

ДВУХПЕРИОДИЧНЫЕ ЛЕСТНИЧНЫЕ СИСТЕМЫ

П. И. ГОСЬКОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ядерной физики)

Лестничные замедляющие системы с выступом или впадиной были исследованы теоретически и экспериментально в работах [1, 2]. В настоящей работе рассмотрены лестничные системы с несколькими выступами, распределенными периодически вдоль штырей (рис. 1).

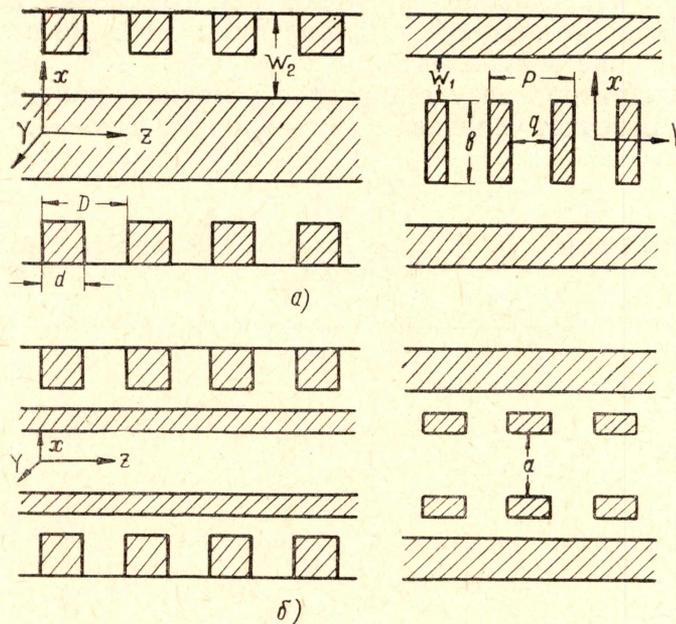


Рис. 1. Двухпериодические лестничные системы.

Данная система периодична как по оси z (вдоль штырей), так и по оси Y (вдоль выступов), т. е. является двухпериодической системой. Её дисперсионные свойства можно исследовать, рассматривая лестницу как многопроводную линию. Мы ограничимся рассмотрением только длинноволновой части спектра с основной ТЕМ-волной. При этом полагаем, что фазовый угол Θ между двумя любыми соседними высту-

пами строго постоянны, т. е. $\Theta = \frac{n\pi}{N}$, где N — число периодов вдоль z , а $n = 0, 1, 2, 3, \dots, N$. В этом случае граничные условия для потенциалов вдоль штырей в области выступов ($0 \leq z \leq d$) и в области между выступами ($d \leq z \leq D$) можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} U_1(0) &= U_2(D) e^{j\Theta}, \\ I_1(0) &= I_2(D) e^{j\Theta}, \\ U_1(d) &= U_2(d), \\ I_1(d) &= I_2(d), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где выражения для потенциалов и токов в обеих областях имеют вид

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= A \cos \kappa z + B \sin \kappa z, \\ U_2 &= C \cos \kappa z + F \sin \kappa z, \\ I_1 &= jM_1(\psi) [B \cos \kappa z - A \sin \kappa z], \\ I_2 &= jM_2(\psi) [F \cos \kappa z - C \sin \kappa z], \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где κ — постоянная распространения в z -направлении, $M_1(\psi)$ и $M_2(\psi)$ — волновые проводимости в области выступов и в области между выступами, ψ — фазовый угол между соседними штырями в Y -направлении.

Подставляя из (2) выражения для потенциалов и токов в граничные условия (1), получим

$$\left. \begin{aligned} A &= (C \cos \kappa D + F \sin \kappa D) e^{j\Theta}, \\ A \cos \kappa d + B \sin \kappa d &= C \cos \kappa d + F \sin \kappa d, \\ M_1 B &= M_2 (F \cos \kappa D - C \sin \kappa D) e^{j\Theta}, \\ M_1 (B \cos \kappa d - A \sin \kappa d) &= M_2 (F \cos \kappa d - C \sin \kappa d), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Решая систему уравнений (3) относительно коэффициентов A , B , C и F , приходим к следующему дисперсионному уравнению двухпериодических лестничных систем

$$\cos \kappa d \cos \kappa (D - d) - \frac{M_1^2 + M_2^2}{2M_1 M_2} \sin \kappa d \sin \kappa (D - d) = \cos \Theta. \quad (4)$$

С помощью этого уравнения были просчитаны дисперсионные кривые для однорядной двухпериодической лестничной системы (рис. 1-а), ограниченной вдоль z шестью периодами и вдоль Y двумя периодами.

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые для модифицированной ТЕМ-волны, имеющей продольную компоненту электрического поля вдоль оси z (вдоль штырей). Рассматривая свойства двухпериодической лестницы в этом направлении, можем ее сравнить с диафрагмированным волноводом тех же габаритов, в которой она обращается, если толщину штырей устремить к нулю, т. е. $p - q = 0$.

Введение штырей в пространство взаимодействия диафрагмированного волновода приводит к появлению новых полос пропускания, число которых определяется числом периодов по Y , т. е. возможным фазовым углом ψ между соседними штырями. В нашем случае $\psi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi$.

В диафрагмированном волноводе основной волной с продольной компонентой вдоль z является LE_{11} -волна. Введение штырей вызывает возмущение LE_{11} -волны и сдвигает ее в область коротких волн, т. е. в двухпериодической лестнице при тех же габаритах основной вол-

ной с продольной компонентой вдоль z является модифицированная ТЕМ-волна.

Её характерной особенностью является то, что при замедлении $\frac{c}{v_\phi} = 1$ она становится чисто поперечной, т. е. продольная компонента (вдоль штырей) у модифицированной ТЕМ-волны имеется только при замедлении $\frac{c}{v_\phi} > 1$. Это означает, что данная система с использованием продольной компоненты вдоль z не сможет быть применена в устрой-

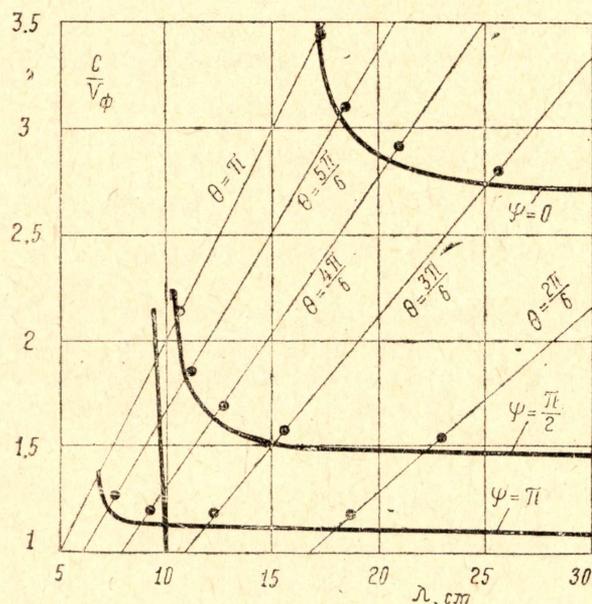


Рис. 2. Дисперсионные кривые волн с продольной компонентой вдоль z ($D=25$ мм, $d=5$ мм, $\omega_2=30$ мм, $w=1$ мм, $b=18$ мм, $p=35$ мм, $q=34$ мм). Точки на кривых — экспериментальные значения.

ствах, для которых существенно замедление $\frac{c}{v_\phi} = 1$, например, в волноводных синхротронах. Зато в электронных приборах СВЧ, использующих длительное взаимодействие электронов с полем замедленной электромагнитной волны, такая система может в ряде случаев представлять больший интерес, чем обычный диафрагмированный волновод.

На рис. 2 для сравнения приведена дисперсионная кривая I основной LE_{11} -волны диафрагмированного волновода с теми же габаритами, что и у двухпериодичной лестницы, но при отсутствии штырей, т. е. $p = q = 0$. При наличии штырей LE_{11} -волна будет возбуждаться, очевидно, где-то в трехсантиметровом диапазоне, так как при проведении эксперимента колебаний такого типа в диапазоне $\lambda > 7,8$ см не было обнаружено, а имеющаяся экспериментальная установка позволяла проводить измерения только в диапазоне $7,8 \div 31$ см. Как следует из рис. 2, дисперсионные кривые двухпериодичной лестницы имеют значительно более широкую полосу пропускания, а при фазовом угле ψ , близком или равном 0, также большее замедление, независимо от режима работы системы Θ .

Кроме измерения дисперсии в двух случаях было проведено измерение сопротивления связи, которое для $\psi = \pi$ и $\Theta = \frac{\pi}{3}$ оказалось

равным 102 ома, а для $\psi = 0$ и $\Theta = \frac{5\pi}{6}$ получилось 216 ом, т. е. можно ожидать, что у колебаний с $\psi = 0$ продольная компонента (вдоль z) будет иметь большую величину, чем у соответствующих колебаний с $\psi = \pi$. Сопротивление связи измерялось на оси системы ($x = 0, Y = 0$) в пучности электрического поля методом малых возмущений.

Наименьшее расхождение между результатами измерения дисперсии и теоретическими значениями наблюдаются при $\Theta \rightarrow \pi$. Это объясняется тем, что при $\Theta \rightarrow 0$ кроме основной ТЕМ-волны многопроводной линии при расчете дисперсии, очевидно, следует учитывать высшие типы волн.

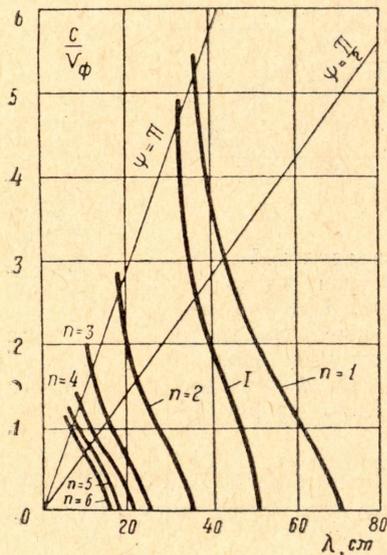


Рис. 3. Дисперсионные кривые волн с продольной компонентой вдоль Y (размеры системы те же).

Если рассматривать свойства двухпериодичной лестницы в направлении вдоль ряда штырей (вдоль Y), то в этом случае ее можно сравнивать с лестничными замедляющими системами с одним выступом или впадиной. На рис. 3 приведены кроме основной ($n = 1$) также высшие полосы пропускания ($n = 2 \div 6$).

Кривая I соответствует лестничной системе с одним выступом той же толщины $d = 5$ мм, расположенного симметрично относительно штырей, высота которых (по z) равнялась $N \cdot D = 150$ мм. Увеличение числа выступов до 6 при неизменной высоте штырей ведет к расширению основной полосы пропускания ($n = 1$) и к сдвигу ее в более длинноволновый диапазон. Кривая I рассчитывалась по дисперсионному уравнению однорядной лестницы с выступом для симметричной моды [1].

Как показывают проведенные численные расчеты, зависимость (рис. 4) дисперсионных свойств лестничной системы с большим числом выступов (двухпериодичная лестница) от высоты выступов ($w_1 \sim, w_2 = 30$ мм = const) и их толщины ($d \sim, D = 25$ мм = const) имеет такой же характер, как и в лестницах с одним выступом. С увеличением расстояния w_1 полоса пропускания уменьшается и в предельном случае $w_1 = w_2$ система резонирует только на одной длине волны, равной удвоенной высоте штырей (30 см). С увеличением толщины выступов d до некоторого оптимального значения (в данном случае $d_{\text{опт}}$ порядка 15 мм) дисперсионная кривая, расширяясь, смещается в сторону длинных волн, а затем в сторону коротких волн с одновременным сужением полосы пропускания.

При расчете дисперсионных кривых использовалось выражение для волновой проводимости из работы [3].

Дисперсионное уравнение (4) может быть использовано также при расчете двухрядных двухпериодичных лестниц (рис. 1, б).

Таким образом, подобные двухпериодичные лестничные системы по сравнению с диафрагмированным волноводом тех же габаритов вследствие введения в пространство взаимодействия последнего плоских штырей, даже сравнительно тонких ($p - q = 1$ мм), приводящих к появлению новых полос пропускания и изменению типа основной волны, позволяют существенно расширить полосу пропускания основной волны и увеличить замедление. Применительно к приборам СВЧ штыри могут в этом случае играть роль фокусирующих устройств.

По сравнению с лестницами с одним выступом двухпериодичная лестница также позволяет расширить полосу пропускания основной волны и сдвинуть ее в более длинноволновый диапазон. В этом случае при

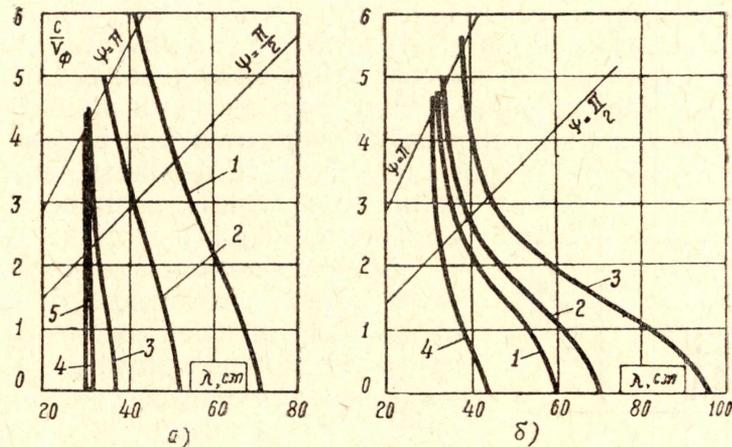


Рис. 4. Зависимость дисперсии волн с продольной компонентой вдоль Y от: а) величина выступа вдоль x ($b = 1$ мм; 1— $w_1 = 1$ мм, 2— $w_1 = 2,5$ мм, 3— $w_1 = 5$ мм, 4— $w_1 = 15$ мм, 5— $w_1 = w_2 = 30$ мм; остальные размеры те же, что на рис. 2). б) величины выступов вдоль z ($b = 1$ мм; 1— $d = 1$ мм, 2— $d = 5$ мм, 3— $d = 15$ мм, 4— $d = 24$ мм; остальные размеры те же, что на рис. 2).

использовании волны с продольной компонентой вдоль Y данная двухпериодичная система может найти применение как в волноводных синхротронах, так и в электронных приборах СВЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Альтшулер, А. С. Татаренко. Лампы малой мощности с обратной волной, Советское радио, 1963.
2. П. И. Госьков, Изв. вузов, Радиофизика, 5, 1964.
3. Е. С. и В. С. Коваленко. Радиотехника и электроника, 8, 1963.