

МНОГОСЛОЙНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ

На

примере изучения многослойных интерференционных структур в волноводе задача знакомит с основными свойствами резонансно-слоистых интерференционных систем, широко применяемых в радиофизике, оптике, акустике и корпускулярно-лучевой физике. В методической части описаны методы исследования и электродинамические характеристики ряда слоистых систем: уединенных четвертьволновых и полуволновых слоев, новых согласующих систем $2\lambda/12$, многослойных четвертьволновых отражателей (зеркал), а также комбинированных систем - диэлектрического узкополосного интерференционного фильтра (ДУПИФ) и многослойного интерференционного поглотителя (МИП) волновой энергии.

В экспериментальной части работы с помощью установки для автоматизированных панорамных измерений КСВН и ослаблений исследуются физические свойства указанных систем и изучается их применение для фотоэлектронного управления микроволнами в волноводе, измерения параметров диэлектриков и полупроводников, согласования импедансов, просветления границ раздела диэлектрических сред.

Описание может служить учебным пособием к лекционным курсам по теории волн, микроволновой электродинамике, акустике, физической оптике, лазерной физике, квантовой радиофизике, корпускулярной оптике, опто- и наноэлектронике и др.

Многослойные интерференционные структуры (МИС) представляют собой набор слоев различных материалов (диэлектриков) с малыми (порядка и менее длины волны излучения) толщинами. В основе их действия лежат интерференционные эффекты, происходящие внутри системы при многократном переотражении волны на границах раздела слоев с различными волновыми параметрами. Материал отдельных слоев, их число, порядок следования и толщины выбираются в зависимости от того, какую спектральную характеристику должна иметь система в целом.

Наибольшее распространение МИС получили в оптике. Однако в последнее время они все чаще находят применение в микроволновой радиофизике для создания согласующих устройств, фильтров, поглотителей волновой энергии, режекторных (подавляющих) и других элементов волноводных линий. Важным достоинством МИС как волноводных элементов является тот факт, что на плоской границе раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями не происходит преобразования моды волны. Это особенно важно в миллиметровом диапазоне длин волн, т.к. с увеличением частоты и уменьшением размеров волновода возрастают дифракционные потери, связанные с искажением фронта волны на неоднородностях волноводного тракта и преобразованием в быстрозатухающие высшие моды - источник потерь энергии основной волны.

Обеспечивая условия для изменения фазы волны на границах раздела диэлектриков, МИС являются эффективными фазовращающими устройствами: фазы отраженной от системы диэлектриков и прошедшей волн легко регулируются путем слоев и изменением их взаимного расположения в волноводе. Поэтому слоистые диэлектрические структуры могут применяться в качестве зеркал (отражателей), полосовых и одночастотных фильтров, согласователей, поглощающих материалов, делителей мощности, разнообразных резонансных элементов высокой добротности.

Следует отметить, что для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов изготовление обычных диафрагменно-штыревых импеданс-трансформаторов (см., например, задачу "Измерения в волноводном тракте") весьма затруднительно. В то же время изготовление слоистых диэлектриков отличается простотой и высокой точностью совпадения реальных характеристик с расчетными.

Целью данной задачи является исследование одномодовых интерференционных структур в волноводе (аналогов плосковолновых оптических систем) и проверка основных положений теории с помощью автоматизированного измерителя КСВН и ослаблений панорамного типа.

В методической части излагается метод импедансных характеристик, чаще всего применяемый при анализе волноводных МИС, и рассмотрены основные электродинамические свойства многослойных диэлектрических структур с поглощением: канонических четверть- и полуволновых слоев, новых $2\lambda/12$ -структур, ногослойных четвертьволновых отражателей, а также комбинированных систем типа диэлектрического узкополосного интерференционного фильтра (ДУПИФ) и многослойного интерференционного поглотителя (МИП) волновой энергии.

В экспериментальном разделе работы описаны установка и упражнения по проведению автоматизированных измерений микроволновых характеристик слоистых структур.

2. ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим отражение основной волны прямоугольного волновода H_{10} (TE_1) от диэлектрического слоя с комплексной проницаемостью $\epsilon_k = (\epsilon' + j\epsilon'')$ в пустом ($\epsilon' = 1$) прямоугольном волноводе (рис.1). Напомним компоненты полей, составляющих волну H ; опуская временной множитель $e^{i\omega t}$

$$\begin{aligned} E_y &= -i E_m \left(\frac{\omega \pi}{a} \right) \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right) e^{-i\gamma \xi} ; \\ H_x &= i E_m \left(\frac{\pi \gamma}{\mu a} \right) \sin \left(\frac{\pi x}{a} \right) e^{-i\gamma \xi} ; \\ H_z &= -E_m \left(\frac{\pi^2}{\mu a^2} \right) \cos \left(\frac{\pi x}{a} \right) e^{-i\gamma \xi} , \end{aligned} \quad (1)$$

где $\gamma^2 = k^2 - k_c^2$; $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$; $k_c^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 = \epsilon \mu \left(\frac{\pi}{a} \right)^2$; $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{\lambda}$, причем характеристическое (волновое) сопротивление волновода, заполненного средой (ϵ, μ) определяется в виде

$$Z_c = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\omega \mu}{\sqrt{k^2 - k_c^2}} = \left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{ak} \right)^2}} . \quad (2)$$

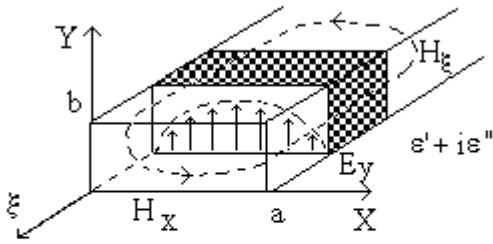


Рис.1 Уединенный слой диэлектрика в волноводе

Падающая слева на слой волна частично отражается от передней грани, проходит в слой, отражается от задней грани и частично проходит через нее. Отраженная от задней грани волна, падая на переднюю грань слоя справа, также частично от нее отражается и проходит сквозь левую границу слоя наружу и т.д. Сформировавшееся в результате интерференции прошедшей и многократно переотраженной волны полное волновое поле внутри слоя можно представить суммой падающей и отраженной волн вида :

$$E_1 = E_{1y} = A e^{-i\gamma_1 \xi} + B e^{i\gamma_1 \xi} \quad ; \quad (3)$$

$$H_1 = H_{1y} = \frac{(A e^{-i\gamma_1 \xi} - B e^{i\gamma_1 \xi})}{Z_{c1}}$$

где Z_{c1} - волновой импеданс волновода с заполнением ϵ_1 (рис.2а).

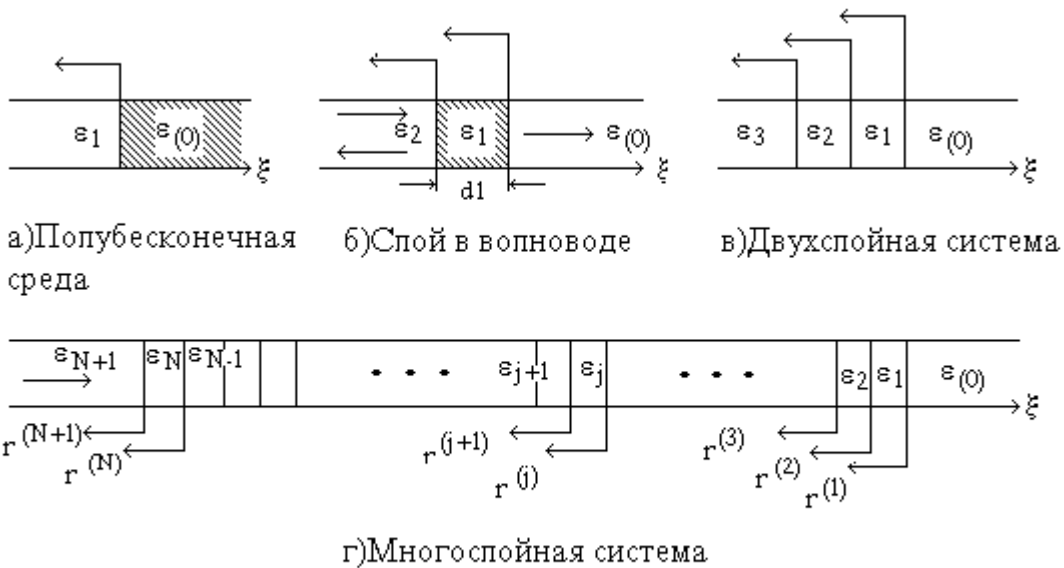


Рис.2 Обозначения теории многослойных сред.

Отношение (E_{1y}/H_{1x}) как функция координаты ξ определяет импеданс волновода в плоскости ξ :

$$Z(\xi) = \left(\frac{E_{1y}}{H_{1x}} \right) = Z_{c1} \frac{A e^{-i\gamma_1 \xi} + B e^{i\gamma_1 \xi}}{A e^{-i\gamma_1 \xi} - B e^{i\gamma_1 \xi}} \quad . \quad (4)$$

Пользуясь граничными условиями

$$Z(\xi)_{\xi=0} = Z_{\text{вх}}, \quad Z(\xi)_{\xi=d} = Z_{\text{с0}}, \quad (5)$$

найдем из (4) и (5) выражение для входного импеданса слоя

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{с1}} \frac{Z_{\text{с0}} + iZ_{\text{с1}} \operatorname{tg}(\gamma_1 d_1)}{Z_{\text{с1}} + iZ_{\text{с0}} \operatorname{tg}(\gamma_1 d_1)}. \quad (6)$$

Если поля \mathbf{E} и \mathbf{H} падающей и отраженной волн в среде 2 вне слоя записать в виде

$$\mathbf{E}_{2y} = C e^{-i\gamma_2 \xi} + D e^{i\gamma_2 \xi}, \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_{2x} = \left(\frac{1}{Z_{\text{с2}}} \right) (C e^{-i\gamma_2 \xi} - D e^{i\gamma_2 \xi}),$$

то можно найти, полагая $\xi=0$ на границе раздела сред ϵ_2 и ϵ_1 ,

$$Z_{\text{вх}} = \left(\frac{\mathbf{E}_{2y}}{\mathbf{H}_{2x}} \right) \Big|_{\xi=0} = Z_{\text{с2}} \frac{C+D}{C-D}, \quad (8)$$

откуда для коэффициента отражения слоя (рис.2б) $r_2 = (D/C)$ получается выражение

$$r_2 = \frac{D}{C} = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_{\text{с2}}}{Z_{\text{вх}} + Z_{\text{с2}}}. \quad (9)$$

Подставляя $Z_{\text{вх}}$ из (6) в (9), найдем

$$r_2 = \frac{r_{12} + r_{01} e^{-2i\gamma_1 d_1}}{1 + r_{12} r_{01} e^{-2i\gamma_1 d_1}}, \quad (10)$$

где $r_{ij} = \frac{Z_{\text{сj}} - Z_{\text{с, (j+1)}}}{Z_{\text{сj}} + Z_{\text{с, (j+1)}}$ – френелевские коэффициенты, выражаемые через

характеристические импедансы $Z_{\text{сj,k}}$ ($j = 0,1$). Используя (2), преобразуем $r_{j,(j+1)}$ к виду

$$r_{j,(j+1)} = \frac{\sqrt{\epsilon_{j+1}} - \sqrt{\epsilon_j}}{\sqrt{\epsilon_{j+1}} + \sqrt{\epsilon_j}} = \frac{n_{j+1} - n_j}{n_{j+1} + n_j}, \quad (10a)$$

где n_j, n_{j+1} – показатели преломления материалов соответствующих слоев. Отсюда видно, что фаза волны, отраженная от оптически более плотной среды ($n_{j+1} > n_j$), отстает на π от фазы падающей волны $r_{j,(j+1)} = -|r_{j,(j+1)}| = |r_{j,(j+1)}| e^{i\pi}$. В противоположном случае ($n_{j+1} < n_j$) фазы падающей и отраженной волн совпадают, так как $r_{j,(j+1)} = |r_{j,(j+1)}|$. Вместе с тем, фаза волны, прошедшей через границу раздела сред, всегда совпадает с фазой падающей волны, поскольку френелевский коэффициент пропускания $t_{j,(j+1)}$ для данной среды действителен:

$$t_{j,(j+1)} = 1 - r_{j,(j+1)} = \frac{2n_j}{n_j + n_{j+1}} = |t_{j,(j+1)}|.$$

В случае 2-слойной системы (рис.2в) тем же путем получается

$$r^{(3)} = \frac{r_{23} + r^{(2)} e^{-i\gamma_2 d_2}}{1 + r_{23} r^{(2)} e^{-i\gamma_2 d_2}}. \quad (11)$$

Амплитудный коэффициент отражения r_j в j -й плоскости системы рис.2г по аналогии с (9) выражается через импедансы в виде

$$r_j = \frac{Z_{ВХj} - Z_{сj}}{Z_{ВХj} + Z_{сj}}, \quad (12)$$

так что для N -слойной системы в целом имеем эквивалентное (11) выражение:

$$r^{(N+1)} = \left(\frac{E_{отр}}{E_0} \right) = \frac{Z_{ВХN} - Z_{л}}{Z_{ВХN} + Z_{л}} = |r| e^{i\varphi_r}, \quad (13)$$

где $Z_{л} = Z_{с(N+1)} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$, здесь $\lim_{\lambda \rightarrow \lambda_{кр}} Z_{л} = \infty$, $\lambda_{кр} = 2a$.

Таким образом, коэффициент отражения от слоя зависит не только от коэффициентов ϵ и μ , но и от его толщины, а также от аналогичных параметров соседних сред и от размеров волновода.

3. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА КАНОНИЧЕСКИХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР

1. Четвертьволновый слой (рис.3а).

Импеданс отдельного $\lambda/4$ -слоя ($\gamma_1 d_1 = \pi/2$, а так как $\gamma = 2\pi/\lambda$, то $d = \lambda/4$) без потерь ($\epsilon'' = 0$) в пустом волноводе ($\epsilon'_2 = \epsilon'_0 = 1$) согласно (6) равен $Z_{ВХ} = Z_{с1}^2 / Z_{с0}$. Отражение от такого $\lambda/4$ -слоя составляет

$$r = \frac{z_{ВХ1} - z_{с2}}{z_{ВХ1} + z_{с2}} = \frac{1 - (z_{с2} z_{с0} / z_{с1}^2)}{1 + (z_{с2} z_{с0} / z_{с1}^2)}. \quad (14)$$

С другой стороны, по определению КСВН

$$r = \frac{КСВН - 1}{КСВН + 1} \Rightarrow КСВН = \frac{z_{с2} z_{с0}}{z_{с1}^2}, \quad (15)$$

Отсюда видно, что $\lambda/4$ -слой является неотражающим, если

$$Z_{c2} Z_{c0} = Z_{c1}^2 \quad (16)$$

При $\epsilon_2 = \epsilon(0) = 1$, $\epsilon_1 > 1$ последнее невозможно, и $\lambda/4$ -слой в пустом волноводе является отражателем с

$$\text{КСВН} = \frac{\epsilon'_1 - (\lambda / \lambda_{\text{кр}})^2}{1 - (\lambda / \lambda_{\text{кр}})^2}, \quad (17)$$

тем большим, чем выше ϵ'_1 и чем ближе λ к $\lambda_{\text{кр}}$.

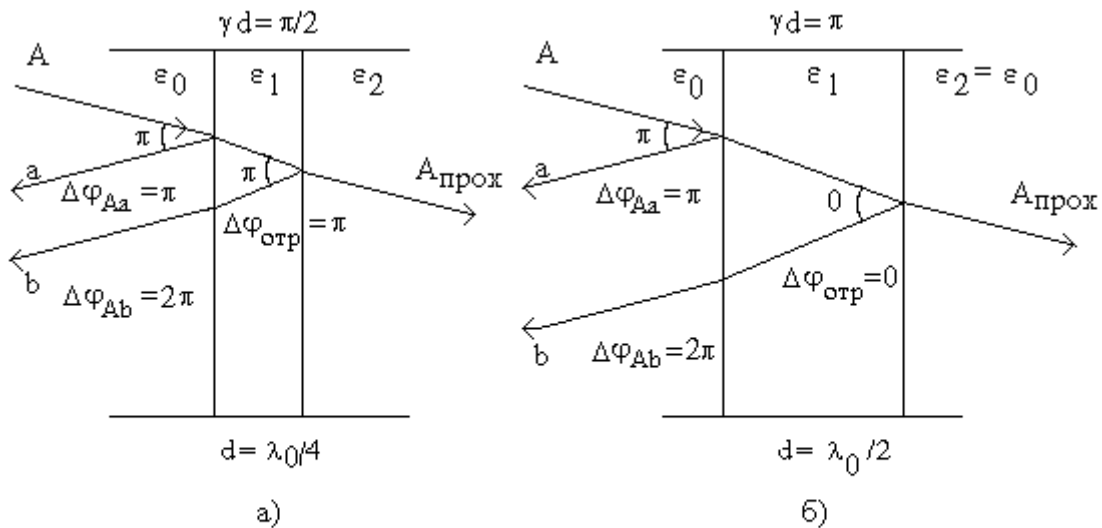


Рис.3 Четвертьволновый и попуволновый слои в волноводе

Вместе с тем, помещенный между двумя различными непоглощающими средами $\epsilon(0)$ и ϵ_2 четвертьволновый слой на резонансной длине волны λ_0 является согласователем, просветляющим границу раздела сред. Это означает, что коэффициент отражения от границы уменьшается, а значит, повышается энергия проходящей волны. Диэлектрическая проницаемость такого слоя должна удовлетворять согласно (12) и (16) условию

$$\Lambda_1 = \sqrt{\Lambda_2 \Lambda_0} \Rightarrow \epsilon_1 = \sqrt{(\epsilon_2 - \delta_0^2)(\epsilon(0) - \delta_0^2) + \delta_0^2}, \quad (18)$$

где $\delta_0 = \lambda_0 / \lambda_{\text{кр}}$ (в прямоугольном волноводе $\lambda_{\text{кр}} = 2a$, $\Lambda_j = \epsilon'_j - (\lambda^2 / \lambda_{\text{кр}})^2$). Такой четвертьволновый слой называется четвертьволновым трансформатором, преобразующим волновое сопротивление Z_{c2} в Z_{c1} , и согласует лишь одну резонансную длину волны. Так как для толщины слоя выполняется резонансное условие $2d = \lambda/2$, то внутри него за время, характерное для данной среды, устанавливается стоячая волна.

2. Полуволновый слой (рис.3б).

Полуволновый слой ($\gamma d = \pi$, $d = \lambda/2$), обрамленный одинаковыми средами ($Z_{c0} = Z_{c2}$), является неотражающим, как и четвертьволновый согласующий слой с $\Lambda_1 = (\Lambda_2 \Lambda_0)^{1/2}$. Разница в том, что $\lambda/2$ -слой, обрамленный одинаковыми средами (ϵ

$z=\varepsilon_0$), согласован при любом значении ε'_1 : для любого ε'_1 из (12) следует $Z_{вхj}=Z_{с0} = Z_{с2} \Rightarrow KСВН=1$. Физической причиной отсутствия отражений в обоих случаях является равенство амплитуд волн, отраженных от передней и задней границ слоя (см.рис.3) с фазами, отличающимися на π , так что волны компенсируют друг друга.

На рис.3а представлена векторная диаграмма, на которой \mathbf{A} - вектор падающей на $\lambda/4$ -слой СВЧ-волны; \mathbf{a} - вектор волны, отраженной от передней грани; \mathbf{b} - вектор волны, прошедшей в слой через переднюю грань, отраженной и вышедшей еще раз через слой в обратном направлении. Набег (или изменение) фазы волны \mathbf{b} в прямом и обратном направлениях составляет $\pi/2$, при отражении на задней грани от оптически более плотной среды ($\varepsilon_1 < \varepsilon(0)$) фаза вращается еще на π . В итоге $\Delta\varphi(\mathbf{A}\mathbf{b}) = \pi/2 + \pi + \pi/2 = 2\pi$, то есть \mathbf{A} и \mathbf{b} сонаправлены. Фаза волны \mathbf{a} , отраженной также от оптически более плотной среды, вращается на π , и оказывается в противофазе с \mathbf{b} .

В полуволновом (рис.3б) слое при выполнении условия $\varepsilon_2 = \varepsilon(0)$ фаза падающей волны вращается на π лишь на одной из границ, но набег фазы для волны \mathbf{b} за два прохода вновь составит $\Delta\varphi(\mathbf{A}\mathbf{b}) = \pi + \pi = 2\pi$ (как и в предыдущем случае). Равенство амплитуд $|\mathbf{a}| = |\mathbf{b}|$ обеспечивается резонансом волны \mathbf{b} в слое за счет многократного синфазного отражения части ее энергии на границах слоя. В самом деле,

$$|\mathbf{a}| = r_{12} = \frac{z_{с2} - z_{с1}}{z_{с2} + z_{с1}},$$

тогда как $|\mathbf{b}|$ составляет

$$\begin{aligned} |\mathbf{b}| &= |\mathbf{b}_1| + |\mathbf{b}_2| + |\mathbf{b}_3| + \dots = t_{21} r_{10} t_{12} + t_{21} r_{10} t_{12} r_{21} r_{10} + \dots = \\ &= t_{21} r_{10} t_{12} (1 + r_{21} r_{10} + r_{21}^2 r_{10}^2 + \dots) = \frac{t_{21} r_{10} t_{12}}{1 - r_{21} r_{10}}. \end{aligned}$$

Имея в виду, что при единичной амплитуде падающей волны $|\mathbf{A}| = 1$ коэффициенты отражения и пропускания волн на границах составляют

$$\begin{aligned} r_{10} &= \frac{z_{с1} - z_{с0}}{z_{с1} + z_{с0}}, & r_{21} &= \frac{z_{с2} - z_{с1}}{z_{с2} + z_{с1}}, \\ t_{12} &= \frac{2z_{с2}}{z_{с2} + z_{с1}}, & t_{21} &= \frac{2z_{с1}}{z_{с2} + z_{с1}}, \end{aligned}$$

найдем

$$|\mathbf{b}| = \frac{z_{с2} - z_{с1}}{z_{с2} + z_{с1}}, \quad (19)$$

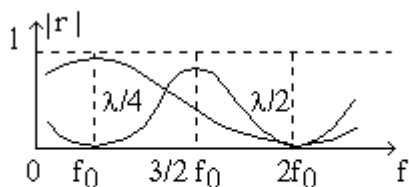


Рис.4 Спектральные характеристики $\lambda/4$ и $\lambda/2$ слоев.

поместить между двумя другими слоями, то отражение от границы будет таким, как если бы слои соприкасались друг с другом непосредственно.

Рис. 4 демонстрирует отличия в спектральных характеристиках уединенных $\lambda/4$ - и $\lambda/2$ - слоев: на основной частоте f_0 полуволновый слой является неотражающим резонатором, а четвертьволновый имеет максимум отражения. На частоте $2f_0$ неотражающими являются оба слоя.

3. Двухслойная система $2 \lambda/12$ (рис.5).

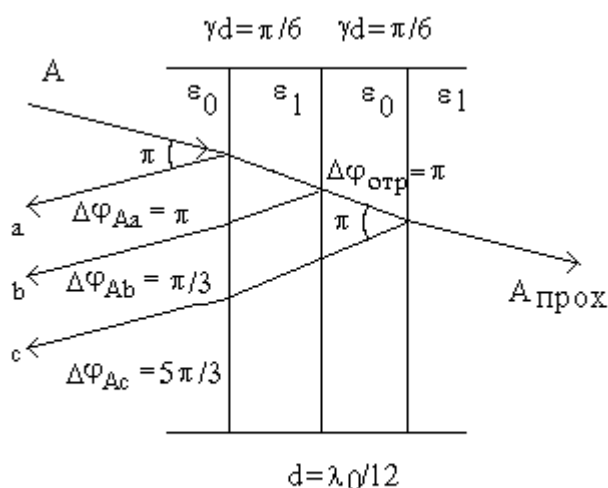


Рис.5 Двухслойная система $2 \lambda_0/12$

слойная, то и компенсация отраженной от фронтальной границы волны осуществляется двумя волнами - **b** с набегом фазы $2\pi/6 = \pi/3$ и **c** с набегом фазы $2\pi/6 + \pi + 2\pi/6 = 5\pi/3$; в последнем случае вращение фазы на π в плоскости $j = 0$ происходит при отражении от оптически более плотного диэлектрика. В результате векторное условие согласования имеет вид

$$-\mathbf{a} = \mathbf{b} + \mathbf{c} \quad (20)$$

В данном случае $|\mathbf{c}| \cong |\mathbf{b}|$, и согласно векторной диаграмме рис.5 $|\mathbf{b} + \mathbf{c}| = |\mathbf{b}| = |\mathbf{c}| = |\mathbf{a}|$.

Таким образом, 2-слойная просветляющая система $2\lambda/12$ на резонансной частоте эквивалентна $\lambda/4$ -слою. Такие двухслойные (а также более сложные, трехслойные) системы нашли широкое применение в оптике (например, просветленные линзы), в акустике (ультразвуковая дефектоскопия) и пр.

то есть амплитуды волн, отраженных от передней и задней границ слоя действительно равны, а $\Delta\varphi_{ab} = \pi$ в обоих случаях; это означает, что волны **a** и **b** компенсируют друг друга и отражение отсутствует. Таким образом, полуволновый слой не оказывает никакого воздействия на падающую волну. Если, например, его

Четвертьволновый слой при условии (16) является просветляющим. Для его изготовления надо взять материал с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = (\varepsilon_2 \varepsilon_0)^{1/2}$. Если такой материал отсутствует, можно выполнить согласователь из материалов граничащих сред: два слоя с одинаковой фазовой толщиной $d_{1,2} \sqrt{\varepsilon_{1,(0)}} \cong \lambda/12$

(рис.5) компенсируют отражения на границе раздела сред $\varepsilon_{1,2}$ в соответствии с векторной диаграммой рис.5, которая получается аналогично диаграммам рис.3. Поскольку здесь система 2-

Полный интерференционный анализ показывает, что толщина согласующих слоев зависит от диэлектрических проницаемостей согласуемых сред, а в волноводе - еще и от параметра волноводной дисперсии:

$$d_{1,2} = \frac{\lambda}{4\sqrt{\Lambda_{1,0}}} \arccos \frac{\Lambda_0 + \Lambda_1}{(\Lambda_0^{1/2} + \Lambda_1^{1/2})^2} \leq \frac{\lambda}{12\sqrt{\Lambda_{1,0}}} = \frac{\lambda}{12} v_{1,0}, \text{ где}$$

$$\Lambda_{1,0} = \varepsilon_{1,(0)} - \lambda^2 / \lambda_{кр}^2.$$

4. МНОГОСЛОЙНЫЕ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ОТРАЖАТЕЛИ (ЗЕРКАЛА)

Элементарной составной частью четвертьволнового (т.е. состоящего из $\lambda/4$ -слоев) диэлектрического отражателя является пара четвертьволновых слоев с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 (пусть $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Входной импеданс такой системы (см., например, рис.2в при $Z_{\varepsilon 3} = Z_{\varepsilon}(0) = Z_{\text{Л}}$), вычисленный по формуле (11) для частоты f_0 без учета потерь в диэлектриках, равен

$$Z_{\text{ВХ}} = (Z_{\varepsilon 1}^2 / Z_{\varepsilon 2}^2) Z_{\text{Л}}, \quad (21)$$

Если отражатель состоит из N пар таких слоев, то входной импеданс системы равен $Z_{\text{ВХ}} = (Z_{\varepsilon 1} / Z_{\varepsilon 2})^{2N} Z_{\text{Л}}$, а модуль коэффициента отражения r оказывается равным

$$|r| = \frac{(\Lambda_1 / \Lambda_2)^N - 1}{(\Lambda_1 / \Lambda_2)^N + 1}, \quad (22)$$

то есть КСВН = $(\Lambda_1 / \Lambda_2)^N$.

Таким образом, с ростом числа слоев в отражателе растет и КСВН в волноводной линии, т.е. увеличивается коэффициент отражения системы. Как и раньше, сказанное справедливо лишь для некоторой фиксированной частоты падающей волны, для которой все слои являются четвертьволновыми. Однако в случае периодических систем непоглощающих слоев она имеет аналитическое описание. В частности, для $2N$ -слойного отражателя, образованного попарно чередующимися слоями с ε_1 и $\varepsilon_2 = 1$ (слои с одинаковой ε имеют одинаковые толщины), амплитудный коэффициент отражения рассчитывается по формуле

$$r = \frac{i(\Lambda_1 - \Lambda_2) \sin \Phi_1}{2\sqrt{\Lambda_1 \Lambda_2} \cos \Phi_1 - \Psi_N \cos \Phi_2 - i((\Lambda_1 + \Lambda_2) \sin \Phi_1 - \Psi_N \sin \Phi_2)}, \quad (23)$$

где $\Psi = 2\sqrt{\Lambda_1 \Lambda_2} U_{N-2}(\bar{a}) / U_{N-1}(\bar{a})$; $U(\bar{a}) = (1 - \bar{a}^2)^{-1/2} \sin((N+1) \arccos \bar{a})$ -функция Чебышева 2-го рода: $\bar{a} = \cos \Phi_1 \cos \Phi_2 - 1/2(\sqrt{\Lambda_2 / \Lambda_1} + \sqrt{\Lambda_1 / \Lambda_2}) \sin \Phi_1 \sin \Phi_2$;

$\Phi_j = \gamma_j \xi_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\Lambda_j \xi_j}$. Функция (23) осциллирует в спектральных областях, в которых параметр $|a| < 1$ (рис.6), обращаясь в нуль в точках спектра, определяемых условием

$$\bar{a}_m = \cos(\pi m / N) \quad , \quad m = 1, 2, \dots, N - 1 \quad . \quad (24)$$

В окрестностях точек, в которых выполняется равенство $\Phi_2 = \Phi_1 = \pi / 2 + 2\pi n$ ($n=0,1,\dots$), расположены плато высоких коэффициентов отражения отражателя, спектральная ширина которых может быть определена из условия $a < -1$. При $n=0$ отражатель является "четвертьволновым" (нетрудно убедиться, что при $\Phi_1 = \Phi_2 = \pi/2$ (23) переходит в (22)). Заметим, что и некоторые побочные максимумы отражения структуры также могут достигать большой величины (близкой к 1) в областях спектра, в которых $a > 1$. Вид одного из таких максимумов показан на рис.6 (он расположен в точке $f/f_{кр} \cong 2,55$).

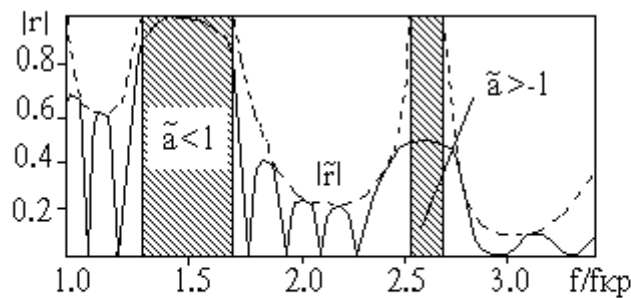


Рис.6 Спектральная кривая $|r(f)|$ многослойного отражателя с $N=5$ и огибающая побочных максимумов $|\bar{r}|$ при $\varepsilon_1=2; \varepsilon_2=1$. $\Phi_1=\Phi_2=\pi/2$ при $f/f_{кр}=1.5$

Спектральные кривые (23) обладают свойством инвариантности по отношению к числу слоев в системе: при любом числе пар слоев $N \geq 2$ они имеют общую огибающую побочных максимумов

$$|\bar{r}| = \left| \frac{(\Lambda_1 - \Lambda_2) \operatorname{tg} \Phi_1}{\cos \Phi_1 (2\sqrt{\Lambda_1 \Lambda_2} \operatorname{tg} \Phi_2 + (\Lambda_1 + \Lambda_2) \operatorname{tg} \Phi_1)} \right| \quad . \quad (25)$$

Вид огибающей (25) показан на рис.6 пунктирной линией. В точках $|a|=1$ справедливо равенство $|r(f)|=1$, а при $|a| > 1$ огибающая не имеет физического смысла. При уменьшении частоты $f > f_{кр}$ минимум огибающей спектра $|r(f)|$ стремится к 1 (пустой волновод становится близким к запердельному). В спектральных областях, для которых выполняется условие $|a| > 1$, при неограниченном увеличении числа слоев коэффициент отражения стремится к 1. В этом смысле эти области можно назвать областями "непрозрачности" структуры. Определение положения этих областей представляет наибольший интерес при конструировании высокоотражающих систем.

5. РЕЗОНАНСНЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ФАБРИ-ПЕРО

Интерференционные слоистые системы с резонансным рабочим $\lambda/2$ -слоем, обрамленным четвертьволновыми подсистемами 1 и 2, можно представить в виде эквивалентной 2-зеркальной системы типа Фабри-Перо (рис.7). Пусть толщина рабочего слоя представляет целое число s полуволн λ_{B30} на частоте f_0 , на которой слои отражателей являются четвертьволновыми: $d_3 = s(\lambda_{B30}/2)$. Если тогда энергетические коэффициенты пропускания подсистем 1 и 2 обозначить через $T_{1,2}$, для энергетических коэффициентов системы в целом будут справедливы соотношения

$$T = \frac{4\Pi}{(1+2F+\Pi)^2 + \xi_1^2}; \quad R = \frac{(1-2F-\Pi)^2 + \xi_1^2}{(1+2F+\Pi)^2 + \xi_1^2};$$

$$A = \frac{8F}{(1+2F+\Pi)^2 + \xi_1^2}; \quad (26)$$

$$\text{где } F = \frac{\pi(\Lambda_1/\Lambda_2)^N}{4c\Lambda_0^{1/2}} (\Lambda_1^{1/2}\chi_2 + \Lambda_2^{1/2}\chi_1) + (\Lambda_1/\Lambda_2)^N \frac{\pi\chi_3 s\Lambda_3^{1/2}}{2\Lambda};$$

$$\xi_1 = \frac{(\Lambda_1/\Lambda_2)^N \pi\delta}{4c\Lambda_0^{1/2}} (2cs\Delta_3\Lambda_3^{1/2} + \Delta_2\Lambda_1^{1/2} + \Delta_1\Lambda_2^{1/2}); \quad \Pi = \frac{T_2}{T_1};$$

$$C = \frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{2(\Lambda_1\Lambda_2)^{1/2}}; \quad \Delta_j = 1 + (\lambda/\lambda_{кр})^2 \Lambda_j^{-1}; \quad \Lambda = 1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2;$$

$\chi_j = \varepsilon_j/2\Lambda_j$ – потери в слоях; $\delta = \Delta\lambda/\lambda_0$ – расстройка

Здесь применяются следующие обозначения: R - коэффициент отражения; A - параметр поглощения энергии в среде; T - коэффициент, пропорциональный квадрату амплитуды; F - коэффициент общих потерь (параметры χ_1 и χ_2 входят в него линейно); ξ - параметр расстройки (при $\xi=0$ наступает резонанс); Π - коэффициент симметричности зеркал (при $\Pi=1$ зеркала одинаковы, при $\Pi=0$ зеркала максимально различны).

Из соотношений (26) видно, что неотражающие ($R=0$) резонансные ($\xi_1 = 0$) режимы МИС имеют место при $(2F + \Pi) = 1$. Если потери минимальны ($2F > 0$) и система симметрична ($T_1 = T_2 \Rightarrow \Pi = 1$), то МИС работает в режиме диэлектрического узкополосного интерференционного фильтра (ДУПИФ) с максимальным пропусканием

$$T_{\max} = 1/(1 + F^2) \Big|_{F \rightarrow 0} = 1 \quad (26a)$$

Напротив, при высокой асимметрии ($T_1 \gg T_2 \Rightarrow \Pi = 0$) МИС действует в режиме многослойного интерференционного поглотителя (МИП) с коэффициентом поглощения

$$A_{\max} \Big|_{2F = 1 + \Pi} = 1/(1 + \Pi) \Big|_{\Pi \rightarrow 0} \rightarrow 1 \quad (26б)$$

Структура МИП и ДУПИФ в принципе одинакова (два четвертьволновых отражателя, разделенных полуволновым рабочим слоем диэлектрика с поглощением); отличие заключается в том, что характеристические потери (ϵ''_3) в рабочем слое МИП, как правило, должны быть выше, чем в остальных слоях структуры, а также в том, что для достижения максимального (практически полного) поглощения падающей волны структура МИП должна быть ассиметричной - пропускание заднего отражателя T_2 должно быть существенно меньше пропускания фронтального отражателя T_1 . Вместе с тем, симметричный МИП ($\Pi=1$), как видно из (26), поглощает не более половины энергии падающей волны:

$$A_{\max} \Big|_{2F = (1 + \Pi)} = 1/(1 + \Pi) \Big|_{\Pi = 1} = 1/2 \quad (26в)$$

при этом другая половина энергии поровну распределяется на отражение ($R \Big|_{\Pi=1, \lambda_{\max}} = 1/4$) и пропускание ($T \Big|_{\Pi=1, \lambda_{\max}} = 1/4$).

6. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ФИЛЬТР (ДУПИФ)

ДУПИФ представляет собой совокупность двух четвертьволновых отражателей, расположенных на определенном расстоянии между ними (рис.7). Нетрудно заметить, зная свойства полуволнового слоя, что если расстояние между отражателями равно $s\lambda_{в0}/2$, такая система будет иметь максимум пропускания на частоте f_0 . Из (27) нетрудно получить выражение для максимального (при $\xi_1=0$) значения коэффициента пропускания фильтра T_{\max} и добротности Q (или относительной ширины полосы частот пропускания фильтра $f/f_0 = 1/Q$ на уровне $T_{\max}/2$):

$$T_{\max} = 1/(1 + F)^2 \quad ; \quad Q = \xi_1 / (\delta(1 + F)) \quad (27)$$

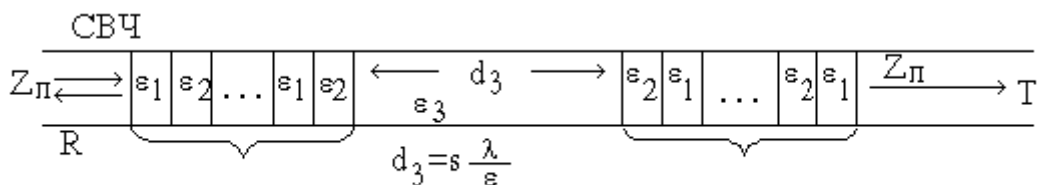


Рис.7 Общий вид ДУПИФ

Как можно заметить из (26), потери в диэлектрических слоях приводят к уменьшению добротности фильтра и T_{\max} . Вместе с тем, многослойная структура типа ДУПИФ может служить для измерения малых потерь (ϵ''_j) в слоях, ее

составляющих, если известны все другие параметры слоев. Так, если пренебречь потерями в слоях отражателя, то

$$T_{\max} = 1/(1+F)^2, \text{ где } F = (\Lambda_1/\Lambda_2)^N \pi \varepsilon_3'' s / (4\Lambda_1^{1/2} \Lambda_3^{1/2}). \quad (28)$$

Если значение T_{\max} определено экспериментально, то зная величины $\Lambda_{1,2,3}$, можно определить и значение $|\varepsilon_j''| = 2\Lambda_3 \chi_3$. Если слой 3 представляет собой полупроводник, по величине $|\varepsilon_3''|$ можно найти проводимость σ данного материала:

$$\sigma = 2\pi \left| \varepsilon_3'' \right| f_0 \varepsilon_0 = 0.034 (f_0 \Gamma_{\text{Гц}} / s) (\Lambda_1 \Lambda_2)^N \Lambda_1^{1/2} \Lambda_3^{1/2} \frac{1+R^{1/2}}{1+R}, \quad (29)$$

где $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м.

8. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ МИКРОВОЛНАМИ.

Зависимость T_{\max} от величины проводимости резонансного слоя ДУПИФ, описываемая формулой (26), лежит в основе одного из механизмов управления излучением СВЧ с помощью такой структуры - фотоэлектрического, когда под воздействием внешней световой накачки полупроводниковый слой изменяет свою проводимость, что приводит к изменению T .

В условиях, когда механизмом возбуждения носителей заряда в полупроводнике является внутренний фотоэффект (переход электронов из валентной зоны в зону проводимости при поглощении ими квантов световой энергии), изменение проводимости полупроводника σ_0 на величину $\Delta\sigma$ определяется изменением Δn и Δp равновесной концентрации носителей заряда (электронов n_0 и дырок p_0) [4]:

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \right) = \frac{\Delta n \mu_e + \Delta p \mu_p}{n_0 \mu_e + p_0 \mu_p}, \quad (30)$$

где $\sigma_0 = e(n_0 \mu_e + p_0 \mu_p)$ - равновесное (темновое) значение проводимости полупроводника; μ_e , μ_p - подвижности электронов и дырок соответственно. Для полупроводников, близких к собственным (для которых характерны равенства $n_0 = p_0$, $\Delta n = \Delta p$), выражение (30) можно переписать в виде

$$\Delta\sigma / \sigma_0 = \Delta n / n_0, \quad (31)$$

Предположив, что энергия световой накачки поглощается в полупроводниковом образце полностью и равномерно по объему, а квантовый выход фотовозбуждения (отношение числа фотовозбужденных электронов к числу поглощенных квантов излучения накачки) равен 1, изменение проводимости σ_0 объема V полупроводниковой вставки на величину $\Delta\sigma$ в зависимости от мощности световой накачки P_H имеет вид

$$\Delta\sigma = \sigma_0 \frac{P_H \tau (\mu_e + \mu_p) e}{n_0 h\nu V}, \quad (32)$$

где

$h/2\pi = 1.06 \times 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка;
 ν - частота излучения световой накачки;
 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл - заряд электрона;
 τ - время жизни фотовозбужденных электронов.

7. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ.

Экспериментальная установка состоит из панорамного измерителя КСВН и ослаблений, волноводных секций со слоистыми структурами и блока питания лампы накаливания для исследований фотоуправляемого ДУПИФ.

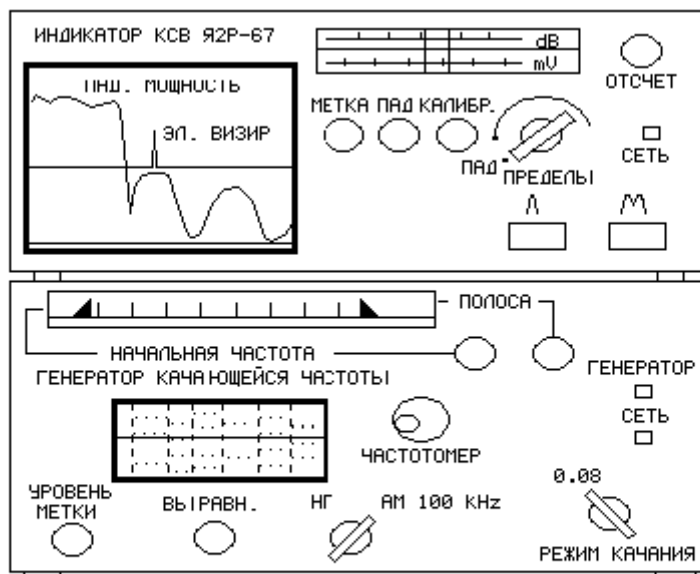


Рис.8 Расположение переключателей на панели индикатора КСВ и генератора качающейся частоты.

1. Панорамный измеритель КСВН и ослабления.

Работа измерителя (рис.8) основана на принципе рефлектометра - раздельного выделения сигналов, пропорциональных мощности падающей от генератора и отраженной от измеряемого объекта (при измерении КСВН) или прошедшей через измеряемый объект (при измерении ослаблений) волн. Сигналы, пропорциональные падающей и отраженной мощностям, снимаются с детекторных головок, встроенных во вторичных трактах направленных детекторов. Уровень напряжения на выходе детекторной головки направленного детектора падающей волны поддерживается постоянной системой АРМ (автоматической регулировки мощности) генератора. Уровень напряжения на выходе детекторной головки направленного детектора отраженной волны, при условии квадратичного детектирования, пропорционален квадрату амплитудного коэффициента отражения измеряемой нагрузки на частоте измерения. Шкалы индикатора рассчитаны на квадратичность детектирования и проградуированы непосредственно в значениях КСВН или ослабления. Измерение КСВН и ослабления может производиться как в автоматическом, так и в ручном режимах перестройки частоты.

2. Измеритель состоит из следующих основных блоков и узлов:

- генератор качающейся частоты (ГКЧ);

- индикатор КСВН и ослабления Я2Р-67;
- коаксиально-волноводный переход;
- направленный детектор падающей волны;
- направленный детектор отраженной волны;
- согласованная нагрузка;
- короткозамыкатель.

3. Генератор качающейся частоты предназначен для генерирования высокочастотного сигнала с изменяющейся частотой и стабилизированной выходной мощностью в заданном диапазоне частот. Индикатор КСВН и ослаблений Я23-67 позволяет наблюдать наэкране электронно-лучевой трубки частотные характеристики КСВН и ослабления и производить измерения этих величин по шкалам отсчетного устройства в автоматическом и ручном режимах перестройки частоты ГКЧ.

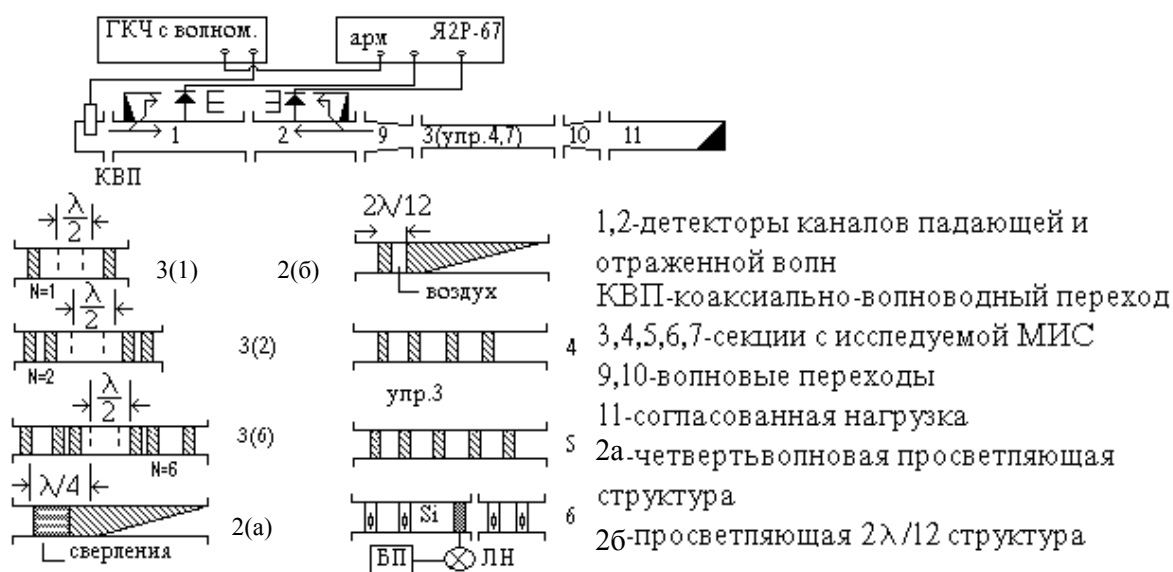


Рис.9 Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования отражательных свойств МИС.

4. Волноводные направленные детекторы представляют собой два волновода, имеющие общую широкую стенку с двумя рядами отверстий связи. Первичный волновод с обеих сторон оканчивается фланцами, во вторичном волноводе в одном конце расположен поглотитель в виде пирамиды, а в другом конце расположена встроенная детекторная головка и подвижный короткозамыкатель. Направленный детектор (НД) выделяет микроволновый сигнал, распространяющийся в одном направлении, и не реагирует на противоположно направленный сигнал.

Согласованная нагрузка используется как оконечный поглощающий элемент с КСВН, близким к 1.

Короткозамыкатель используется для грубой калибровки прибора и в качестве элемента исследуемой структуры с КСВН ~ 100 (т.е. с коэффициентом отражения, близким к 1).

Для исследования отражательных характеристик МИС (Упражнения 1-4) необходимо собрать волноводную часть установки в соответствии с рис.9. Для исследования характеристик МИС на пропускание (Упражнение 7* - повышенной

сложности, оно отмечено "звездочкой" и обведено рамкой) волноводную часть установки следует собрать в соответствии с рис.11. При исследовании отражательных характеристик МИП (Упражнение 6) волноводная часть установки собирается в соответствии с рис.10. Нумерация отдельных элементов рис.9-11 совпадает с нумерацией соответствующих волноводных секций, имеющих в практике.

КАЛИБРОВКА ИНДИКАТОРА КСВН И ОСЛАБЛЕНИЯ Я23-67.

1. Перед началом упражнения ознакомьтесь с описанием и инструкцией по эксплуатации приборов, входящих в состав установок. Проверить правильность подключения сетевых и соединительных проводов, а также соединение волноводных секций между отдельными частями экспериментальной установки. Включить тумблеры "СЕТЬ" блока СВЧ и индикаторного блока и дать прогреться 10 мин.

2. Установить переключатели в следующее положение:

для ГКЧ:

РЕЖИМ: АМ 100 кГц РЕЖИМ КАЧАНИЯ: 0,08

НАЧАЛЬНАЯ ЧАСТОТА: крайнее левое положение

ПОЛОСА: крайнее правое положение

для индикатора Я2Р-67:

КОРРЕК: ненажатое положение -10 dB: ненажатое положение

ЛОГ: ненажатое положение : нажатое положение ПРЕДЕЛЫ: пад

3. Калибровка на **ОТРАЖЕНИЕ**.

Собрать волноводный тракт так, как указано на рис. 9, секция 3 - пустая.

Включить тумблер "ГЕНЕРАТОР".

Ручкой ОТСЧЕТ (Я2Р) установить визир на 3mV по шкале mV.

Включить тумблер ГЕНЕРАЦИЯ (ГКЧ). Установить НАЧ. ЧАСТОТА на 7,0 ГГц, ПОЛОСА на 10,5 ГГц.

С помощью ручек ВЫРАВНИВАНИЕ и ПАД совместить линию падающей мощности с линией электронного визира (на линии визира имеется метка частотомера).

Переключатель пределы установить в положение 0. При этом на экране вместо линии падающей мощности наблюдается линия калибровки. Установить визир ручкой ОТСЧЕТ на 0 dB. Совместить линию калибровки ручкой КАЛИБР с линией электронного визира (примерно посередине линии калибровки).

Выключить тумблер "ГЕНЕРАТОР".

По окончании калибровки приведите ручки в положение п.2.

Калибровка на **ПРОПУСКАНИЕ** осуществляется аналогично, но измерительная линия собирается в соответствии с рис. 11, секция 3 пустая.

УПРАЖНЕНИЕ 1. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ УЕДИНЕННЫХ $\lambda/2$ И $\lambda/4$ - ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ.

1. Собрать волноводную часть установки в соответствии с рис.9. При этом в секцию волновода 3 поместить один четвертьволновый слой фторопласта толщиной $x_{\text{ф}} = 6,2$ мм, а к свободному фланцу подсоединить согласованную нагрузку 11.

2. Включить тумблер "ГЕН". Установить полосу частот работы ГКЧ 7,0...10,5 ГГц. На экране индикаторного блока наблюдать кривую КСВН(f), зарисовать ее при времени развертки $t = 1$ с в области f_0 .

3. Выключить тумблер "ГЕН", разобрать нагрузочный узел 9,3,10 волноводной части. Поместить вплотную к первому слою дополнительно второй четвертьволновый слой фторопласта с тем, чтобы суммарная толщина диэлектрической вставки достигла полуволновой величины. Закрепить волновод 3 в соответствии с рис.9.

4. Включить тумблер "ГЕНЕРАТОР". На экране индикаторного блока наблюдать кривую КСВН(f). Зафиксировать минимальное значение КСВН и частоту f_0 , на которой оно достигается. Для наиболее точного измерения указанных величин необходимо установить узкую полосу частот ГКЧ и оптимальное положение переключателя "Пределы" индикатора.

5. Выключить тумблер "ГЕНЕРАТОР" ГКЧ.

6. Обработка результатов измерения.

Указать принципиальное отличие резонансных кривых КСВН(f) для четвертьволновых и полуволновых диэлектрических слоев. Критическую частоту f_0 проще всего определять, сопоставляя эти кривые в соответствии с рис. 4.

По данным измерений f_0 для полуволнового слоя определить значение диэлектрической проницаемости фторопласта, воспользовавшись формулой

$\epsilon' = (\lambda_0 / 2d)^2 + (\lambda_0 / \lambda_{кр})^2$, где $d = 2X_{ф}$ - толщина слоя в см; $\lambda_{кр} = 4,6$ см; $\lambda_0 = 3 \times 10^{10} / f_0$ (Гц).

УПРАЖНЕНИЕ 2. ПРОСВЕТЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ $\lambda/4$ и $2\lambda/12$.

1. Схема установки та же, что и в 1-м упражнении.

2. Поставить между секциями 9 и 10 секцию 3(12), вставив в нее предварительно диэлектрический клин. Измерить КСВН, пересчитать его в коэффициент отражения R и вычислить диэлектрическую проницаемость материала клина. Для согласования границы раздела "воздух - диэлектрик клина", имитирующего полупространство, заполненное данным диэлектриком, используется четвертьволновый слой искусственного диэлектрика с эквивалентной диэлектрической проницаемостью

$$\Lambda_1 = \Lambda_3 = \sqrt{\Lambda_{л} \Lambda_2} \Rightarrow \epsilon_{\text{экв}} = \sqrt{(\epsilon_{л} - \lambda^2 / \lambda_{кр}^2)(\epsilon_2 - \lambda^2 / \lambda_{кр}^2) + \lambda^2 / \lambda_{кр}^2}.$$

Материал с требуемой проницаемостью изготавливается сверлением каналов диаметром $r \ll \lambda$ - (каналы должны располагаться вдоль волновода) в диэлектрической заготовке с известной диэлектрической проницаемостью ϵ . Количество сверлений определяется по формуле:

$$N = \frac{\epsilon_{\text{ЭКВ}} - 1}{\epsilon - 1} \frac{ab}{\pi r^2} = \frac{\epsilon_{\text{ЭКВ}} - 1}{\epsilon - 1} \frac{7.32}{r^2 (\text{мм})}.$$

Отрезанный от бруска четвертьволновый просветляющий слой толщиной $d = (\lambda/4) \times (\epsilon - 1)^{1/2}$ вставляется в секцию 2(а) со стороны, обратной клину, после чего измеряется достигнутая степень согласования по той же схеме.

В наборе элементов к задаче имеется несколько уже изготовленных перфорированных слоев фторопласта с толщиной, близкой к $\lambda/4$. Выберите из них слой, обеспечивающий лучшее согласование. Объясните причину различного

качества согласования. Зарисовать спектральную характеристику системы с согласующим слоем, измерить резонансную частоту f_0 , полосу согласования Δf , значение $K_{СВН\min}$. Полоса согласования Δf определяется на полувысоте резонансной области.

3. Прodelать те же измерения с секцией 2(б), содержащей двухслойную систему "фторопласт-пенополистирол" толщиной $2\lambda_{a1,2}/12$.

4. По полученным для обеих секций величинам определить коэффициент отражения $R = [(K_{СВН} - 1)/(K_{СВН} + 1)]^2$ и добротность согласования $Q = f_0 / \Delta f$. Сравнить качество согласования, достигнутое с помощью каждой из секций.

УПРАЖНЕНИЕ 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОГО МНОГОСЛОЙНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ.

1. По методике, описанной в Упражнении 1, при полосе частот ГКЧ 7,0...10,5 ГГц и $\tau = 1$ с осуществить измерение КСВН для четвертьволновых отражателей типа Ф-В-...-Ф-В (секции 4 и 5) при различном количестве пар слоев $N = 4$ и 5. Для этого заменить секцию 3 последовательно секцией 4, а затем секцией 5, в которых сформированы многослойные отражатели Ф-В-Ф-В-Ф-В-Ф-В и Ф-В-Ф-В-Ф-В-Ф-В-Ф-В с $N = 4$ и 5 соответственно; в них толщины слоев фторопласта Φ составляют $X_\Phi = 1,0$ см, а слоев воздуха В - $X_B = 2,95$ см (нетрудно заметить, что сформированные отражатели являются четвертьволновыми при $f = 7,0$ ГГц). При этом для каждого N в диапазоне частот 7,0...10,5 ГГц при $\tau = 1$ с произвести наблюдение и зарисовать зависимость КСВН(f), провести измерения значений частоты f , при которых наблюдаются минимумы отражения, а также частоты и значения КСВН в максимумах отражения.

2. По данным измерения КСВН в п.1 вычислить максимальные значения коэффициентов отражения $R = |r|^2 = [(K_{СВН}-1)/(K_{СВН}+1)]^2$ для различных значений числа N пар слоев в отражателе. Сравнить с теоретическими расчетами по формуле (22), приняв $\epsilon'_1 = 2,03$; $\epsilon' = 1,0$.

- приняв $\epsilon'_1 = 2,03$ и $\epsilon' = 1,0$, при значениях $X_\Phi = 1,0$ см и $X_B = 2,95$ см по формуле (24) с учетом (23) определить значения частот, при которых функция $r(f)$ обращается в нуль ($K_{СВН} \cong 1$) для отражателей с $N = 4$ и 5. Сравнить результаты расчета с экспериментальными значениями.

- построить экспериментальные кривые $r_{\Sigma}^2(f)$, проходящие через точки в максимумах коэффициентов отражения $R_{\max} = (K_{СВН}-1)^2/(K_{СВН}+1)^2$ для секций 4 и 5 ($N = 4$ и 5). На экспериментальные зависимости наложить огибающие побочных максимумов, рассчитанные по формуле (25).

УПРАЖНЕНИЕ 4. ИЗУЧЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДУПИФ

1. Каноническое применение многослойных диэлектрических систем-интерференционные фильтры. Фильтры характеризуются спектральной зависимостью коэффициента пропускания T от частоты f . Кривую $T(f)$ измеряют непосредственно (Упр. 7). Можно этого не делать, полагая, что $T \cong 1 - R$ (для фильтров $A \ll 1$, так что $T = 1 - R - A \cong 1 - R$), и измеряя зависимость $R(f)$: кривые $R(f)$ и $T(f)$ инвертированы, но по форме одинаковы. Поэтому амплитудно-частотные характеристики фильтров можно изучать и по схеме измерения отражений (рис.9). Для этого вместо секции 3 последовательно включить в тракт секции 3¹...3⁶, в которых из слоев фторопласта толщиной $X_\Phi = 6,2$ мм сформированы структуры

Ф-В-Ф-В-...-Ф-В-В-Ф-...-В-Ф-В-Ф-В

N N N

(N- число пар слоев в отражателе ДУПИФ) с N от 1 до 6 соответственно и толщинами воздушных слоев $X_{\Phi} = 11,1$ мм. Для каждого N от 1 до 6 провести наблюдение (зарисовать) спектральные кривые $R(f)$, определить f_0 и ширину кривой Δf на уровне $(1/2)R_{\max} = 1/2$.

2. Обработка результатов измерения:- определить добротность фильтра $Q = f_0 / \Delta f$ и проследить ее зависимость от числа слоев в зеркалах $Q(N)$.

УПРАЖНЕНИЕ 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОУПРАВЛЯЕМОГО ДУПИФ И СИММЕТРИЧНОГО МИП С ПОЛУВОЛНОВЫМ СЛОЕМ КРЕМНИЯ.

1. По методике Упражнения 1 (рис.9) при $\tau = 1$ с и полосе частот ГКЧ 8,5...10,0 ГГц провести измерения КСВН_{min}, f_0 и $\Delta f/f_0$ для системы типа фильтра, в которой в качестве резонансного слоя используется полуволновый слой кремния (Si). Для этого волноводную секцию 3 заменить на соединенные волноводные секции 6 и 7 (рис.9), в первой из которых сформирована структура Ф-В-Ф-В-Si-В-Ф-В-Ф, а во второй содержится структура Ф-В-Ф, так что совокупная система представляет собой ДУПИФ:

Ф-В-Ф-В-Si-В-Ф-В-Ф,

в котором слои фторопласта (Ф) и воздуха (В) являются четвертьволновыми, а слой кремния - полуволновым. Слой кремния располагается напротив отверстия в широкой стенке волновода, через которое производится освещение. Определить резонансную частоту f_0 в минимуме КСВН, соответствующем T_{\max} ДУПИФ.

2. Обработка результатов измерения:

- пересчитать значения КСВН_{min} в значения $R = (КСВН-1)^2 / (КСВН+1)^2$ и согласно (26) найти $\xi_0 \Big|_{f=f_0, \xi_1=0, \Pi=0} = \sqrt{R_{\min}} / (1 - \sqrt{R_{\min}})$, а затем T_{\max} по (26a).

Оценить поглощение ДУПИФ $A \Big|_{f=f_0}$ по (26).

2. По окончании измерений пункта 1 подключить лампочку накаливания к источнику питания. Изменяя напряжение питания в пределах от 0 до 7 В с интервалом в 1 В, произвести измерения КСВН в соответствующих 8-ми точках; по данным измерений пункта 1 по формуле (29), приняв $\epsilon'_{Si} = 11,2$, вычислить значение темновой проводимости кремния σ_0 по формуле

$$\sigma = 0,034(f_{0(\text{ГГц})} / s) (\Lambda_2 / \Lambda_1)^N \sqrt{\Lambda_0 \Lambda_3} (1 + \sqrt{R}) / (1 - \sqrt{R}).$$

- по данным измерений КСВН, как и в п.1, вычислить значения R и построить график зависимости проводимости $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$ кремния при его освещении от величины напряжения питания лампочки, оспользовавшись формулой (29) методической части. Найти ависимости $T(\sigma)$, $R(\sigma)$ и $A(\sigma)$ по (26) и построить их графики.

УПРАЖНЕНИЕ 6. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСИММЕТРИЧНОГО МИП И НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ.

1. Собрать волноводный тракт в соответствии с рис.10, подключив, в отличие от схемы рис.9, к секции 9 вместо секций 7,8 один короткозамыкатель 8. Установить полосу частот ГКЧ 9...9,5 ГГц и $\tau = 1$ с, откалибровать установку в соответствии с ее описанием на измерение отражательных характеристик. 2. В отсутствие освещения кремниевой пластинки путем перемещения короткозамыкателя добиться того, чтобы наблюдаемый на экране индикатора

минимум КСВН находился на частоте f_0 , совпадающей с резонансной частотой ДУПИФ, определенной в Упражнении 5 п.1. Измерить значения f_0 и $КСВН(f_0)$.

3. Включить освещение пластины кремния. Путем изменения уровня освещенности кремния добиться минимального значения КСВН, измерив при этом напряжение питания лампочки.

4. Обработка результатов измерений:- по данным измерений п.2 из условия $2F = 1$ (условия (26б) полного поглощения несимметричного ($\Pi=0$) резонансного ($\Pi=0$) МИП), используя формулу (28) для F и положив $\Pi=0$, $\xi_1=0$, вычислить проводимость слоя Si.

Сравнить это значение с соответствующей измеренному напряжению питания лампочки величиной, определенной в Упражнении 5. Используя графическую зависимость величины σ кремния от напряжения питания лампочки, определенную в Упражнении 5, найти значение σ^0 , соответствующее напряжению питания лампочки в п.3 настоящего Упражнения. Подставив это значение в формулу (28) для F , определить по формуле (26) величину R и соответствующее значение КСВН. Сравнить это значение с экспериментально найденным в п.3 данного Упражнения.

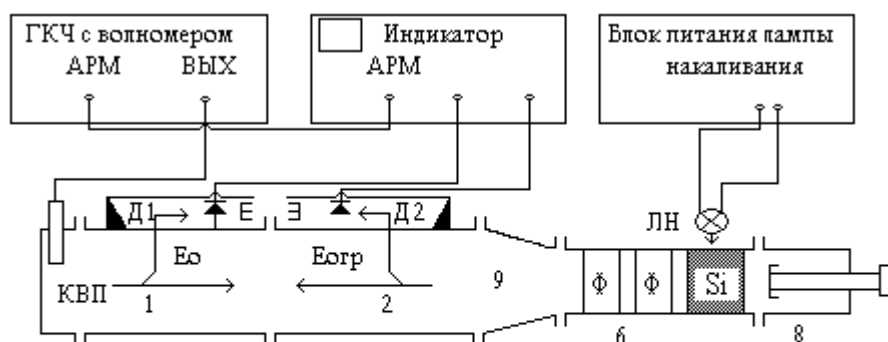


Рис.10 Установка для исследования отражательных свойств МИС: 8 - волноводная секция с короткозамыкателем.

УПРАЖНЕНИЕ 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОПУСКАНИЯ ДУПИФ.

1. Перед началом упражнения собрать и осуществить в соответствии с описанием калибровку экспериментальной установки для наблюдения характеристик пропускания МИС (рис.11), для чего секция 3 включается в тракт пустой и регулируется положение ручки "калибровка" индикатора. 2. На место волноводной секции 3 последовательно включать в тракт секции $3^1 \dots 3^6$. Для каждого числа N от 1 до 6 провести измерения резонансной частоты f_0 пропускания фильтра, значения $T_{\min} = T(f_0)$ и относительной полосы частот пропускания фильтра $\Delta f/f_0$ на уровне $(1/2)T_{\max}$. Начальное значение рабочей полосы частот ГКЧ установить 7,0...10,5 ГГц, уменьшая ее по мере увеличения N с целью наиболее точного определения T_{\max} и Δf при $\tau = 1$ с. Ввиду того, что шкала индикаторного прибора при измерениях ослабления откалибрована в децибелах $L \leq 0$, для определения соответствующих значений коэффициента пропускания T необходимо воспользоваться формулой: $L(\text{дБ}) = 10 \lg T \Rightarrow T = 10^{L(\text{дБ})/10}$.

3. Снять характеристики ДУПИФ с фотоуправлением в режиме пропускания. Для этого повторить Упражнение 4, но теперь уже по схеме рис.11 - на пропускание. 4. Обработка результатов измерения: - составить таблицу из экспериментально определенных параметров ДУПИФ и тех же параметров, рассчитанных по формулам (27):

N	f_0	T_{\max}	$\Delta f/f_0$	теория 1		теория 2	
				T_{\max}	$\Delta f/f_0$	T_{\max}	$\Delta f/f_0$
1							
2							

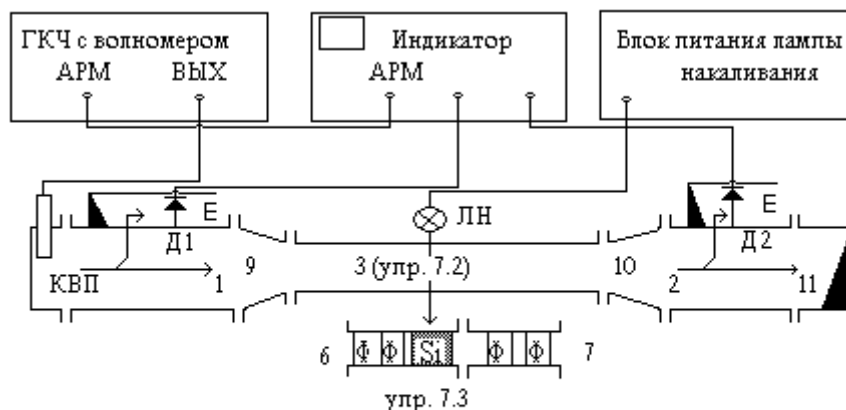


Рис.11 Установка для исследования характеристик МИС на пропускание: 6,7 - волноводные секции с ДУПИФ.

Значения $[(T_{\max})_{\text{теор.1}}, (\Delta f/f_0)_{\text{теор.1}}]$ и $[(T_{\max})_{\text{теор.2}}, (\Delta f/f_0)_{\text{теор.2}}]$ рассчитать с учетом и без учета соответственно диэлектрических потерь во фторопласте ($\epsilon''_1 = 10^{-3}$), приняв $\epsilon'_1 = \epsilon'_\phi = 1.0$.

- сравнить полученные результаты с данными Упражнения 6.
- сравнить результаты Упражнений 4 и 7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн.- М.: Наука, 1990.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах.- М.: Наука, 1973.
3. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот.- М.: Сов. радио, 1979.
4. Смит Р. Полупроводники.- М.: Мир, 1982.
5. Лопухин В.М., Пирогов Ю.А. Электродинамика сверхвысоких частот. - М.: Изд-во МГУ, 1980.
6. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ.- М.: Высшая школа, 1990.
7. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны.- М.: Радио и связь, 1988.