

## ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРНЫХ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

А. Г. Шенн, В. И. Молякко, В. А. Древаль

Харьков

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию характеристик различных типов двумерно-периодических замедляющих систем в связи с возможностью их использования в мощных СВЧ-приборах [2, 3]. Так, описанные в работе [1] резонаторные замедляющие

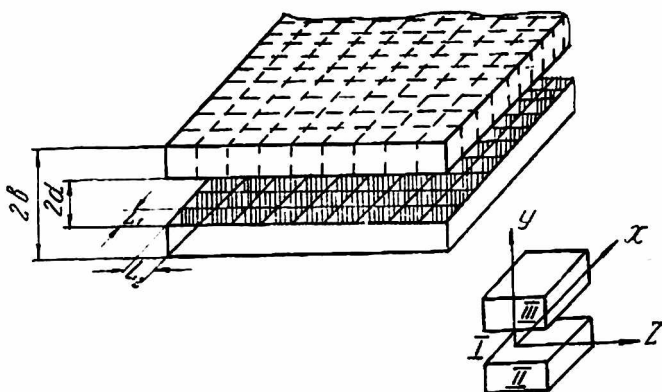
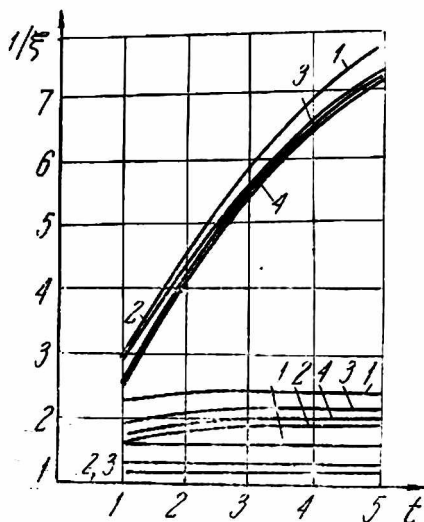


Рис. 1. Общий вид двумерно-периодической резонаторной замедляющей системы типа двойная «ячейчатая» плоскость.

системы типа «ячейчатой» плоскости использовались в ЛВВ О-типа, однако электродинамические характеристики их и изменение этих характеристик в зависимости от геометрических размеров системы не описаны. Поэтому в данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния геометрических размеров двумерно-периодической замедляющей системы типа двойной ячейчатой плоскости на дисперсию и сопротивление связи.

Исследуемая система образована путем периодической нагрузки двух параллельных плоскостей бесконечной последовательностью диафрагм в двух взаимно-перпендикулярных направлениях (рис. 1), в результате чего образуются отрезки прямоугольных волноводов. В связи с симметрией системы относительно плоскости  $y = 0$  возможно распространение двух типов волн, отличающихся законом распределения поля в поперечной плоскости (вдоль оси  $y$ ), — синфазных и противофазных [2]. Уравнение

дисперсии для них с учетом двух волн в отрезках прямоугольных волноводов и нулевой пространственной гармоники в пространстве взаимодействия имеет вид:



для противофазных волн

$$\left(\frac{\tilde{\gamma}_1 \tilde{\gamma}_2}{v}\right)^2 = \left[ \rho \operatorname{tg} \pi \rho s \frac{\tilde{\gamma}_1}{\operatorname{tg} \pi \tilde{\gamma}_1 t} + (\tilde{\gamma}_2^2 - \tilde{\gamma}_1^2) \right] \times \\ \times \left[ \rho \operatorname{tg} \pi \rho s \frac{\tilde{\gamma}_2}{\operatorname{tg} \pi \tilde{\gamma}_2 t} + (\tilde{\gamma}_2^2 - \frac{\tilde{\gamma}_2^2}{v^2}) \right]; \quad (1)$$

для синфазных волн

$$\left(\frac{\tilde{\gamma}_1 \tilde{\gamma}_2}{v}\right)^2 = \left[ \rho \operatorname{ctg} \pi \rho s \frac{\tilde{\gamma}_1}{\operatorname{tg} \pi \tilde{\gamma}_1 t} - (\tilde{\gamma}_2^2 - \tilde{\gamma}_1^2) \right] \times \\ \times \left[ \rho \operatorname{ctg} \pi \rho s \frac{\tilde{\gamma}_2}{\operatorname{tg} \pi \tilde{\gamma}_2 t} - (\tilde{\gamma}_2^2 - \frac{\tilde{\gamma}_2^2}{v^2}) \right]. \quad (2)$$

Величины  $\tilde{\gamma}_1$  и  $\tilde{\gamma}_2$ , пропорциональные фазовому сдвигу на период замедляющей системы вдоль осей  $x$  и  $z$ , изменяются в пределах  $(0, 1)$ ;  $v$ ,  $t$  и  $s$  — величины, характеризующие геометрические размеры системы.

Уравнения для расчета сопротивления связи здесь не приводятся ввиду громоздкости выражений.

По соотношениям (1) и (2) на ЭВМ «Урал-2» был произведен расчет кривых дисперсии и зависимости  $R_{cb} =$

$$= f\left(\frac{1}{\tilde{\gamma}} = \frac{l}{2\pi L_1}\right) \text{ при различных размерах}$$

пространства взаимодействия, глубинах резонаторных областей (отрезков прямоугольных волноводов), различных периодах системы. На рис. 2 приведены зависимости изменения частот отсечек

от глубины резонаторных областей  $t$  при различных относительных периодах системы для синфазных волн. Из графиков видно, что при больших глубинах резонаторов по сравнению с периодом решетки, кривые дисперсии от  $t$

не зависят. Это объясняется тем, что в первой полосе пропускания основной запас энергии электромагнитной волны, распространяющейся над двумерно-периодической решеткой, сосредоточивается

вблизи границы резонаторов и пространства взаимодействия, в связи с чем увеличение глубины отрезков волноводов

неэффективно при величинах  $t$ , более чем в два раза превышающих размеры максимального периода системы.

С ростом относительного периода структуры  $v$  полоса пропускания сужается, и в пределе при  $v \rightarrow \infty$  кривые дисперсии для различных  $t$

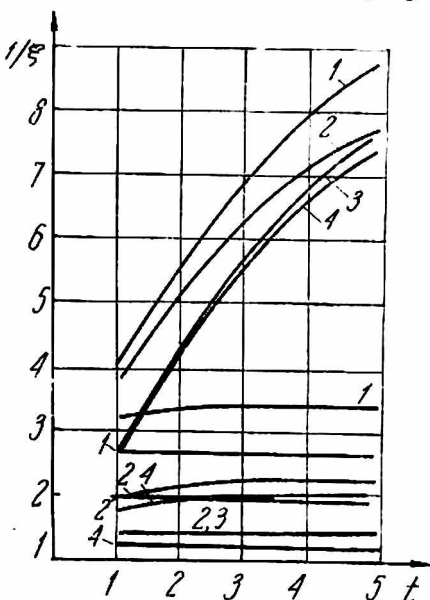


Рис. 2. Графики изменения частот отсечек синфазных волн в зависимости от глубины резонаторных областей. Размер пространства взаимодействия  $s_1 = 0,5$ ; 1, и различных относительных периодов решетки  $v$ .

1— $\tilde{\gamma}_1=0$ ;  $\tilde{\gamma}_2=0$ ; 2— $\tilde{\gamma}_1=0$ ;  $\tilde{\gamma}_2=\pi$ ;  
3— $\tilde{\gamma}_1=\pi$ ;  $\tilde{\gamma}_2=0$ ; 4— $\tilde{\gamma}_1=\pi$ ;  $\tilde{\gamma}_2=\pi$ .

С ростом относительного периода структуры  $v$  полоса пропускания сужается, и в пределе при  $v \rightarrow \infty$  кривые дисперсии для различных  $t$

и  $\varphi_2$  переходят в одну кривую, характеризующую распространение волны над обычной гребенчатой системой.

В отличие от размера  $t$  величина пространства взаимодействия оказывает меньшее влияние на дисперсионные свойства системы. Это видно из таблицы, в которой приводятся результаты расчета изменения длин волн отсечек в зависимости от размера  $s$  при  $t = 2$ .

Из таблицы следует, что коротковолновые отсечки синфазной волны с ростом  $s$  смещаются незначительно, в то время как длинноволновые отсечки больше зависят от размера  $s$ . Это объясняется тем, что длинноволновые отсечки определяются размерами всей системы, в то время как коротковолновые зависят только от глубины резонаторов.

На рис. 3 приведены результаты зависимости изменения частот отсечек от  $t$  для противофазных волн. Картина мало отличается от аналогичных зависимостей для синфазных волн.

На рис. 4 и 5 построены зависимости изменения величины сопротивления связи вблизи отсечек от размера  $t$  для различных соотношений периодов решетки. Поскольку направления вдоль осей  $x$  и  $z$  равноправны, расчет про-

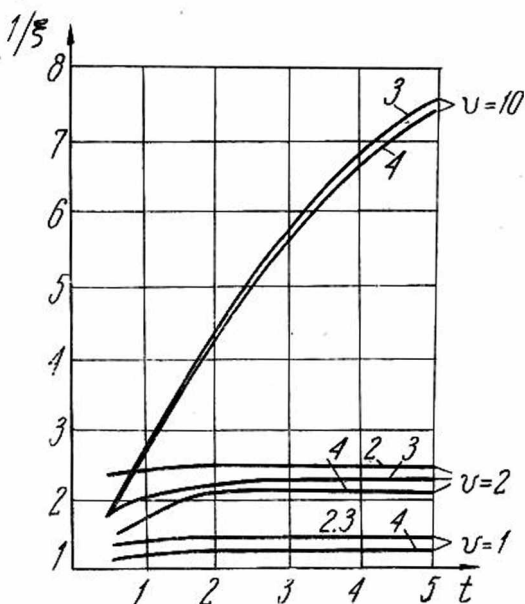


Рис. 3. Графики изменения частот отсечек противофазных волн в зависимости от  $t$ ,  $s=1$ .

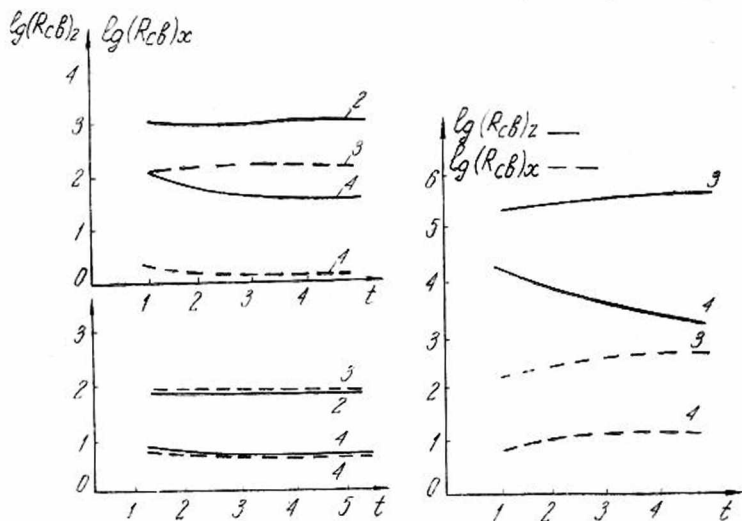


Рис. 4. Графики изменения величины сопротивления связи в зависимости от  $t$  для синфазных волн вблизи отсечек. Сплошная линия соответствует  $\lg(R_{cb})_z$ , штриховая —  $\lg(R_{cb})_x$ , для различных относительных периодов системы  $\nu$ .

| $\nu$ | $s = 0,5$         |                     |                      |                       | $s = 1$           |                     |                      |                       |
|-------|-------------------|---------------------|----------------------|-----------------------|-------------------|---------------------|----------------------|-----------------------|
|       | $1/\epsilon_{00}$ | $1/\epsilon_{0\pi}$ | $1/\epsilon_{\pi 0}$ | $1/\epsilon_{\pi\pi}$ | $1/\epsilon_{00}$ | $1/\epsilon_{0\pi}$ | $1/\epsilon_{\pi 0}$ | $1/\epsilon_{\pi\pi}$ |
| 1     | 1,68              | 1,34                | 1,34                 | 1,22                  | 2,67              | 1,4                 | 1,4                  | 1,23                  |
| 2     | 2,45              | 1,86                | 2,14                 | 1,37                  | 3,68              | 2,04                | 2,18                 | 1,99                  |
| 10    | 4,67              | 4,46                | 4,27                 | 4,22                  | 5,65              | 5,15                | 4,34                 | 4,26                  |

изводился для электронного потока, движущегося вдоль  $x$  ( $R_{св})_x$  и вдоль  $z$  ( $R_{св})_z$  отдельно. В связи с этим на рис. 4 и 5 проведены по две кривые изменения ( $R_{св})_z$ , ( $R_{св})_x$  от  $t$  (сплошная кривая —  $\lg(R_{св})_z$ , штриховая линия —  $\lg(R_{св})_x$ ). Из графиков следует, что сопротивление

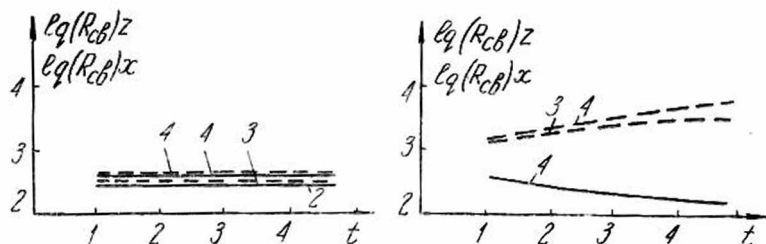


Рис. 5. Графики зависимости  $\lg(R_{св})_z$ ,  $\lg(R_{св})_x$  для противофазных волн. Сплошные кривые —  $\lg(R_{св})_z$ , штриховые —  $\lg(R_{св})_x$ ,  $s=1$ ,  $\nu=1,10$ .

связи синфазных волн всегда превосходит сопротивление противофазных волн, хотя при приближении решетки к квадрату эти величины сближаются. С ростом относительного размера периода системы сопротивление связи синфазных волн растет, а противофазных — уменьшается. В связи с этим, несмотря на небольшую величину замедления для квадратной решетки ( $\frac{c}{v_{\Phi}}$  не превышает 1,75), в ряде случаев целесообразно применять ее в приборах при работе на противофазных волнах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. O. Doehler, G. Mourier. Theory of two-dimensional travelling wave-tubes, Microwave tubes, Proc. of the Inter. Congress on Microwave tubes, Munich, 1960.
2. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. Изд-во «Советское радио», М., 1966.
3. L. Paschke, E. Tritz, Pat. USA. Cl 315—3. 6., No. 2.992.356. 11.7.61.