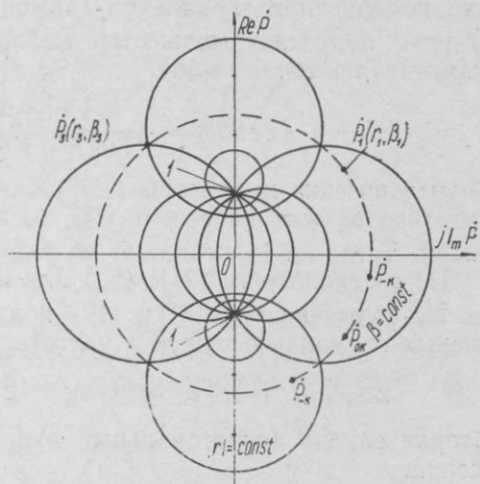


Рис. 1. Фазоры

Рассмотрим формирование одного из простейших мультиплетов — триплета ($N=1$). Поляризационный триплет состоит из трех векторных гармоник:

$$\vec{E}_{\text{AM}}(t) = \sum_{k=-1}^1 \vec{E}_k(\omega_k) = \sum_{n=1}^3 \vec{E}_n(\omega_n), \quad (20)$$

где индекс n выбран сплошным ($n=1, 2, 3$). Зеркальными будут гармоники с индексами $n=1$ и $n=3$, а несущая обозначена индексом $n=2$ ($\vec{E}_0(k) = \vec{E}_2(n)$).

Рассмотрим две задачи формирования триплета. Одна — формирование произвольного дуплета зеркальных гармоник. Вторая — формирование дуплета ортогональных гармоник.

В задачах формирования используем известные связи.

$$\dot{q} = \frac{1-r}{1+r} e^{-i2\beta} \quad (21), \quad \dot{p} = \frac{1-\dot{q}}{1+\dot{q}}, \quad (22)$$

где q — фазор по кругополяризованному базису; r — коэффициент эллиптичности (со знаком вращения); β — угол ориентации эллипса поляризации гармоники в ТЕМ-плоскости волны, отсчитываемый от орта $\vec{x}^0$.

В первой задаче выбирают поляризацию одной из гармоник дуплета, например, r_1, β_1 . По соотношениям (21) и (22) находят $\dot{p}_1$. Далее по (15) определяют $V = |\dot{p}_1|$. Однозначного решения для поляризации зеркальной гармоники дуплета нет: условие $|\dot{p}_3| = V$ допускает множество выборов. Алгебраически можно получить критерий выбора:

$$\cos 2\beta_3 = \frac{(1-V^2)(|q_3|^2 + 1)}{2(1+V^2)|q_3|}. \quad (23)$$

Геометрические параметры r_3, β_3 определяются подбором. Значительно эффективнее выбор r_3, β_3 получается из номограммы рис. 1. Тогда r_3, β_3 выбирают на окружности $|\dot{p}_1| = \text{const} = V$.

По соотношениям (21), (22) или из рис. 1 определяют фазор $\dot{p}_3$. Из соотношений (18) и (19) получают соотношения фаз базисных гармоник несущей и частоты модуляции:

$$2\Delta\varphi = \pi + \arg \dot{p}_1 \dot{p}_3 \quad (24), \quad 2\Delta\Phi = \arg \dot{p}_3 / \dot{p}_1. \quad (25)$$

Вторая задача (ортогональный дуплет) дает определенные решения.

Условием ортогональности гармоник ($\vec{E}_3 \perp \vec{E}_1$, где $\perp$ — знак ортогональности), как известно [4], служит риманово соотношение фазоров:

$$\dot{p}_3 \dot{p}_1^* = -1, \quad (26)$$

а соотношения геометрических параметров поляризации ортогональных гармоник известны:

$$r_3 = -r_1; \quad \beta_3 = \beta_1 \pm \pi/2. \quad (27)$$

Подставив в (26) выражения для фазовых (11), (12), получим соотношения ортогональности дуплета:

$$U_{ky} = U_{kx}; \quad \Delta\Phi_k = \pm \pi/2. \quad (28)$$

Следовательно, фазоры $\dot{p}_1, \dot{p}_3$ имеют вид

$$\dot{p}_1 = e^{i\Delta\varphi}, \quad \dot{p}_3 = -e^{i\Delta\varphi}, \quad (29)$$

а значит, лежат на единичной окружности ($|\dot{p}_1| = |\dot{p}_3| = 1$, рис. 1).

Знак (—) указывает, что они диаметрально противоположны. Параметр $\Delta\varphi$, обеспечивающий фазоры $\dot{p}_1, \dot{p}_3$ в форме (29), получают из q_1 , подставив $\dot{p}_1$ (29) в (22):

$$q_1 = \operatorname{tg} \frac{\Delta\varphi}{2} e^{-i\pi/2}. \quad (30)$$

Отсюда получим:

$$r_1 = \frac{\cos \Delta\varphi}{1 + \sin \Delta\varphi}; \quad (31)$$

$$\beta_1 = \pi/4. \quad (32)$$

Ортогональные дуплеты могут быть с любой поляризацией, однако их эллипсы ориентированы под углами $\beta_{(1,3)} = \pm \pi/4$. При

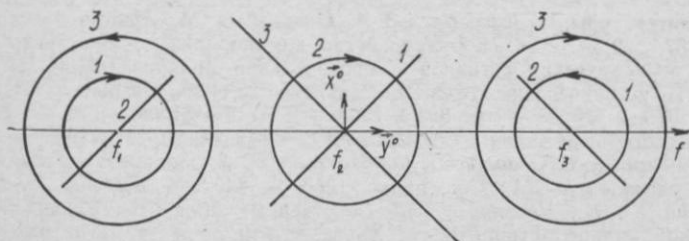


Рис. 2. Ортогональные триплеты: 1 — $\Delta\varphi_0 = 0$; 2 — $\Delta\varphi_0 = \pi/2$; 3 — $\Delta\varphi_0 = \pi$

разности фаз $\Delta\varphi = 0, \pi$ дуплеты кругополяризованы ($r_1 = \pm 1$ соответственно). Решение для $\Delta\varphi(r_1)$ из (31) можно получить, решая графически простейшее трансцендентное уравнение

$$1 + \sin \Delta\varphi - \frac{1}{r_1} \cos \Delta\varphi = 0. \quad (33)$$

Анализ амплитудного условия (28) дает для параметров формирующей системы соотношение:

$$m_x U_{0x} = m_y U_{0y}. \quad (34)$$

Ортогональные триплеты при $\Delta\varphi=0, \pi/2, \pi$ представлены годографами на рис. 2. Экспериментально проверен триплет АМ в случае $\Delta\varphi=0$.

Векторные гармоники линейно поляризованного ортогонального базиса создавались двумя рупорными антеннами, в каналах которых размещались

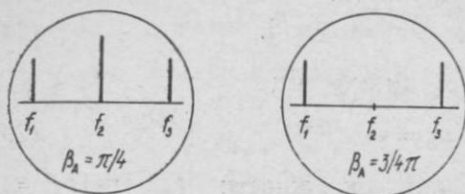


Рис. 3. Спектры

АМ-модуляторы, регуляторы амплитуды и фазы. Прием осуществлялся на линейно поляризованную вращающуюся в ТЕМ-плоскости волны антенну, подключенную к обычному амплитудному спек-

троанализатору. На экране спектроанализатора просматривались развертки годографов (точнее, гантельных кривых) компонент

триплета $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3$. На рис. 3 представлены спектры триплета при двух углах приемной антенны $\beta_A = \pi/4$ и $\frac{3}{4}\pi$. Как видно из рис. 3, гармоники $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_3$ кругополяризованы (амплитуда не изменяется при повороте приемной антенны). Гармоника $\vec{E}_2$ — линейно поляризована. На спектре, показанном на рис. 3, при $\beta_A = 3/4\pi$ плоскость поляризации антенны ортогональна плоскости поляризации гармоники $\vec{E}_2$.

Список литературы: 1. Зоммерфельд А. Оптика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1953. — 487 с. 2. А. с. 672582. Устройство для поляризационно-спектрального анализа периодических сигналов с произвольной поляризацией/Н. Н. Горобец, Ю. И. Давидчевский. (СССР). Заявлено 23.11.79.//Открытия. Изобретения. — 1979. — № 25. — С. 82. 3. Зиновьев А. Л., Филиппов Л. И. Методы аналитического выражения радиосигналов. — М.: Высш. шк., 1966. — 104 с. 4. Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов. — М.: Сов. радио, 1966. — 440 с. 5. Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Собственные поляризации как критерий в фазорной эллипсометрии//Вестн. Харьк. ун-та, Электромагнитные волны в средах. 1985. — 273. — С. 5—11. 6. Моденов П. С. Задачи по геометрии. — М.: Наука, 1979. — 280 с. 7. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Мир, 1981. — 583 с.

Поступила в редколлегию 14.01.86

SUMMARY

The specific features of multiplet polarization creation by amplitude modulated and linearly polarized orthogonal components using SHF are discussed. The parameter symmetry of harmonics is the specific feature of AM-signals. It gives rise to specific polarization i.e. to placing phasor symmetrical harmonics on modulus phasor circumference according to linearly polarized basis and

their symmetry. The problems of symmetric harmonic forming for arbitrary and ortogonal polarization are studied. The methods of symmetrical duplet forming are suggested. The results are proved experimentally.

УДК 535.5+543.47

Ю. И. СЕРГИЕНКО, И. М. ЕФАНОВ, А. Н. ПИЛЯЕВ,
В. Н. ШЕВЧЕНКО

РАДИОВОЛНОВОЙ ЭЛЛИПСОМЕТР

Возможности «оптической» эллипсометрии — высокочувствительного и точного поляризационного оптического метода исследования различных систем путем анализа изменений состояния отраженного или прошедшего светового пучка — ограничены оптической прозрачностью исследуемых материалов. Высокая радиопрозрачность многих материалов стимулирует развитие радиоволновой эллипсометрии [1—3], которая существенно расширяет круг объектов исследований метода и открывает большие возможности применения его для исследования свойств веществ при разработке ряда бесконтактных, неразрушающих и невозмущающих средств контроля, позволяя изучать кинетику быстротекущих процессов, а также проводить измерения при различных физических условиях (температура, давление, агрессивные среды).

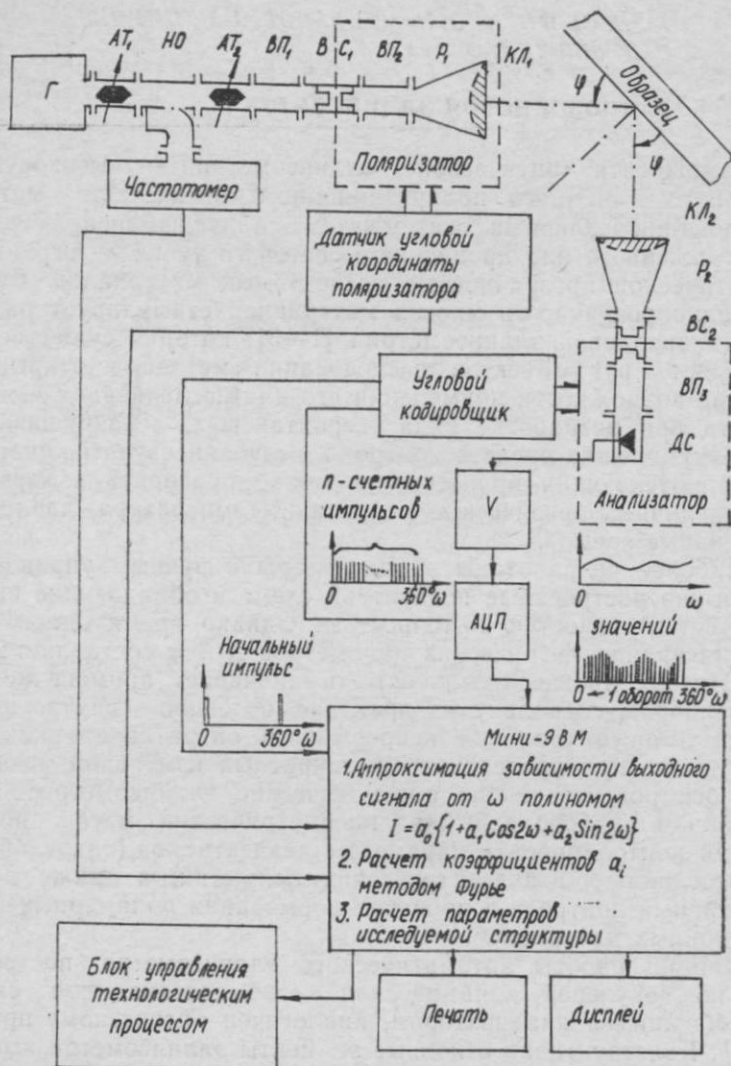
Наиболее разработаны эллипсометры с ручным управлением, обычно построенные по нулевой схеме и обладающие высокой чувствительностью и точностью. Однако время одного измерения эллипсометрических параметров Δ и ψ составляет 2—3 мин. Низкая производительность ограничивает применение таких приборов, поскольку на практике, особенно в случае необходимости осуществления непрерывного оперативного контроля, а также при проведении многократных измерений, необходимы быстросействующие автоматические эллипсометры.

Опишем радиоволновый эллипсометрический метод, позволяющий контролировать параметры диэлектриков (однослойных и многослойных) и диэлектрических покрытий, а также вести оперативный контроль в процессе формирования полимерных композиционных материалов.

Принцип работы автоматического эллипсометра, построенного по ненулевой динамической бескомпенсационной схеме с вращающимся анализатором, аналогичен оптическому прибору [4]. Конструктивно основные элементы эллипсометра выполнены следующим образом. Эллипсометр состоит из двух блоков: СВЧ-блока и блока обработки информации (рисунок). Блок СВЧ смонтирован на отдельной платформе и содержит два канала — передающий, включающий в себя поляризатор,

и приемный, выполняющий функцию анализатора. В качестве источника электромагнитного излучения используется генератор дифракционного излучения, длина волны $\lambda = 4$ мм.

Излучение от генератора Г проходит через развязывающие аттенюаторы АТ₁, АТ₂, направленный ответвитель НО, волно-



Блок-схема прибора

водный переход ВП₁ с прямоугольного на круглое сечение, вращающееся сочленение ВС₁ и через поляризатор (вращатель

плоскости поляризации), представляющий собой волноводный переход ВП₂ с круглого на прямоугольное сечение, пирамидальный рупор Р₁ с корректирующей фазовый фронт волны линзой КЛ₁ в раскрые, падает на образец под углом φ . Поляризатором (ВП₂, Р₁) устанавливается необходимый азимут линейно поляризованной волны, облучающей образец. Частота и значение азимута линейно поляризованной волны, фиксируемое датчиком угловой координаты поляризатора, вводятся в ЭВМ. Отраженная от исследуемого образца волна принимается коническим рупором Р₂ с корректирующей линзой КЛ₂ в раскрые и через вращающееся сочленение ВС₂ поступает на вращающийся анализатор [1], объединенный на рисунке штриховой линией и представляющий собой волноводный переход ВП₃ с круглого сечения на прямоугольное, и настраиваемую детекторную секцию ДС на отрезке прямоугольного волновода. Анализатор (ВП₃, ДС) вращается со скоростью $\omega = 36$ об/с вокруг направления прихода волны. Оптический угловой кодировщик подает на вход ЭВМ синхронизирующие импульсы, соответствующие началу каждого оборота вращающегося анализатора (начальные импульсы).

Кроме того, за каждый оборот анализатора угловой кодировщик формирует и подает на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) пакет из $n=256$ равноотстоящих во времени импульсов, которые отпирают АЦП для усиленного аналогового сигнала, снимаемого с детекторной секции ДС. С АЦП сигнал, преобразованный в цифровой, поступает на вход ЭВМ, где цифровые значения сигнала при заданных угловых положениях вращающегося анализатора, подвергаются Фурье-анализу. Для определения эллипсометрических параметров использована подгонка угловой зависимости выходного сигнала функциональным полиномом: $I = a_0 \{1 + a_1 \cos 2\omega + a_2 \sin 2\omega\}$, методом наименьших квадратов с последующим расчетом Δ и ψ по найденным коэффициентам a_i [4]. По эллипсометрическим параметрам Δ , ψ на основе решения обратной задачи для исследуемой модели определяются диэлектрические константы, геометрические параметры и т. д.

Азимут линейно поляризованной волны, облучающей образец (определяемый углом поворота поляризатора), и угол φ падения волны на образец определяются из предварительного анализа исследуемой модели. В зависимости от параметров образца используется несколько фиксированных положений поляризатора: 0, 45, 60°. Существенное преимущество описываемой схемы состоит в том, что поляризатор и анализатор являются составной частью приемно-передающих трактов эллипсометра и не требуют дополнительной юстировки при настройке, что существенно упрощает конструкцию. В целом же эллипсометр, как и все эллипсометры с вращающимся анализатором, предъявляет повышенные требования к юстировке образца. Время

одного измерения зависит от быстродействия используемых ЭВМ, числа n цифровых значений, на которые разбивается выходной аналоговый сигнал за период вращения анализатора, экономичности используемого вычислительного алгоритма и колеблется от единиц до нескольких десятков секунд.

В описываемом эллипсометре, так же как и во всех эллипсометрах с вращающимся анализатором, направление вращения эллипса (знак угла эллиптичности) не определяется. Для определения направления вращения векторов поля необходимо дополнительное устройство.

Прибор построен по схеме работы «на отражение», однако при необходимости он может быть переведен в режим работы «на прохождение». В этом случае нужно помимо конструктивных изменений, связанных с изменением расположения каналов поляризатора и анализатора, внести соответствующие изменения в вычислительный алгоритм.

Список литературы: 1. Горобец Н. Н. Простой автоматический поляриметр. Изв. вузов//Приборостроение. — 1966. — 9, № 5. — С. 23—25. 2. Горобец Н. Н., Сергиенко Ю. И. Поляриметр сантиметрового диапазона со стрелочной индикацией//Радиотехника. — 1970. — Вып. 14. — С. 135—137. 3. Конев В. А., Кулешов Е. М., Пунько Н. Н. Радиоволновая эллипсометрия.—Минск: Наука и техника, 1985. — 104 с. 4. Hauge P. S., Dill F. H. Design and operation of ETA and automated ellipsometer//IBM J. Res. Devel. — 1973. — 17, № 6.— P. 472.

Поступила в редколлегию 03.06.86

SUMMARY

Radiowave ellipsometric method of dielectrics and dielectrical coatings parameters control in automatical conditions has been developed in the article.

УДК 621.396.67

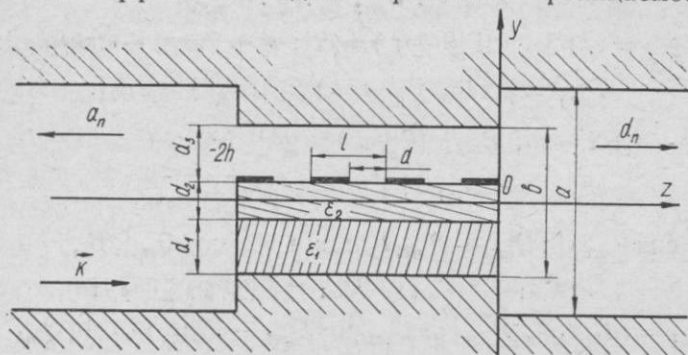
А. В. ВОДОЛАЖЕНКО, В. Б. КАЗАНСКИЙ, д-р физ.-мат. наук

О МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С КОМПЛАНАРНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Широко входящие в практику управляющие устройства СВЧ на основе полупроводниковых и сегнетоэлектрических материалов с контактными элементами [1] ставят актуальную задачу расчета электродинамических параметров сложной металлodieлектрической системы (рисунок) с минимальными допущениями. Неоднородности в виде металлических электродов, объемных камер, подложек и пленок с большими ϵ — источники трансформации волны в высшие типы — существенно влияют на амплитудные и фазовые свойства прибора. Поэтому характере

ристики управляемости, рассчитанные в рамках одномодовой модели (например, методом эквивалентных схем [1]), могут серьезно отличаться от их реальных значений. Непосредственное же решение в строгой постановке приводит к большим математическим и вычислительным трудностям.

Нами предлагается поэтапное решение подобных задач с введением эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef}



Металлодиэлектрическая система

для слоя диэлектрика с системой металлических электродов. Ее значение находится из решения двух задач распространения волн Е- и Н-поляризации в частично заполненном волноводе — прототипе с разделяющей его поперечное сечение вдоль оси z периодической ленточной решеткой с периодом l . Полученные при решении этой задачи методом Римана-Гильберта [2] трансцендентные уравнения с учетом высших нераспространяющихся типов волн определяют постоянную распространения γ_p в широком частотном диапазоне (см. [3]). Сопоставление γ_p с γ_m для частично заполненного волновода без решетки [4] позволяет определить ϵ_{ef} слоя диэлектрика с решеткой.

На следующем этапе методом перерасположений решается задача дифракции волноводных волн на кусочно-однородной диэлектрической диафрагме, длина которой совпадает с размером управляющего элемента (рисунок), а значение диэлектрической проницаемости соответствующего слоя выбирается равным ϵ_{ef} . Перерасположение проводится по собственным функциям частично заполненного волновода. Получаемая при этом система линейных алгебраических уравнений II рода относительно коэффициентов прохождения d_n (отражения a_n) имеет вид

$$\begin{Bmatrix} X_n \\ Y_n \end{Bmatrix} - \sum_{s=-\infty}^{\infty} i \begin{Bmatrix} X_s \\ Y_s \end{Bmatrix} \rho_s = -2 \sqrt{1 - \rho_0} \sum_{m=0}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_{nms} \\ B_{nms} \end{Bmatrix},$$

где

$$X_n = a_n + d_n + \delta_n; \quad Y_n = a_n - d_n + \delta_n^0; \quad k = 2\pi/\lambda;$$

$$\rho_n = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 - (\pi/a)^2 - (2m/b)^2}; \quad \kappa = a/\lambda; \quad \theta = d/a;$$

$$\{A_{nms}\} = \frac{4\pi\epsilon_0}{N_m^2 \gamma_m a} F_{nm}^- F_{sm}^+ \left\{ \frac{\text{cth}(\gamma_m h)}{\text{th}(\gamma_m h)} \right\};$$

$$F_{sm}^\pm = id_1/d \exp(\mp it_s d/2) (R_{ms1}^\mp T_{ms1}^\mp - R_{ms1}^\pm T_{ms1}^\pm) + d_2/d \exp(\mp it_s \Delta) \times \\ \times [(A_m + iB_m) T_{ms2}^\mp + (A_m - iB_m) T_{ms2}^\pm] + B_{m3} id_3/d \exp(\pm it_s d/2) \times \\ \times (R_{ms3}^\mp T_{ms3}^\mp - R_{ms3}^\pm T_{ms3}^\pm);$$

$$R_{msj}^\pm = \exp[\pm i(\Gamma_m^{(j)} \pm t_s) d_j/2]; t_s + 2\pi s/a + 2\pi k/(b\rho_n);$$

$$T_{msj}^\pm = \sin[d_j(\Gamma_m^{(j)} \pm t_s)/2]/[(\Gamma_m^{(j)} \pm t_s) d_j];$$

$$\Delta = (d - d_2)/2 - d_1; P_{mj} = (\Gamma_m^{(j)} d_j)/(\Gamma_m^{(j+1)} d_{j+1}); Q_{mj} = \Gamma_m^{(j)} d_j; V_{mj} = \\ = Q_{mj}/2; \Gamma_m^{(j)} = \sqrt{k^2 \epsilon_j + \gamma_m^2};$$

$$A_m = \cos V_{m2} \sin Q_{m1} + P_{m1} d_2/d_1 \sin V_{m2} \cos Q_{m1}; B_m = d_2/d_1 \times \\ \times P_{m1} \cos V_{m2} \cos Q_{m1} - \sin V_{m2} \sin Q_{m1};$$

$$B_{m3} = (d_3/d_1 P_{m1} P_{m2} \cos Q_{m1} \cos Q_{m2} - d_3/d_2 P_{m2} \sin Q_{m1} \times \\ \times \sin Q_{m2})/\cos Q_{m3}; N_m^2 = d_1/d [1 + \sin(2Q_{m1})/(2Q_{m1})] + A_m \times \\ \times d_2/d (1 + \sin Q_{m2}/Q_{m2}) + B_m d_3/d (1 - \sin Q_{m2}/Q_{m2}) + B_{m3} \times \\ \times d_3/d [1 - \sin(2Q_{m3})/(2Q_{m3})].$$

Изложенный метод, основанный на хорошо апробированных алгоритмах решения соответствующих задач дифракции и распространения волн, позволяет с достаточной для приложений точностью анализировать и рассчитывать электродинамические характеристики сложных металлodieлектрических систем управления.

Список литературы: 1. Бова Н. Т., Стукало П. А., Храмов В. А. Управляющие устройства СВЧ. — К.: Техника, 1973. — 164 с. 2. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1971. — 400 с. 3. Водолаженко А. В. Дисперсионные уравнения для прямоугольных волноводов с многослойным металлodieлектрическим заполнением. — См. статью в настоящем сборнике. 4. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 216 с.

Поступила в редколлегию 25.01.86

SUMMARY

Method proposed is for solving problems of diffraction by metallodielectric operating structures on the basis of determination of effective permittivity for operating volume with adjoining electrodes, that allows to simplify computations and computer algorithms.

А. В. ВОДОЛАЖЕНКО

ДИСПЕРСИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ С МНОГОСЛОЙНЫМ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

В работе [1, 2] исследуются дисперсионные характеристики прямоугольных волноводов с ленточной решеткой, ламели которой перпендикулярны к образующим волновода (случай Е- и Н-поляризации).

Рассмотрим подобную структуру, но для случая, когда решетка находится на двухслойной диэлектрической подложке, вплотную прилегающей к стенке волновода. Период решетки — l , ширина зазора между ламелями — d . Диэлектрические проницаемости слоев равны (считая от стенки волновода) ϵ_0 и ϵ_1 , а их толщины соответствуют $(b-h)$ и h . Поперечные размеры волновода в направлении вдоль ламелей — t , перпендикулярно к ним — $(a+b)$. Решетка лежит в плоскости yOz . Диэлектрики предполагаются без потерь, а волновод и решетка — идеально проводящие.

Запишем y — компоненты полей $E_y(H_y)$, соответствующие случаям Е- и Н-поляризаций в виде Фурье-разложений по собственным функциям соответствующих частичных областей. Дополняя их выражениями для $H_z(E_z)$ и удовлетворяя граничным условиям, определяем формулы связи Фурье-амплитуд полей в диэлектрике с аналогичными величинами в незаполненной части волновода (a_n). Подставляя полученные выражения в исходные записи полей, приходим к системам функциональных уравнений (случай Е-поляризации)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \exp(in\varphi) = 0; \quad d/2 \leq |z - nl| \leq l/2; \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n X_n / (n + p) = 0; \quad d/2 < |z - nl| < l/2;$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n \exp(in\varphi) |n|/n = -2 \sum_{n=-1}^q X_n \exp(in\varphi) + \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \gamma_n^E X_n \exp(in\varphi) |n + p|/(n + p); \quad |z - nl| < d/2,$$

где обозначено $p = q + \mu = \gamma l / (2\pi)$; $q = [p]$;

$\varphi = 2\pi z/l$; $X_n = a_n(n + p) \cdot \sin(\alpha a)$; $\alpha = l/\lambda$;

$$\alpha = \sqrt{k^2 - (2\pi n/l + \gamma)^2}; \quad \alpha_j = \sqrt{k^2 \varepsilon_j - (2\pi n/l + \gamma)^2}, \quad j = 1, 2;$$

$$\begin{aligned} v_n^E = 1 - i\sqrt{1 - x^2/(n+p)^2} f_n^E/2; \quad f_n^E = \operatorname{ctg}(\alpha a) - \{\alpha_0/\alpha \times \\ \times \cos[\alpha_0(b-h)] \cos(\alpha_1 h) - \alpha_1/\alpha \cdot \sin[\alpha_0(b-h)] \times \\ \times \sin(\alpha_1 h)\} / \{\sin[\alpha_0(b-h)] \cos(\alpha_1 h) + \alpha_0/\alpha_1 \cos[\alpha_0(b-h)] \sin(\alpha_1 h)\}; \\ k = 2\pi/\lambda; \quad v_n^E - \text{параметр малости}; \quad \gamma - \text{продольная постоянная} \\ \text{распространения для нулевой гармоники.} \end{aligned}$$

Данные системы — стандартные для метода Римана-Гильберта [1]. Применяя последний к ним и учитывая, что $p \ll 1$ (так как будем рассматривать лишь приближение $x \ll 1$), приходим к системе однородных уравнений для X_n , пропорциональных амплитудам пространственных гармоник. Из равенства нулю ее определителя получаем дисперсионное уравнение относительно γ . В частности, с учетом $O =$ и (± 1) -й гармоник оно может быть представлено в виде

$$\|\delta_n^m - |n+p|/(n+p) v_n^E W_{m0}^n\| = 0; \quad n, m = -1, 0, 1. \quad (1)$$

Выражения для W_{m0}^n через функции Лежандра $P_n(u)$ приведены в [1]. Для их вычисления прибегаем к новой переменной $x = x\gamma/k$.

Применение той же методики для Н-поляризованных волн приводит к дисперсионному уравнению, идентичному (1), с такими же обозначениями, за исключением замены x на x и введения иного параметра малости:

$$\begin{aligned} v_n^H = 1 - (1 + \varepsilon_1) \sqrt{1 - [x_1/(n+x)]^2} / (\operatorname{cth}(2\pi a R/l) + \varepsilon_1 R/R_1 \times \\ \times \{\varepsilon_0 R_1 + \varepsilon_1 R_0 \operatorname{th}(2\pi h R_1/l) \operatorname{th}[2\pi(b-h)R_0/l]\} / \{\varepsilon_0 R_1 \operatorname{th}(2\pi h R_1/l) + \\ + \varepsilon_1 R_0 \operatorname{th}[2\pi(b-h)R_0/l]\}, \end{aligned}$$

$$\text{где } R = \sqrt{(n+x)^2 - x_1^2}; \quad R_j = \sqrt{(n+x)^2 - \varepsilon_j x_1^2}, \quad j = 0; 1;$$

$$x_1 = \sqrt{x^2 - [l/(2t)]^2}; \quad \bar{x} = x_1 \gamma/k.$$

Полученные дисперсионные уравнения определяют в одно-волновом приближении продольные постоянные распространения Е- и Н-поляризованных волн в волноводе со сложным металлодиэлектрическим заполнением. Эти выражения — основа для дальнейших расчетов на ЭВМ и последующего нахождения значений эквивалентной диэлектрической проницаемости слоистого управляющего элемента с металлическими электродами.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Х.: Вища шк. Изд.-во при Харьк. ун-те, 1971. — 400 с. 2. Белоусова Л. И. Критические частоты и амплитудный спектр собственных волн прямоугольного волновода с продольной ленточной решеткой // Радиотехника. — 1968. — Вып. 7. — С. 52—58.

Поступила в редколлегию 25.01.86

SUMMARY

With Riemann-Hilbert technique dispersion equations for rectangular waveguide with tape grating upon two-layer dielectric are determined for cases of E - and H -polarizations of propagating wave. Solution is obtained for one-wave approximation with due regard for 0- and ± 1 -st diffraction modes.

УДК 621.396.677

Ю. М. ПЕНКИН, В. А. СЕМЕНИХИН,

Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЩЕЛИ В ВОЛНОВОДЕ И КРЕПЕЖНЫХ СТОЕК ВИБРАТОРА НАД ПЛОСКОСТЬЮ

При расчетах и конструировании вибраторно-щелевых решеток принципиальными являются исследования электромагнитного взаимодействия их элементов: щелей, вибраторов и их опорных стоек.

Вопросы взаимной связи щелей и вибраторов в разных аспектах рассмотрены в ряде работ советских и зарубежных авторов [1—3]. В [1] приведены интегрального вида формулы и некоторые результаты расчета коэффициентов связи взаимно ортогональных синусоидальных магнитного и электрического токов.

Работа [2] посвящена изучению направленных свойств модифицированного излучателя в виде щели с заданным на ней напряжением и двух пассивных вертикальных вибраторов. В [3] исследована взаимная связь между такими модифицированными излучателями. Данные по обратному воздействию двух вертикальных пассивных вибраторов на энергетические параметры щели в литературе отсутствуют.

Рассмотрим узкую продольную щель в прямоугольном волноводе, излучающую в ограниченное идеальной плоскостью полупространство, и расположенные над этой плоскостью два тонких вертикальных пассивных вибратора, имеющих с ней электрический контакт и выполняющих в решетках функцию опорных стоек (рис. 1). Бесконечный прямоугольный волновод возбуждается волной типа H_{10} , распространяющейся вдоль оси z . Найдем коэффициенты отражения от щели Γ_1 и прохождения Γ_{12} с учетом рассеяния ее поля излучения вибраторами.

Задачу решаем в приближении, когда распределение поля вдоль щели описывается половиной, а вдоль вибраторов — четвертью периода синусоиды. Такие функции распределения оказываются оправданными, когда длина щели L соизмерима с половиной длины волны λ , а высоты вибраторов не превосходят $\lambda/2$. Вариациями магнитного тока поперек щели и электрическо-

Матричные коэффициенты R_{11} , R_{22} можно определить как собственные, R_{12} , R_{21} — как взаимные сопротивления вибраторов. Они находятся путем численного интегрирования в приближении «линеаризованного» ядра, используемого в решении задач для тонкопроволочных антенн. Из-за громоздкости выражения для R_{11} , R_{22} , R_{12} , R_{21} здесь не приводятся. Отметим, что их удвоенные значения могут быть оценены из графиков, представленных в [6]. В случае идентичных вибраторов $R_{11}=R_{22}$, $R_{12}=R_{21}$.

Безразмерные коэффициенты взаимной связи щели и вибратора $R_H^{(2)}$, $Y_H^{(2)}$ подобны исследованным в [1, с. 286]. В отличие от [1], при определении $R_H^{(2)}$, $Y_H^{(2)}$ интегрированием поперек щели мы не пренебрегали.

Коэффициенты V_1^p , V_2^p , V_1^b , V_2^b , полученные из решения системы (1), использованы для нахождения энергетических параметров щели в волноводе. Коэффициенты отражения Γ_1 и прохождения Γ_{12} определяются с помощью амплитуд волн основного типа, возбужденных щелью в стороны $z \leq 0$ и $z \geq L$. Эти амплитуды легко определяются из решения, полученного для поля в области щели при $z=0$ и $z=L$.

Расчеты проведены для случая продольной узкой щели длиной $L=16$ и шириной $d=1,5$ мм, прорезанной в широкой стенке прямоугольного волновода стандартного сечения 23×10 мм на расстоянии $x_0=2,5$ мм от края волновода, и двух вертикальных пассивных вибраторов радиуса $\rho=0,17$ мм. Исследованы энергетические параметры щели в зависимости от геометрии системы.

На рис. 2 сплошными линиями приведены зависимости $|\Gamma_1|^2/|\Gamma_0|^2$ (Γ_0 — коэффициент отражения от щели в отсутствии вибраторов) от расстояния Δ между вибраторами, расположенными симметрично относительно центра щели $z_0=L/2$ на линии, параллельной оси щели и смещенной относительно нее на расстояние $D=8,75$ мм. Для сравнения штрихованными линиями нанесены зависимости $|\Gamma_1|^2/|\Gamma_0|^2$ от положения на той же линии одиночного вибратора. На оси абсцисс отложено расстояние $\Delta/2$, отсчитываемое от линии, проходящей через центр щели ортогонально ее оси.

Из анализа представленных зависимостей следует, что два вертикальных вибратора одинаковой высоты при малых расстояниях Δ оказывают приблизительно такое же влияние на щель, как и одиночный вибратор. С увеличением расстояния между ними их влияние существенно больше. Для $h=\lambda/2$ (кривые 3) и $h=3\lambda/8$ (кривые 2) это характерно для любых Δ . Для $h=\lambda/4$ (кривые 1) существует интервал $0 < \Delta/2 < 7$ мм, на котором два вертикальных вибратора оказывают на щель меньшее влияние, чем одиночный вибратор. Отметим, что при $\Delta \geq \lambda$ взаимодействием вибраторов и щели при данном D можно пренебречь.

Зависимости $|\Gamma_1|^2/|\Gamma_0|^2$ от расстояния между щелью и линией, на которой расположены вибраторы, носят осциллирующий с затуханием характер. Например, при высоте вибраторов $\lambda/2$ и $\Delta=0,2\lambda$ абсолютные значения первых экстремумов достигают уровней 1,67; 0,83; 1,12 при $D \approx 0,25; 0,56; 0,84$. Кривые, соответствующие разным высотам пар вибраторов и различным Δ , сдвинуты относительно друг друга. Максимальная амплитуда осцилляций соответствует $\Delta=0,6\lambda$ и резонансной высоте вибраторов $h=\lambda/4$. Отметим, что при малых расстояниях D наблюдается тенденция к уменьшению отраженной и излученной щелью мощности. При расстоянии $D \geq 2\lambda$ изменение $|\Gamma_1|^2/|\Gamma_0|^2$ не превышает 5 %.

Приведенные результаты подтверждают необходимость учета эффектов взаимной связи щелей и вибраторов в совмещенных вибраторно-щелевых решетках.

Список литературы: 1. *Антенны и устройства СВЧ*. /Под ред. Д. И. Воскресенского.—М.: Сов. радио, 1972.—318 с. 2. *Papiers A. B., Sanzgiri S. M. and Laxpati S. R.* Analysis of antenna structure with equal E and H plane patterns//Proc. IEE, Jan. — 1977. — 124. — P. 25—30. 3. *Elliott R. S.* On the mutual admittance between Clavin elements//IEE Trans. Antennas Propagat., Nov. — 1980. — vol. AP — 28. — P. 864—870. 4. *Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А.* Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях//Вестн. ХГУ. Радиофизика и электроника. — 1976. — Вып. 5, № 138. — С. 44—49. 5. *Яцук Л. П., Катрич В. А.* Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели//Вестн. ХГУ. Радиофизика и электроника.—1975.— Вып. 4, № 130. — С. 52—56. 6. *Айзенберг Г. З.* Антенны ультракоротких волн. — М.: Связьиздат, 1957. — 699 с.

Поступила в редколлегию 18.01.86

SUMMARY

The problem of electromagnetic coupling of longitudinal slot in broad face of finite thickness of the rectangular waveguide and two vertical parasitic monopoles, located over the infinite ideally conducting plane, coinciding with the plane of the slot, is solved by the balyorkin's method. Trigonometric approximations of magnetic current along the slot and electric one along monopoles are used.

Analysis of the results of calculation of energetic parameters of the slot confirms necessity of account of interaction of the slots and the dipoles stands over the plane while creating composite dipole-slot antennas.

УДК 621.372.413

В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук,
Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук,
А. Г. ЮЩЕНКО, И. А. ЗАЙЧЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Связанные волноводно-диэлектрические резонаторы (ВДР) широко применяются для реализации СВЧ-фильтров с высокой

крутизной амплитудно-частотной характеристики. Исследованию таких систем при полном заполнении диэлектриком поперечного сечения волновода посвящен ряд работ, например [1]. Частичное заполнение поперечного сечения волновода диэлектриком позволяет реализовать два типа связи ВДР: при осесимметричном расположении отдельных резонаторов (рисунок, позиция 1) и центрально-симметричном (рисунок, позиция 2). Проведем сравнительный анализ поведения частот связи каждой из систем.

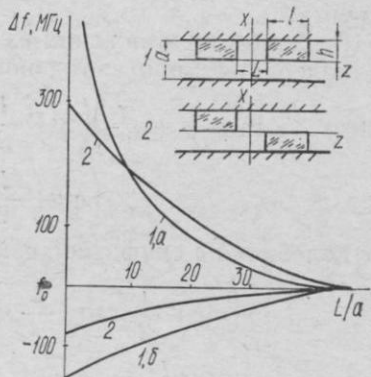
Для осесимметричного случая с помощью метода частных областей задача о собственных колебаниях сводится к сведенной бесконечной системе линейных однородных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд поля C_k и F_k в пустых частях волновода:

$$\sum_{k=1,2,3,\dots}^{\infty} P_{kn} \left[C_k \left(\cos \Gamma_n \frac{l}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{\operatorname{ch} \gamma_k \frac{L}{2}}{\operatorname{sh} \gamma_k \frac{L}{2}} \right] + \frac{\gamma_k}{\Gamma_n} \sin \Gamma_n \frac{l}{2} \times$$

$$\left[\frac{\operatorname{sh} \gamma_k \frac{L}{2}}{\operatorname{ch} \gamma_k \frac{L}{2}} \right] - F_k \left(\cos \Gamma_n \frac{l}{2} + \frac{\gamma_k}{\Gamma_n} \sin \Gamma_n \frac{l}{2} \right) \Bigg] = 0; \quad (1)$$

$$\sum_{k=1,2,3,\dots}^{\infty} P_{kn} \left[C_k \left(\sin \Gamma_n \frac{l}{2} \right) \left[\frac{\operatorname{ch} \gamma_k \frac{L}{2}}{\operatorname{sh} \gamma_k \frac{L}{2}} \right] - \frac{\gamma_k}{\Gamma_n} \cos \Gamma_n \frac{l}{2} \left[\frac{\operatorname{sh} \gamma_k \frac{L}{2}}{\operatorname{ch} \gamma_k \frac{L}{2}} \right] \right] + \\ + F_k \left(\sin \Gamma_n \frac{l}{2} - \frac{\gamma_k}{\Gamma_n} \cos \Gamma_n \frac{l}{2} \right) \Bigg] = 0, \quad (\text{H-колебания})$$

$$\text{где } P_{nk} = \frac{\int_{-a/2}^{a/2} \sin \frac{k\pi}{2a} (a-x) \Psi_n(x) dx}{\int_{-a/2}^{a/2} \Psi_n^2(x) dx},$$



Зависимость частот связи от нормированного расстояния между резонаторами

$\Psi_n(x)$ — собственные функции частично-заполненного волновода; Γ_n, γ_k — постоянные распространения и затухания заполненного и пустого волновода соответственно; $\text{ch } \gamma_k \frac{L}{2}$

$\text{sh } \gamma_k \frac{L}{2}$ при коэффициентах C_k отвечают синфазной и противофазной связи соответственно.

Равенство нулю определителя системы (1), составленного из коэффициентов при неизвестных C_k и F_k , устанавливает резонансные частоты связанных колебаний рассматриваемой структуры.

В данном приближении из (1) получим:

колебания с противофазной связью

$$\left(\text{ctg } \Gamma \frac{l}{2} \text{th } \gamma \frac{L}{2} + \frac{\gamma}{\Gamma} \right) \left(\text{tg } \Gamma \frac{l}{2} - \frac{\gamma}{\Gamma} \right) + \left(\text{tg } \Gamma \frac{l}{2} \text{th } \gamma \frac{L}{2} - \frac{\gamma}{\Gamma} \right) \times \\ \times \left(\text{ctg } \Gamma \frac{l}{2} + \frac{\gamma}{\Gamma} \right) = 0, \quad (2)$$

колебания с синфазной связью

$$\left(\text{ctg } \Gamma \frac{l}{2} \text{cth } \gamma \frac{L}{2} + \frac{\gamma}{\Gamma} \right) \left(\text{tg } \Gamma \frac{l}{2} - \frac{\gamma}{\Gamma} \right) + \\ + \left(\text{tg } \Gamma \frac{l}{2} \text{cth } \gamma \frac{L}{2} - \frac{\gamma}{\Gamma} \right) \left(\text{ctg } \Gamma \frac{l}{2} + \frac{\gamma}{\Gamma} \right) = 0, \quad (3)$$

что совпадает с известными выражениями для частот связи собственных колебаний системы из двух резонаторов с полным заполнением диэлектриком поперечного сечения волновода [1].

В предельных случаях системы (при $L=0$ и $L \rightarrow \infty$), как легко видеть из (2), (3), получаются известные условия для определения частот четных и нечетных типов колебаний в одиночном резонаторе [2].

При центрально-симметричном включении резонаторов (рисунок, позиция 2) поведение частот связи системы существенно отличается от случая осесимметричного включения вследствие различного распределения поля в области связи.

На рисунке представлены зависимости перестройки резонансной частоты для двух вкладывшей с параметрами: $\epsilon=11,6$, $l/a=0,9$; $h/a=0,5$ от нормированного расстояния L/a . Кривая 1а (позиция 1) соответствует противофазному типу колебаний 1б — синфазному при осесимметричном включении ВДР; 2 — при центрально-симметричном. Сравнение этих экспериментальных кривых показывает, что наибольшие отличия резонансных частот как четных, так и нечетных колебаний наблюдаются когда $L=0$. Это связано с тем, что данный предельный случай соответствует ВДР с углублениями [3], четные и нечетные типы колебаний не разделяются. При больших L ($\gamma L \gg 1$) эти

отличие исчезает, так как отдельные резонаторы слабо связаны друг с другом, их частоты связи совпадают с частотами четных и нечетных колебаний одиночного резонатора. В области малых значений L ($L/a \leq 3,5$) одна и та же величина связи достигается при меньших ее промежутках для центрально-симметричного включения в сравнении с осесимметричным, что позволяет сократить габариты многорезонаторных фильтров на основе ВДР.

Полученные данные позволяют сокращать габариты СВЧ-фильтров и дополнительно регулировать величину связи.

Список литературы: 1. Груцьяк В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А. Расчет частот N -связанных волноводно-диэлектрических резонаторов//Радиотехника и электроника. — 1979. — 24, № 10. — С. 1978—1981. 2. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе//Изв. вузов. Радиофизика. — 1978. — 21, № 4. — С. 558—565. 3. Груцьяк В. И., Коробкин В. А. Рассеяние электромагнитной волны на диэлектрической пластине с углублениями, помещенной в прямоугольный волновод//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1979. — Вып. 8, № 180. — С. 56—59.

Поступила в редколлегию 14.01.86

SUMMARY

The peculiarities of the coupling realization of two waveguide — dielectric resonators (WDRs) with the axially — symmetric loading have been analysed. It has been shown that for the axially — symmetric arrangement of the WDRs the type of the system natural oscillation coupling does not boil down to a cophasal or antiphased type. The limit transitions of the structure to well — known cases have been studied. The possibility of additionally controlling the WDRs coupling strength due to shifting them in the cross — section plane, i. e. without changing the coupling distance, has been noted.

УДК 621.385.6

В. И. ХОЛОДОВ, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МНОГОЧАСТОТНОГО РЕЖИМА В ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЛБВ

Исследованию нелинейного взаимодействия электронного пучка с медленной электромагнитной волной в различных приближениях посвящен ряд работ. Однако аналитическое решение, описывающее нелинейное взаимодействие электронных пучков с медленными электромагнитными волнами, имеет большие трудности. Поэтому основными для решения нелинейных уравнений теории ЛБВ стали численные методы с использованием ЭВМ.

Подход к аналитическому рассмотрению задач о нелинейном взаимодействии электронного пучка с волной в самосогласован-

ной постановке с учетом действия сил объемного заряда был описан ранее [1—3].

В работе [4] получено асимптотическое решение нелинейных уравнений в самосогласованной постановке с учетом действия сил объемного заряда, позволяющее исследовать физические процессы, которые происходят при нелинейном взаимодей-

ствии электронных пучков с медленными электромагнитными волнами в физической модели ЛБВ. Эти решения позволяют исследовать поведение всех волн, возбуждающихся в такой системе, а также учесть наличие отражений в системе и его влияние на поведение и взаимодействие волн.

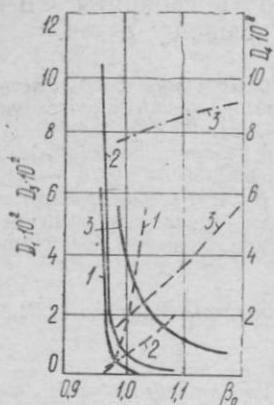
Нами получены также выражения, связывающие амплитуды первой и второй гармоник всех четырех волн: $a_{2i} = D_i a_{1i}$ ($i = 1, 2, 3, 4$).

Коэффициент D_i является важным параметром, характеризующим связь первых и вторых гармоник, и позволяет судить о существовании в такой системе одночастотного или многочастотного режима. Он определяет скорость нарастания амплитуды второй гармоники. Волноводная модель ЛБВ не обладает частотной избирательностью, поэтому если нарастает амплитуда второй гармоники, то нарастают амплитуды и всех остальных гармоник, т. е. в этом случае сам

сигнал распадается на гармоники и происходит перераспределение энергии между всеми гармониками.

Коэффициенты D_1, D_2 (рисунок) связывают амплитуды гармоник нарастающей и убывающей волн, D_3 — амплитуды гармоник пассивной волны (имеющей направление фазовой скорости, совпадающей с направлением движения электронов пучка), D_4 — амплитуды гармоник «обратной» волны. Как видно из рисунка, коэффициенты D_1, D_3 — одного порядка, а D_4 — очень малая величина. Это свидетельствует о том, что гармоники «обратной» волны слабо взаимодействуют с основной нарастающей волной и имеют малую величину.

Исследование поведения коэффициентов D_i проводилось в зависимости от изменения трех безразмерных величин: ω_0 — параметр, характеризующий плотность частиц пучка; β_0 — продольное волновое число; κ_c — сопротивление связи волновой модели ЛБВ. Необходимо отметить, что увеличение β_0 при постоянном значении сопротивления связи κ_c соответствует уве-



Графики поведения коэффициентов $D_1 = D_2$ (—), D_3 (---), D_4 (— · — · —): 1 — $\omega_0^2 = 0,0001$; 2 — $\omega_0^2 = 0,001$; 3 — $\omega_0^2 = 0,01$; $\kappa_c = 0,1$

личению невозмущенной скорости пучка v_0 . Границы области изменения параметра β_0 выбирались из условия наличия ненулевого инкремента γ , определяемого линейной теорией.

Как видно из представленных графиков, максимальное значение коэффициента D_1 находится в области значений параметра β_0 , лежащих вблизи левой границы β'_0 значений β_0 , где инкремент нарастания γ отличен от нуля. С ростом значений β_0 коэффициент D_1 убывает и принимает наименьшую величину вблизи значений $\beta_0 = \beta''_0$. С ростом плотности пучка ω_0 и сопротивления связи κ_c значение коэффициента D_1 увеличивается.

Коэффициент D_3 , связывающий первую и вторую гармоники пассивной волны, ведет себя противоположным образом: имеет максимальное значение вблизи границы β'_0 значений β_0 , а минимальное — вблизи β''_0 . Коэффициент D_4 , связывающий амплитуды двух гармоник «обратной» волны, слабо изменяется с ростом значений β_0 .

Такой характер изменения коэффициентов D_i объясняет характер поведения основной нарастающей волны. Вблизи границы β'_0 амплитуда основной волны малая, из-за перераспределения энергии между гармониками этой волны. С ростом β_0 увеличивается невозмущенная скорость пучка v_0 и за счет улучшения условий синхронизма растет амплитуда основной нарастающей волны (амплитуды всех гармоник малы). При дальнейшем увеличении β_0 ухудшается условие синхронизма и увеличиваются амплитуды гармоник пассивной волны, имеющей фазовую скорость, которая совпадает с направлением движения электронного пучка.

Следовательно, затухание колебаний связано с тем, что энергия сигнала распределяется по гармоникам и амплитуда первой гармоники становится сравнимой с амплитудами остальных гармоник, и в конечном счете обращается в нуль в точке, где инкремент нарастания γ линейной теории равняется нулю.

Список литературы: 1. Половин В. Р. К нелинейной теории продольных колебаний плазмы. — Журн. эксперим. и теор. физики. — 1956. — 31, № 2. — С. 354—355. 2. Репалов Н. С., Хижняк Н. А. К нелинейной теории продольных волн в плазме. — Журн. техн. физики. — 1967. — 37, № 3. — С. 471—480. 3. Щербинин Г. П., Хижняк Н. А. Нелинейная теория взаимодействия электронного потока с медленными электромагнитными волнами. — Вопр. атомной науки и техники. Сер. Физика высоких энергий и атом. ядра. — 1973. — Вып. 3(5). — С. 82—90. 4. Холодов В. И., Хижняк Н. А. Учет влияния пассивных мод колебаний на усиление волн в физической модели ЛБВ. Деп. в УкрНИИТИ, № 149 Ук-84Д, 1984. — 23 с.

Поступила в редколлегию 10.02.86

SUMMARY

Different behaviour of signal amplification using TWT model is studied. It is shown that at the velocity of unperturbed beam which is less than the phase velocity of slow electromagnetic wave, the energy redistribution in accordance with the first harmonic of increasing wave is of the greatest importance for decreasing the signal amplitude. At the velocities of unperturbed beam greater than the phase velocity of slow electromagnetic wave, the harmonics, of passive wave of energy redistribution is of great importance.

УДК 537.525.7

*П. М. БЕРНИК, В. М. СОРОКИНА,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЧ РАЗРЯДА В СМЕСИ НЕОНА С АЗОТОМ

Широкое применение ультрафиолетового (УФ) излучения для лечения и профилактики различных заболеваний, люминесцентного анализа, решения различных технологических задач и т. д. [1—2] предполагает применение источников излучения различной интенсивности и различного спектрального состава. Хорошо известные ртутно-кварцевые лампы, интенсивно излучающие в УФ диапазоне спектра, не всегда удовлетворяют требованиям, предъявляемым практикой. В частности, ртутные лампы малой и средней мощности дают интенсивное коротковолновое УФ излучение с длиной волны 254 нм, которое оказывает вредное воздействие на организм человека.

Известны способы снижения интенсивности коротковолнового УФ излучения ртутных ламп путем покрытия кварцевой колбы лампы слоем двуокиси титана, хорошо поглощающего излучение на длине волны 254 нм, или нанесение люминофора, преобразующего это излучение в излучение с длинами волн 320—380 нм [3—4]. Однако более естественным и простым способом борьбы с коротковолновым излучением ртутных ламп является, на наш взгляд, отказ от использования ртути в наполнении источников УФ излучения.

Целью настоящей работы является исследование характеристик УФ излучения смеси неона с азотом, который имеет развитой молекулярный спектр, простирающийся в область длин волн 400—280 нм [5]. При этом для возбуждения излучения нами использован безэлектродный ВЧ разряд, который по сравнению с разрядом постоянного тока обладает тем преимуществом, что в нем должны отсутствовать все нежелательные эффекты, связанные с процессом катодного распыления в лампах с внутренними электродами [4].

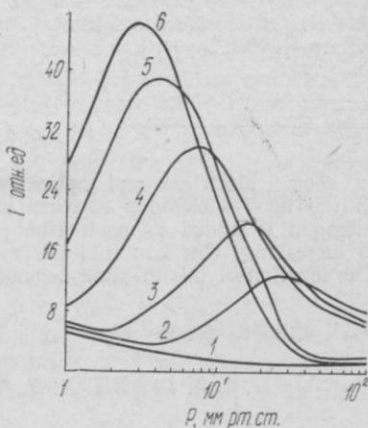
Разряд возбуждался в кварцевой трубке диаметром 8 мм путем подачи ВЧ напряжения частотой 8,5 мГц на внешние кольцевые электроды, расстояние между которыми составляло 80 мм. Исследования проведены в диапазоне давлений газа 1—100 мм рт. ст. при разрядных токах до 30 мА и концентрациях примеси азота 0—5 %.

На рисунке приведены зависимости интегральной интенсивности УФ излучения ВЧ разряда от давления, снятые при разрядном токе 20 мА и фиксированных значениях концентрации примеси азота 0; 0,05; 0,1; 0,5; 2,5; 5 % (кривые 1—6 соответственно). Интегральная интенсивность излучения разряда измерялась с помощью фотоумножителя ФЭУ-39А и светофильтра УФС-2 с полосой пропускания 300—400 нм.

Как видно из рисунка, добавление к неону азота при низких давлениях смеси существенно увеличивает интенсивность УФ излучения разряда. При этом в зависимости I от p наблюдается максимум, положение которого зависит от концентрации азота. С ростом концентрации азота в смеси максимум интенсивности УФ излучения смещается в сторону низких давлений. При высоких значениях общего давления смеси неона с азотом зависимость интенсивности УФ излучения от концентрации примеси азота немонотонна: интенсивность УФ излучения с ростом концентрации азота вначале возрастает, а затем начинает уменьшаться.

Спектр излучения разряда, полученный с помощью спектрографа ИСП-28, в ультрафиолетовой области содержит в основном молекулярные полосы азота, относительно равномерно заполняющие диапазон длин волн 290—400 нм. Вид спектра и распределение интенсивности излучения по спектру совпадает с приведенными в работе [5]. Сравнение исследованного разряда с разрядом в парах ртути показало, что в спектральном интервале 300—400 нм интенсивность излучения разряда в неоне с примесью 5 % азота примерно такая же, как тлеющего разряда в парах ртути при том же разрядном токе.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод, что ВЧ разряд в смеси неона с азотом может быть использован в качестве источника УФ излучения. При этом по



Зависимость интенсивности УФ излучения от давления

сравнению с разрядом в парах ртути разряд в смеси с азотом обладает тем преимуществом, что в нем практически отсутствует излучение с длинами волн короче 280 нм.

Список литературы: 1. *Биологическое действие ультрафиолетового излучения* (Под ред. Г. М. Франка. — М.: Наука, 1975. — 280 с. 2. *Мейер А., Зейтц Э.* Ультрафиолетовое излучение. — М.: Изд-во иностр. лит., 1952. — 574 с. 3. *Рохлин Г. Н.* Газоразрядные источники света. — М.—Л.: Энергия, 1960. — 560 с. 4. *Вассерман А. Л., Жильцов В. И., Шукин Л. И.* Новые ультрафиолетовые лампы и облучатели медицинского и сельскохозяйственного назначения//Светотехника. — 1985. — № 2. — С. 16—18. 5. *Пирс Р., Гейдон А.* Отождествление молекулярных спектров. — М.: Изд-во иностр. лит., 1949. — 240 с.

Поступила в редколлегию 30.01.86

SUMMARY

Some electrical and optical characteristics of high frequency discharge in the neon—nitrogen mixture have been studied. It has shown that when nitrogen is added to neon (the pressure is low) the UV radiation intensity is increasing. One can find UV radiation intensity maxima as to the pressure. The location of this maxima depends on the nitrogen concentration.

УДК 621.396.969.18

Е. А. ГУРИН, Н. Н. КОЛЧИГИН, канд. физ.-мат. наук

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭПР ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ АМПЛИТУДНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ

Понятие ЭПР введено в предположении падения на рассеиватель плоской монохроматической волны, с равномерным амплитудным распределением (АР) на всей его поверхности. В ряде работ рассматривался вопрос о влиянии кривизны фазового фронта и неравномерности АР на точность измерений, были обоснованы требования к полям, используемым в экспериментальных установках. Они являются достаточно жесткими — для измерения ЭПР с относительной погрешностью не более 3 дБ необходимо, чтобы неравномерность амплитуды на рассеивателе не превышала 1 дБ, а фазовая ошибка на краях была менее, чем $\pi/8$ [1—4]. В лабораторных условиях выполнение этих требований часто наталкивается на ряд трудностей, связанных с большими размерами рассеивателей, с использованием в качестве излучателя направленных антенн, с ограниченным расстоянием между рассеивателем и излучателем и др. В этих случаях проблема повышения точности измерения ЭПР имеет важное значение.

В экспериментальных исследованиях широкое распространение получил довольно точный метод определения ЭПР, основан-

ный на сравнении мощности, рассеянной от объекта, с мощностью, рассеянной эталоном с известным ЭПР, который позволяет избежать погрешностей, связанных с определением характеристик антенн и расстояния до объекта. В этом случае ЭПР рассеивателя рассчитывается по формуле

$$\sigma = \sigma_э \frac{P}{P_э},$$

где $\sigma_э$ — известное значение ЭПР эталона; P — мощность, рассеянная от объекта; $P_э$ — мощность, рассеянная от эталона. В качестве эталона используют рассеиватели небольших размеров (сфера, цилиндр), для которых, как правило, не возникает трудностей в создании равномерного АР. При использовании относительного метода измерений погрешность ЭПР рассеивателя, связанная с неравномерностью АР, не зависит от эталона и определяется разностью мощностей, рассеянных при равномерном и неравномерном АР:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{P' - P}{P},$$

т. е. будет такой же, как и при абсолютных измерениях.

Когда на эталоне АР падающего поля так же неравномерно, то погрешность измерения ЭПР будет зависеть уже и от мощности, рассеянной эталоном:

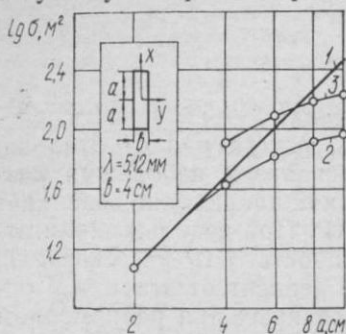
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{P'}{P} \frac{P_э}{P'_э} - 1,$$

где P' , $P'_э$ — мощности, рассеянные при неравномерном АР для объекта и эталона соответственно. Как следует из этого выражения, когда относительное изменение рассеянной мощности от объекта и эталона одного порядка, величина погрешности мала и может быть полностью исключена в случае их равенства.

Приближенное равенство отношений P'/P и $P'_э/P_э$ можно получить, если в качестве эталона использовать рассеиватель с линейными размерами, близкими к размерам исследуемого образца, и обеспечить идентичность амплитудно-фазовых распределений на образце и эталоне.

На рисунке представлены экспериментальные результаты измерений ЭПР узкой прямоугольной металлической пластины при нормальном падении электромагнитной волны. АР падающего поля в плоскости рассеивателя неравномерно: в центральной части (4×4 см) амплитуда поля постоянна, а к краям убывает и на расстоянии 12 см от центра составляет 0,1 от максимальной величины. В ортогональном направлении размер пластин выбран таким, чтобы обеспечить равномерность АР падающего поля. Размер пластин в направлении, в котором АР неравно-

мерно, изменялся симметрично относительно максимального значения амплитуды. Приведенные кривые соответствуют: 1 — расчетным значениям ЭПР пластин ($\sigma = 4\pi S^2/\lambda^2$); 2 — экспериментально измеренным, с использованием эталона, на котором отсутствует неравномерность АР (цилиндр малых размеров, высотой $h=4,5$ см); 3 — с использованием эталона с неравномерным АР (увеличена высота цилиндра; $h=18$ см). Как видно, из результатов, введение неравномерности АР на эталоне позволило уменьшить погрешность в определении ЭПР пластин в среднем в два раза. При приближенном равенстве высоты цилиндра и пластины погрешность была минимальна.



Результаты измерений ЭПР

Таким образом, использование в качестве эталона такого рассеивателя, у которого при заданном неравномерном АР относительное изменение рассеянной мощности такое же, как и для исследуемого объекта, позволяет значительно уменьшить погрешность измерений. Такой метод измерений называется еще более эффективным в случае исследований плоских объектов больших размеров при неравномерности АР одновременно в двух ортогональных направлениях. Использование в качестве эталона прямоугольной металлической пластины с теми же размерами позволило обеспечить идентичность амплитудно-фазового распределения на эталоне распределению на рассеивателе (при равенстве углов падения). При этом относительное изменение рассеянной мощности для эталона и рассеивателя было одинаково. Так как с изменением угла падения амплитудно-фазовое распределение на рассеивателе изменяется, расчет ЭПР для каждого угла проводился с использованием соответствующего тому же углу значения рассеянной мощности от эталона. Экспериментальные результаты совпадают с теоретическими в пределах погрешности измерений для случая равномерного АР.

Таким образом, использование в качестве эталона такого рассеивателя, у которого при заданном неравномерном АР относительное изменение рассеянной мощности такое же, как и для исследуемого объекта, позволяет значительно уменьшить погрешность измерений.

Список литературы: 1. Майзельс Е. Н., Торгованов В. А. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. — М.: Сов. радио, 1972. — 100 с. 2. Справочник по радиолокации/Под ред. Скольникова М. И. — М.: Наука, 1976. — 230 с. 3. Менцер Дж. Р. Дифракция и рассеяние радиоволн. — М.: Сов. радио, 1958. — 180 с. 4. Куюмджан П. Требование к расстоянию при измерениях радиолокационного поперечного сечения. — ТИИЭР. — 1965. — 53. № 8. — С. 17—21.

Поступила в редколлегию 22.01.86

SUMMARY

Method proposed is for rising of accuracy for radar cross-section measurements when amplitude distribution of falling field on radar object is inhomogeneous. Method is founded on relative measurements with regard to radar standard element with inhomogeneous surface amplitude distribution. When amplitude distribution is inhomogeneous at one direction the error in measurement decreases as 47 %.

УДК 535.231.12

В. М. КУЗЬМИЧЕВ, д-р физ.-мат. наук,

Р. Г. ЯРЕМЕНКО

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛОМЕТРИЧЕСКИМИ РЕШЕТКАМИ

Для измерения распределения энергии в поперечном сечении пучков (ПСП) оптического излучения применяют матричные первичные преобразователи, а при профильном измерении функции распределения энергии $E(x, y)$ используют преобразование Фурье [1]. Априорная информация о пучке (в работе [2] лазерные пучки описывают функциями типа Шарлье) упрощает решение задачи. Необходимость одновременного определения характеристик оптического излучения — поляризации эффективного радиуса пучка энергии и ее распределения делают перспективным применение структур болометрических нитей (СБН). Поэтому возникает интерес к определению пространственных характеристик при ограниченном числе болометрических элементов в структурах. Наиболее приемлемыми при этом являются алгебраические методы восстановления. Последние рассматриваются как итерационные [3] и связаны с произвольным выбором начальных значений определяемых величин.

Рассмотрим метод распределения энергии в дискретной форме, основанный на обработке совокупности сигналов I_j с каждой j -й болометрической нити, $j=1, 2, 3 \dots 3(m+n)-2$, количество элементарных областей прямоугольной формы — $m \times n = M$, на которые разбивается область, где проходит пучок излучения и располагаются СБН. Распределение внутри каждой элементарной области считается равномерным. Решетки ориентированы так, что нити первой и второй параллельны сторонам элементарных областей, а третьей и четвертой — их диагоналям (рис. 1). Считая, что изменение распределения энергии вдоль оси пучка незначительно, рассматриваем решетки как расположенные в близких, перпендикулярных к оси пучка плоскостях. При этом приращение сопротивления каждой болометрической нити пропорционально сумме энергий в соответствующих

элементарных областях, которые она пересекает. Следовательно, можно составить систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), в которой неизвестными являются значения энергии в каждой элементарной области, а в качестве правых частей используются приращения сопротивлений болометрических нитей:

$$\alpha \sum_i E_{ji} = I_j, \quad (1)$$

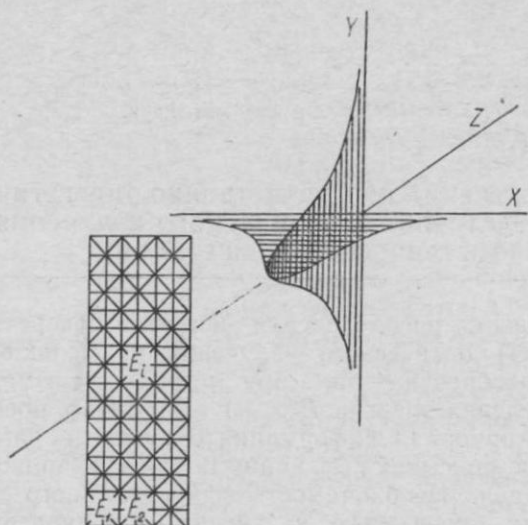


Рис. 1. Размещение болометрических элементов в СБН при четырех решетках

E_{ji} — энергия в j -й ячейке; α — коэффициент при неизвестных, численно равный длине пересечения нити с элементарной областью, через которую она проходит, а суммирование проводится по тем i -областям, через которые проходит j -я болометрическая нить. Общее число уравнений $N=3(m+n)-2$ при четырех решетках может быть как больше, так и меньше M . Для $N>M$ можно определить СЛАУ с квадратными матрицами, число которых равно числу сочетаний C_N^M .

При $N<M$ решение может быть получено одним из известных способов. Переопределенную СЛАУ составляют так, чтобы в каждой элементарной области выполнялась эквивалентность выполнения условий пространственного интегрирования. Приращение сопротивления, усредненное по четырем отрезкам болометрической нити в элементарной области, пропорционально энергии в этой же области. Для гауссовых пучков погрешность пространственного интегрирования составляет не более 5 %, если среднеквадратичный радиус пучка σ близок к размеру элементарной ячейки. Приведенные матрицы СЛАУ (1) к квадратному виду с сохранением всех измеренных I_j осуществляем методом наименьших квадратов (м. н. к.). Уравнение (1)

считалось условным, определялись невязки, их квадраты, последние минимизировались.

В модельном эксперименте проводилось интегрирование модельной функции в виде

$$E(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}},$$

где x_0 и y_0 — координаты центра распределения; σ — среднеквадратичный радиус пучка в единицах размера ячейки. Точ-

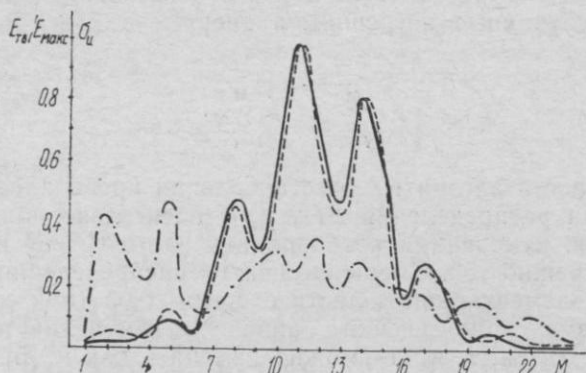


Рис. 2. Погрешность восстановления энергии в 24 элементарных областях: — — — — точные значения энергии; — — — — восстановленные значения; — · — · — σ_u

ные значения E_m в элементарных областях служили контрольными точками, по которым проводилось сравнение. I_j в (1) получены как линейные интегралы от модельной функции, вдоль болометрической нити. Значения I_j , полученные в результате обращения (2) методом Гаусса, сравнивались с E_m , как в [4]:

$$(E_b - E_m)/E_{\max}. \quad (2)$$

Результаты восстановления распределения энергии в дискретной форме в 24 элементарных ячейках ($m=3$, $n=8$) приведены на рис. 2.

При восстановлении пучков вид функции $E(x, y)$ неизвестен, а следовательно, неизвестны и E_m . Оценку восстановления получим путем сравнения:

$$I_l - \sum_i E_{b,ji} = I'_l, \quad (3)$$

I'_l — невязки измеренных величин и суммы восстановленных значений энергии в каждой области. Уравнения системы (3) считаем условными относительно оценок восстановления $\Delta E_{b,ji}$ в каждой элементарной области. Применение м. н. к. и обращение (3) позволяют определить $\Delta E_{b,ji}$, а также провести итерационное уточнение E_b . Применение итерационного процесса,

когда первое решение имеет высокую погрешность, позволяет существенно (до 50 раз) повысить точность определения энергии. Отсюда и предпочтительное использование итерационного процесса — при слабо переопределенных СЛАУ. Если E_b получены достаточно точно, например, максимальная ошибка из (3) не превышает 5 %, итерационное уточнение не дает значительного повышения точности. Погрешность восстановления не всегда удобно оценивать по соотношению (3), а можно характеризовать одним числом, например, случайной относительной погрешностью полной энергии через относительные среднеквадратичные случайные погрешности энергии в каждой области:

$$\sigma_E = \sqrt{\sum_{i=1}^M \sigma_i^2} / \sum_{i=1}^M E_{mji}.$$

Устойчивость алгоритма восстановления проверялась смещением центра распределения $E(x, y)$ относительно области восстановления, изменением неоднородной части СЛАУ из-за случайных погрешностей. Смещение центра распределения в пределах одной элементарной области с шагом 0,05 (при единичном размере элементарной ячейки) приводит к изменению погрешности (2) на 0,2 %. I_j в (1) можно изменять как в [5], но приписывать случайную погрешность с гауссовым распределением

$$I_j = I_j(1 + \epsilon x),$$

где ϵ принимает значения 0,01; 0,02, а x — случайная величина, подчиняющаяся стандартному нормальному закону. Правые части СЛАУ изменялись 10 раз с разными x , находились $E_{b, ji}$ и их среднеквадратичные отклонения σ_u , приведенные на рис. 2.

Сформулируем краткие выводы: предложена методика восстановления распределения в ПСП, включающая в себя формирование переопределенной СЛАУ, применение м. н. к., определение значения энергии и ее погрешности; проведен модельный эксперимент, который подтвердил, что разработанная методика дает погрешность восстановления распределения в дискретной форме не хуже 10 %. Практическая реализация данной методики может быть проведена на базе профильных измерителей [6], многоканальных систем и микропроцессоров.

Список литературы: 1. Ефременко В. В. О методе восстановления энергии лазерного пучка по данным, полученным с сеток болометрических датчиков// Радиотехника и электроника. — 1976. — 24, № 1. — С. 193—196. 2. Баутин Н. В., Поляков Ю. А., Шилев А. А. К вопросу измерения пространственно-временного распределения интенсивности излучения ОКГ//Квантовая электроника. — 1976. — 3. — С. 1527—1533. 3. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии/Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 352 с. 4. Sweeney D. W., Vest C. M. Reconstruction of Three-Dimensional Refractive Index Fields from Multidirectional Interferometric Data//Appl. Opt. — 1973. — 12, № 11. — P. 2649—2665.

5. Кузьмичев В. М., Латынин Ю. М., Приз И. А. Решетчатый измеритель энергии импульсов излучения оптического квантового генератора// Приборы и техника эксперимента. — 1974. — № 2. — С. 190—192. 6. Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. Митра. — М.: Мир, 1977. — 485 с. 7. Кузьмичев В. М., Яременко Р. Г. Метод измерения пространственно-энергетических характеристик оптического излучения при априорной неопределенности//Тез. докл. НТС. Теория информации ЦП НТО РЭС им. А. С. Попова. — 1985. С. 69—70.

Поступила в редколлегию 16.01.86.

SUMMARY

The reconstruction method of discret energy distribution at cross-section of light beam is described. The results of model experiment at limited proection number and at aprior uncertainty of a distribution function space integ-ration are given.

УДК 535.243:621

Л. Н. СУСЕНКО, В. Я. КРИСЮК,
Н. Г. КОКОДИЙ, канд. физ.-мат. наук,
Г. К. ЛЫСЕНКО

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕВАКУУМИРОВАННОМ ПОНДЕРОМОТОРНОМ ИЗМЕРИТЕЛЕ ЭНЕРГИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пондеромоторное действие излучения всегда сопровождается возникновением радиометрического и конвективного эффектов. Эти эффекты можно устранить вакуумированием приемного элемента. Однако вакуумные пондеромоторные измерители энергии оптического излучения обладают рядом недостатков, ограничивающих их применение. К ним относятся прежде всего сильное влияние ударных воздействий и вибраций, необходимость устройств для получения и поддержания высокого вакуума. Поэтому наибольший интерес представляют невакуумированные устройства, которые проще в изготовлении и эксплуатации.

В работе [1] показана принципиальная возможность создания промышленных образцов невакуумированных измерителей энергии излучения. При реализации таких измерителей возникают трудности, связанные с тепловыми эффектами, вносящими основной вклад в погрешность измерителей при атмосферном давлении.

Теоретическому и экспериментальному исследованию стационарных тепловых эффектов посвящены работы [2—4]. Полученные в них результаты не позволяют говорить о характере действия тепловых эффектов в нестационарном режиме. В связи с этим нами проведены эксперименты по изучению действия тепловых эффектов в нестационарном режиме. В связи с этим нами проведены эксперименты по изучению действия эффектов в зависимости от длительности импульсов и мощности излучения P . Кроме того, исследована зависимость величины и характера тепловых эффектов от объема камеры в нестационарном режиме.

В экспериментальной установке источником оптического излучения является лампа накаливания. Максимальная оптическая мощность источника 4 Вт. Излучение лампы фокусируется двумя линзами для создания большей плотности энергии и регулировки места попадания излучения на приемный элемент. Перед камерой приемного элемента расположен ответвитель, с которого часть излучения отводится на калориметрический измеритель ИКТ-1М

для контроля мощности. Приемный элемент — стеклянный диск толщиной 0,8 мм и диаметром 50 мм, покрытый слоем углерода для увеличения коэффициента поглощения и усиления тепловых эффектов. Он размещен в камере небольшого объема, изолирующей его от окружающей среды и остальных деталей устройства. Приемный элемент соединен тонким стержнем с рамкой магнитоэлектрической системы гальванометра. Стенки камеры изготовлены из меди. Объем камеры V может плавно изменяться в заданных пределах

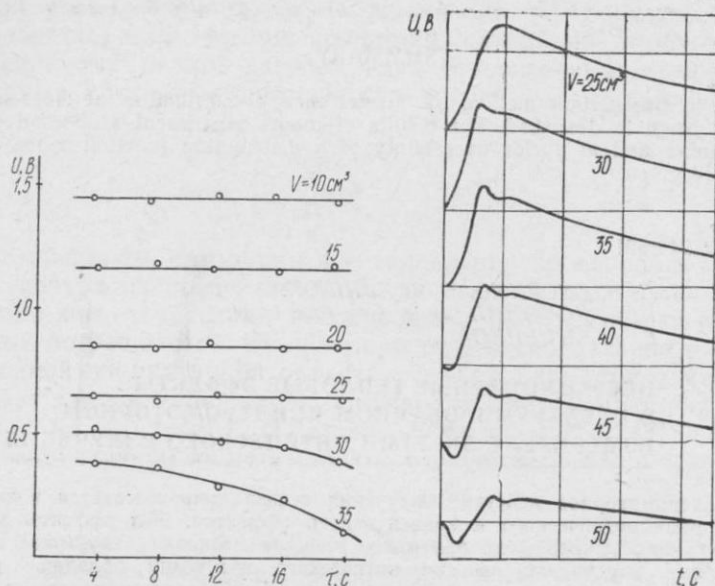


Рис. 1. Зависимость выходного напряжения от длительности импульса и объема камеры

Рис. 2. Временная зависимость выходного напряжения при $P=3$ Вт, $\tau_{имп}=5$ с, масштаб развертки 5 с/дел

перемещением окон камеры. С гальванометрического усилителя сигнал подается на цифровой вольтметр и запоминающий осциллограф.

Чувствительность макета, определенная с помощью магнитоэлектрической системы калибровки, равна 5 мВ/Дж.

При постоянной энергии излучения получены зависимости выходного напряжения U макета от длительности световых импульсов τ и объема камеры приемного элемента (рис. 1). Видно, что при $V < 30$ $см^3$ тепловые эффекты практически не зависят от τ . Для $V > 30$ $см^3$ эта зависимость наблюдается.

Исследование влияния V на тепловые эффекты в нестационарном режиме проводилось впервые. Обнаружено, что с уменьшением объема эффекты усиливаются, а с его увеличением уменьшаются, причем при $V > 30$ $см^3$ эффекты нелинейно зависят от мощности излучения.

Интерес представляет и временная зависимость тепловых эффектов от объема камеры (рис. 2). Из полученных зависимостей можно выделить два различных механизма развития конвективных потоков. Первый развивается быстро и направлен только против излучения. Этот эффект можно объяснить различием температуры передней и задней поверхностей приемного элемента, которое сохраняется в течение импульса излучения и некоторое время после

него. Вследствие этого воздух с двух сторон приемного элемента нагревается неодинаково и, двигаясь вверх, имеет разную скорость. Таким образом, по закону Бернулли давление на переднюю поверхность приемного элемента будет меньше, чем на заднюю.

Второй эффект развивается медленно — за время порядка 7—8 с и не зависит от направления действия излучения. Он объясняется развитием конвективных потоков по всему объему камеры и наклонным положением приемного элемента. При уменьшении V этот эффект усиливается, так как воздух камеры нагревается быстрее и потоки становятся интенсивнее. Первый же эффект, наоборот, уменьшается. Поэтому для безвакуумных пондеромоторных измерителей желательно выбирать меньший объем камеры, так как первый эффект при меньшем объеме ослаблен, а второй за время действия импульса излучения не успевает значительно развиться. Для меньших объемов зависимость эффектов от мощности излучения линейна и, следовательно, их можно учесть как систематическую погрешность.

Таким образом, характер временных зависимостей тепловых эффектов позволяет идентифицировать две стадии конвективных потоков и дать рекомендации по уменьшению влияния тепловых эффектов при изготовлении безвакуумных пондеромоторных измерителей энергии оптического излучения.

Список литературы: 1. Кокодий Н. Г., Валитов Р. А. Пондеромоторный измеритель выходных энергетических характеристик ОКГ//Измерительная техника. — 1969. — № 12. — С. 27—30. 2. Стародубцев Г. П. О газовых эффектах в опытах по давлению света//Электронная техника. — 1970. — Вып. 1. — С. 3—7. 3. Стародубцев Г. П. Тепловые эффекты в безвакуумных пондеромоторных измерителях излучения ОКГ//Электронная техника. — 1971. — Вып. 3. — С. 11—14. 4. Антоненко А. А., Стародубцев Г. П., Чекушин С. А. Экспериментальные исследования тепловых эффектов в безвакуумных пондеромоторных измерителях излучения ОКГ//Электронная техника. — 1971. — Вып. 2. — С. 15—17.

Поступила в редколлегию 15.01.86

SUMMARY

The development heat effects depending on duration of impulse and volume of receiving element chamber have been investigated. Two stage of heat effects development have been identified.

УДК 621.317.355.3

С. В. ГАТАШ, О. Т. НИКОЛОВ, канд. физ.-мат. наук,
А. Н. ПОПОВ, Г. В. ГОЛУБНИЧАЯ

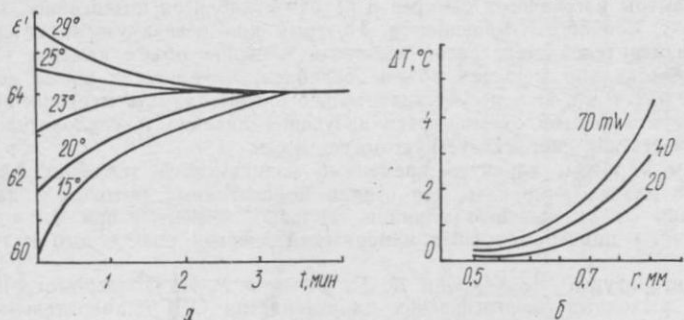
ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ В 3-см ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Для измерения диэлектрической проницаемости в 3-см диапазоне волн веществ, обладающих большими потерями, применяется резонаторный H_{01n} метод [1, 2]. В цилиндрическом резонаторе образец помещается вдоль оси резонатора, где электрическое поле минимально и тепловое действие электромагнитных волн сводится к минимуму [3]. Однако при измерении сдвига частоты резонатора после введения образца высокоточным

методом [4] обнаружено для водных растворов изменение частоты в течение нескольких минут.

Покажем, что эти изменения частоты обусловлены тепловым действием СВЧ-поля, которое нельзя не учитывать при точных измерениях диэлектрических констант водных образцов.

Влияние СВЧ-поля на жидкости с большими потерями исследовали на образцах дистиллированной воды, водных солевых



Зависимость диэлектрической проницаемости (ϵ') для водных образцов от времени при различных начальных температурах (а) и температуры нагрева образца (воды) от радиуса измерительной трубки при различных мощностях СВЧ-поля (б)

растворов, биологических суспензиях, а также для этанола и толуола. Диэлектрические константы определялись на СВЧ-диэлектрометре, описанном в [4], с автоматической регистрацией сдвига частоты через каждые 5 с в течение 5 мин. Измерения проводились при стабилизированной температуре к्लитронного генератора, рабочего резонатора и волноводного тракта.

Для водных образцов значение ϵ' изменяется в течение первых 3—4 мин, после чего выходит на стационарный уровень. На рисунке, позиция а, приведены зависимости диэлектрической константы для дистиллированной воды от времени для различных начальных температур образцов. Зависимость имеет экспоненциальный характер, свойственный явлениям переноса. Изменение температуры образца в резонаторе, регистрируемое дифференциальной термопарой, носит такой же характер и соответствует зависимости ϵ' воды от температуры, приведенной в [5]. С помощью выражения для изменения температуры $T(t)$ при теплообмене

$$T(t) = T_0 + \Delta T e^{-t/\tau}$$

были рассчитаны значения времен релаксации для системы образец-резонатор. Так, при начальной температуре образца и резонатора 23 °С и $\Delta T = 1,8$ °С, $\tau \sim 1,5$ мин. На рисунке, позиция б, приведены зависимости величины нагрева водных образцов от объема образца (внутреннего радиуса измерительной трубки) для различных мощностей СВЧ-сигнала. Тепловой эффект дей-

ствия СВЧ-поля сильно возрастает с увеличением диаметра образца, что соответствует распределению электрической составляющей поля в резонаторе.

Исследование влияния концентрации растворенных в воде веществ на изменение ϵ' при нагреве образцов СВЧ-полем показало, что с ростом концентрации зависимость от температуры резко падает. Так, для растворов NaCl в дистилляте в интервале концентраций от 0 до 10 % по данным термопары образцы нагревались в течение 4 мин на 1,2—1,0 °C, а максимальные изменения ϵ' при этом составляли от 0,8 ед. для воды до 0,1 ед. для 10 % раствора NaCl.

С увеличением концентрации растворенного вещества в образце уменьшается общее количество молекул воды. Однако основной вклад в наблюдаемый эффект дает значительное увеличение количества связанной воды в результате образования гидратных оболочек вокруг растворенных молекул. Поскольку связанная вода обладает малыми потерями, зависимость ϵ' от температуры для нее незначительна.

Для таких жидкостей, как этанол и толуол с малыми диэлектрическими потерями изменения ϵ' при действии СВЧ-поля нами не наблюдались, хотя при этом образцы этанола нагревались на 0,6 °C.

В результате проведенных экспериментов можно сделать вывод, что для жидкостей с большими потерями, даже при расположении образца в минимуме электрического поля в цилиндрическом резонаторе с волной типа H_{01n} происходит значительный нагрев образцов СВЧ-полем. Для водных растворов, в частности, биологических объектов изменение диэлектрической константы, вызванной тепловым действием СВЧ-поля, определяется в основном относительной долей свободной воды в образце.

Таким образом, при проведении точных измерений диэлектрических констант водных растворов необходимо учитывать тепловое действие СВЧ-поля. Целесообразно проводить измерения по одной из предлагаемых методик в зависимости от конкретной экспериментальной задачи.

1. Измерять диэлектрическую проницаемость после установления теплового равновесия в системе образец—резонатор, т. е. через время, равное 2—3 τ после помещения образца в резонатор.

2. Если известна величина нагрева конкретного образца в данном СВЧ-поле, то можно термостатировать образцы перед помещением в резонатор при температуре несколько большей, чем температура резонатора. В результате этого (рисунок, позиция а) можно свести к минимуму тепловой эффект действия СВЧ-поля.

Анализ зависимостей изменения ϵ' , вызванных нагревом образцов СВЧ-полем, может дать информацию о процессах связывания воды, что имеет важное значение при исследовании биологических объектов.

Список литературы: 1. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверх-высоких частотах. — М.: Физматгиз. 1963. — 404 с. 2. Николов О. Т., Снопик Л. М., Степин Л. Д. Измерение диэлектрической проницаемости в 3-см диапазоне волн/ПТЭ. — 1971. — Вып. 5. — С. 147—148. 3. Казанский В. Б., Степин Л. Д., Ткач В. К. Применение нового варианта резонаторного метода измерения диэлектрических констант для изучения высокомолекулярных соединений/Биофизика. — 1963. — 8. — Вып. 1. — С. 112—117. 4. Диэлектрометр 3-см диапазона/О. Т. Николов, Ю. В. Матыс, С. В. Гаташ и др. — Вестн. Харьк. ун-та. — 1983. — № 248. — С. 85—86. 5. Шахпаронов М. И., Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства и молекулярное строение растворов вода—ацетон/Журн. структурной химии. — 1965. — 6, № 1. — С. 21—27.

Поступила в редколлегию 25.01.86

SUMMARY

Methods of dielectric constant measurements of aqueous solutions using H_{01n} -resonance method at very high frequencies above 9,3 GHz are observed. In this cause it is necessary to take into account the thermal effect of very high frequency field, which bring to supplementary shift of dielectric permittivity. The value of thermal change of dielectric constant is related by the origin temperature of samples, the concentration of dissolved substances, the radius of measuring tube.

СОДЕРЖАНИЕ

Ефремов В. А., Ефименко М. Н. NH_3 -лазер с двухфотонной накачкой	3
Свич В. А., Покормяхо Н. Г., Дрыга О. В. Экспериментальное исследование температурного режима работы импульсных субмиллиметровых лазеров с оптической накачкой излучением ТЕА CO_2 лазера	7
Ваурич Д. М., Булгаков С. А. Возбуждение временных гармоник в резонансных приборах с распределенным взаимодействием	9
Бондаренко С. С., Бородаев В. А., Рудакин Е. Р., Ульянов В. Н. Транзисторный генератор, стабилизированный диэлектрическим резонатором	14
Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Сидокур П. И. Исследование частотных свойств диодов Ганна с заряженными слоями	16
Калмыкова Л. И., Прохоров Э. Д. Ограничения КПД в генераторах с длинными диодами Ганна	19
Проходов Э. Д., Полянский Н. Е. Экспериментальные вольт-амперные характеристики коротких диодов с междолинным переносом электронов	22
Скоробогатова С. Н., Чернова Л. В. Влияние охлаждения на шумовые характеристики диода с прикатодным доменом	24
Костров Л. С., Приймак П. А., Поднос В. А., Чулаков С. Г. Радиофизический комплекс для исследования динамических процессов в Е-и F-слоях ионосферы методом доплеровского зондирования	26
Лобойко Л. Э., Пахомова О. В. О возможности диагностики возмущенной нижней ионосферы методом вертикального зондирования	30
Свежenceв А. Е. Распространение электромагнитных волн в многослойных металлодиэлектрических линиях передачи	33
Кондратьев Б. В., Лесик Н. И. Многослойные полосковые линии периодического строения	38
Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф., Оксененко К. И. Кругополяризованные излучатели на прямоугольных волноводах	43
Айзенберг Л. Г., Нестеренко М. В., Петленко В. А. Характеристики рассеяния плоских электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в свободном пространстве	46
Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Лысачок Г. М., Чеботарев В. И., Чекалин Г. М. Формирование поляризационных мультиплетов на СВЧ	49
Сергиенко Ю. И., Ефанов И. М., Пиляев А. Н., Шевченко В. Н. Радиоволновой эллипсометр	55
Водолаженко А. В., Казанский В. Б. О методе исследования волноводных неоднородностей с компланарными электродами	58
Водолаженко А. В. Дисперсионные уравнения для прямоугольных волноводов с многослойным металлодиэлектрическим заполнением	61
Пенкин Ю. М., Семенухин В. А., Яцук Л. П. Эффекты взаимодействия излучающей щели в волноводе и крепежных стоек вибратора над плоскостью	63
Коробкин В. А., Пятак Н. И., Ющенко А. Г., Зайченко И. А. Исследование связанных волноводно-диэлектрических резонаторов	66
Холодов В. И., Хижняк Н. А. Исследование возникновения многочастотного режима в физической модели ЛБВ	69
Берник П. М., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Исследование ВЧ разряда в смеси неона с азотом	72
Гурин Е. А., Колчигин Н. Н. Повышение точности измерения ЭПР при неравномерном амплитудном распределении	74
Кузьмичев В. М., Яременко Р. Г. Измерение пространственно-энергетических характеристик оптического излучения болометрическими решетками	77
Сусенко Л. Н., Крисюк В. Я., Кокодий Н. Г., Лысенко Г. К. Нестационарные тепловые эффекты в невакуумированном пондеромоторном измерителе энергии оптического излучения	81
Гаташ С. В., Николов О. Т., Попов А. Н., Голубничая Г. В. Измерение диэлектрических констант водных растворов в 3-см диапазоне волн	83

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 307

Радиофизика и электроника

Редактор *А. П. Гужва*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *Л. Т. Ена*
Корректор *А. Г. Долгова*

Н/К

Сдано в набор 05.12.86. Подписано в печать 12.05.87. БЦ 09760. Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 2. Лит. гарн. Выс. печать. Печ. л. 6. Кр.-отт. 6,25. Уч.-изд. л. 7. Тираж 500 экз. Изд. № 1550. Зак. 1867. Цена 1 р.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Харьковская городская типография № 16, 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.373.826.038.823

НН₃-лазер с двухфотонной накачкой/В. А. Ефремов, М. Н. Ефименко// Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 3—7.

Приводятся результаты экспериментального исследования субмиллиметрового лазера с двухфотонной накачкой на аммиаке. Получены четыре линии генерации. Представленные зависимости выходной мощности генерации от параметров среды и полей накачки подтверждают предположение о возможности получения модуляции субмиллиметрового излучения.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.373.826

Экспериментальное исследование температурного режима работы импульсных субмиллиметровых лазеров с оптической накачкой излучением ТЕА СО₂ лазера/В. А. Свич, Н. Г. Покормяхо, О. В. Дрыга// Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. С. 7—9.

Исследованы температурные характеристики в диапазоне 200—300 К импульсных лазеров на молекулах NH₃, CH₃OH, C₂H₅Cl с оптической накачкой излучением ТЕА СО₂ лазера. Определены оптимальные значения температур и давлений для исследуемых линий генерации.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385

Возбуждение временных гармоник в резонансных приборах с распределенным взаимодействием/Д. М. Ваврив, С. А. Булгаков// Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 9—13.

Определяются уровни высших гармоник, возникающих при работе приборов с распределенным взаимодействием типа оротрон, резонансная ЛОВ, ГДИ. Получены аналитические выражения для мощности высших гармоник при малых амплитудах поля основной частоты. Найдены условия, при которых амплитуды полей с частотами, кратными основной, оказываются сравнимы с амплитудой основного колебания. Показана возможность использования таких систем с целью значительного укорочения рабочей длины волны приборов.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.373.072.6

Транзисторный генератор, стабилизированный диэлектрическим резонатором/С. С. Бондаренко, В. А. Бородаев, Е. Р. Рудавин, В. Н. Ульянов// Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 14—16.

Рассмотрена схема транзисторного автогенератора, стабилизированного диэлектрическим резонатором. Приведены результаты экспериментальных исследований.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382.2

Исследование частотных свойств диодов Ганна с заряженными слоями/Ю. В. Аркуша, А. А. Дрогаченко, П. И. Сидокур// Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 16—19.

Показано, что диоды Ганна с $l_a \approx 2,5$ мкм могут работать в широком диапазоне частот (от ~ 15 до $110-120$ ГГц).

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Ограничения КПД в генераторах с длинными диодами Ганна/Л. И. Калмыкова, Э. Д. Прохоров//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 19—21.

Рассмотрено при каких параметрах диодов можно получить максимальные эффективности генерации.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Экспериментальные вольт-амперные характеристики коротких диодов с междолинным переносом электронов/Э. Д. Прохоров, Н. Е. Полянский//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 22—24.

Описаны результаты экспериментального исследования прямых и обратных вольт-амперных характеристик коротких диодов с междолинным переносом электронов, имеющих металлический катодный контакт. Показано влияние «мертвой зоны» на перенос электронов в таких диодах.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 628.382.2

Влияние охлаждения на шумовые характеристики диода с прикатодным доменом/С. Н. Скоробогатова, Л. В. Чернова//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 24—26.

Исследованы шумовые характеристики диода с катодным статическим доменом сильного поля при развитой ударной ионизации в условиях охлаждения до -20°C . Показано, что с понижением температуры порог генерации СВЧ шума смещается в сторону больших токов и напряжений при неизменном среднем уровне мощности.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 550.380.2;551.510

Радиофизический комплекс для исследования динамических процессов в Е-и F-слоях ионосферы методом доплеровского зондирования/Л. С. Костров, П. А. Приймак, В. А. Поднос, С. Г. Чулаков//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 26—30.

Приведены основные технические характеристики систем комплекса. Оценены возможности применения комплекса для решения ряда задач исследования динамики ионосферы и распространения радиоволн.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 550.388

О возможности диагностики возмущенной нижней ионосферы методом вертикального зондирования/Л. Э. Лобойко, О. В. Пахомова//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 30—33.

Метод вертикального зондирования применим для исследования нижней ионосферы ($z \leq 100$ км), если электронная концентрация увеличивается не менее чем на порядок (при этом возникают достаточные для измерения запаздывания сигнала), но не более чем на 2—3 порядка (чтобы сигнал выделялся на фоне помех).

Ил. 1. Табл. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.829

Распространение электромагнитных волн в многослойных металлodieлектрических линиях передачи/А. Е. Свеженцев//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 33—38.

Методом полуобращения получено строгое решение краевой электродинамической задачи о собственных волнах круглого металлического волновода с продольной щелью, находящегося в радиально слоистой диэлектрической среде. Приведены рассчитанные на ЭВМ зависимости коэффициентов замедления T_0 и HE_{11} волн в цилиндрической полосковой линии W-типа от волнового размера.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.852.1

Многослойные полосковые линии периодического строения/Б. В. Кондратьев, Н. И. Лесик//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 38—43.

Рассмотрена многоэлементная полосковая линия, в которой заряженные и заземленные пластины вдоль одного или двух поперечных направлений образуют периодическую решетку. Методом конформных отображений определены характеристики ТЕМ волны для любых вариантов конфигураций одного элементарного участка такой решетки, когда на его границе находятся две металлические пластины.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.677.4

Кругополяризованные излучатели на прямоугольных волноводах/Н. Н. Горобец, А. Ф. Ляховский, К. И. Оксененко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 43—45.

Исследованы направленные и поляризационные характеристики волноводного излучателя в виде ортогональной пары открытых волноводов, расположенных Т-образно. Такая излучающая система имеет низкий уровень боковых лепестков и обеспечивает поляризацию излучения, близкую к круговой в широком секторе углов.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.67

Характеристики рассеяния плоских электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в свободном пространстве/Л. Г. Айзенберг, М. В. Нестеренко, В. А. Петленко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 46—48.

Получены относительно простые аналитические формулы для распределения тока и характеристик рассеяния. Приведены расчетные данные для сечения обратного рассеяния при нормальном падении плоской волны.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 535+543.47+621.396.96

Формирование поляризационных мультиплетов на СВЧ/Н. Н. Горобец, Ю. И. Давидчевский, Г. М. Лысачок, В. И. Чеботарев, Г. М. Чекалин//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 49—55.

Рассматриваются особенности формирования поляризационных мультиплетов за счет амплитудно-модулированных и поляризованных линейно ортогональных компонент на СВЧ, а также задачи формирования дуплетов зеркальных гармоник для произвольных и ортогональных поляризаций. Предложены методы формирования заданных зеркальных дуплетов.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 535.5+543.47

Радиоволновой эллипсомер/Ю. И. Сергиенко, И. М. Ефанов, А. Н. Пиляев, В. Н. Шевченко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 55—58.

Развивается радиоволновой эллипсометрический метод контроля параметров диэлектриков и диэлектрических покрытий в автоматическом режиме.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

О методе исследования волноводных неоднородностей с компланарными электродами/А. В. Водолаженко, В. Б. Казанский//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 58—60.

Предложена методика решения задач дифракции на металлodieлектрических управляющих структурах с контактными электродами, основанная на определении эффективной диэлектрической проницаемости управляющего объема с прилегающими электродами. Это позволяет упростить математические выкладки и вычислительные алгоритмы.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Дисперсионные уравнения для прямоугольных волноводов с многослойным металлodieлектрическим заполнением/А. В. Водолаженко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 61—63.

Методом задачи Римана-Гильберта для прямоугольного волновода с ленточной металлической решеткой на двухслойном диэлектрике определены дисперсионные уравнения для случаев Е- и Н-поляризации распространяющейся волны.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.677

Эффекты взаимодействия излучающей щели в волноводе и крепежных стоек вибратора над плоскостью/Ю. М. Пенкин, В. А. Семенихин, Л. П. Яцук//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. С. 63—66.

Методом Галеркина решена задача об электромагнитной связи продольной узкой щели в широкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода и двух вертикальных пассивных вибраторов. Использована тригонометрическая аппроксимация магнитного тока вдоль щели и электрических вдоль вибраторов.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372.413

Исследование связанных волноводно-диэлектрических резонаторов/В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, А. Г. Ющенко, И. А. Зайченко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 66—69.

Рассмотрены особенности реализации связи двух волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) при осе- и центрально-симметричном включении в тракт.

Исследованы предельные переходы структуры к известным случаям. Отмечена возможность дополнительной регулировки величины связи ВДР за счет смещения в поперечной плоскости, т. е. без изменения промежутка связи.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.6

Исследование возникновения многочастотного режима в физической модели ЛБВ/В. И. Холодов, Н. А. Хижняк//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 69—71.

На примере физической модели ЛБВ исследованы различные режимы усиления сигнала. При скоростях невозмущенного пучка меньших, чем фазовая скорость медленной электромагнитной волны, основную роль в уменьшении амплитуды сигнала играет перераспределение энергии по гармоникам основной нарастающей волны. При скоростях невозмущенного пучка, больших фазовой скорости медленной электромагнитной волны, основную роль в перераспределении энергии играют гармоники пассивной волны.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 537.525.7

Исследование ВЧ разряда в смеси неона с азотом/П. М. Берник, В. М. Сорокина, В. М. Ткаченко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 72—74.

Показано, что добавление азота к неону при низких давлениях существенно увеличивает интенсивность УФ излучения. В зависимости интенсивности последнего от давления наблюдается максимум, положение которого определяется концентрацией азота.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.969.18.

Повышение точности измерения ЭПР при неравномерном амплитудном распределении/Е. А. Гурин, Н. Н. Колчигин//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 74—77.

Экспериментально показано, что в случае амплитудной неравномерности в одном направлении относительная погрешность уменьшилась с 60 % до 12 %.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.231.12

Измерение пространственно-энергетических характеристик оптического излучения болометрическими решетками/В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 77—81.

Описана методика восстановления дискретного распределения энергии в поперечном сечении оптического пучка. Приводятся результаты модельного эксперимента при ограниченном числе проекций и априорной неопределенности выполнения условий пространственного интегрирования функции распределения.

Ил. 2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 535.243.621

Нестационарные тепловые эффекты в невакуумированном пондеромоторном измерителе энергии оптического излучения/Л. Н. Сусенко, В. Я. Крисюк, Н. Г. Кокодий, Г. К. Лысенко//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. — С. 81—83.

Экспериментально исследованы тепловые эффекты в зависимости от длительности импульсов и объема камеры приемного элемента. Идентифицированы две стадии развития этих эффектов.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

* УДК 621.317.355.3

Измерение диэлектрических констант водных растворов в 3-СМ диапазоне волн/С. В. Гаташ, О. Т. Николов, А. Н. Попов, Г. В. Голубничая//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. — 1987. — № 307. С. 83—86.

В рассматриваемом случае при измерениях малых изменений диэлектрических констант необходимо учитывать тепловое действие СВЧ-поля на образец, вызывающее дополнительные сдвиги диэлектрических параметров. Последнее зависит от начальной температуры образца, концентрации растворенных веществ, радиуса измерительной трубки.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

К СВЕДЕНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ

**В Издательстве при Харьковском
государственном университете издательского объединения
«Вища школа»
в 1988 году
выходят в свет такие книги:**

Н. Ф. Киркач, Р. А. Баласанян. Расчет и проектирование деталей машин, ч. 2.

Издание второе, переработанное и дополненное. В учебном пособии приведены методы компоновки приводов, расчета и проектирования валов, соединений, подбора подшипников качения, муфт, проектирования плит и рам. Издание существенно переработано с учетом последних ГОСТов и дополнено новыми сведениями по компоновке основных типов редукторов, расчету резьбовых соединений. Приведены числовые примеры расчетов.

А. М. Косевич. Теория кристаллической решетки (Физическая механика кристаллов).

В учебном пособии изложены основы физики кристаллической решетки. Показано влияние дефектов на спектр колебаний кристаллов. Описаны квантовые кристаллы, нелинейная механика одномерного кристалла. Рассмотрены взаимодействия различных дефектов кристаллической решетки и связь разных видов движения дислокаций с пластичностью твердого тела.

В. Н. Карaban, Л. И. Штейнвольф. Нелинейные колебания силовых передач.

В монографии изложены методы расчета нелинейных колебаний силовых передач, являющихся основными динамическими нагруженными элементами современных транспортных и стационарных установок. Приведен новый метод построения математических моделей динамических процессов в односвязных дискретных системах, автоматизирующий это построение и сводящий к минимуму участие исследователя.

Нечаев Е. А. Хемосорбция органических веществ на оксидах и металлах.

В монографии изложены физико-химические основы хемосорбции органических соединений на полярных адсорбентах, рассмотрены теоретические аспекты избирательной адсорбции. Уделено внимание практическому использованию теоретических положений для создания новых технологических процессов (подбор блескообразователей в гальваническом производстве, выбор ингибиторов коррозии, составление моющих растворов, извлечение органических компонентов из сточных вод).

Мельник Л. Г. Экономические проблемы воспроизводства природной среды.

В монографии исследуется роль природных факторов в воспроизводственном процессе. Рассмотрены методические и практические вопросы оценки и прогнозирования экономических последствий загрязнения окружающей природной среды. Предложены методы совершенствования планирования с учетом эколого-экономических показателей.

Душкин С. С. Улучшение технологии очистки природных и сточных вод магнитным полем.

В монографии освещен новый способ совершенствования технологических процессов очистки природных и сточных вод, основанный на воздействии магнитного поля на водно-дисперсные системы. Изложены вопросы интенсификации процессов коагуляции и ионного обмена при очистке природных и сточных вод. Показаны перспективы промышленного внедрения и технико-экономическая эффективность использования магнитного поля в процессах водообработки.

**Заказы на указанные издания присылать по адресу:
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16,
Издательство при Харьковском университете.**

(14)elo - 1✓

ч/35 - 1✓

губ - 3✓

муз.хгу. - 1✓