

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ ДВУХРЯДНОЙ ЛЕСТНИЧНОЙ СИСТЕМЫ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

А. Н. ДИДЕНКО, Р. Г. КАМИНСКАЯ

Выбору ускоряющей системы кибернетического ускорителя посвящен ряд работ [1—3]. В этих работах предлагались ускоряющие системы в виде круглых диафрагмированных волноводов, с разрезами и трубками дрейфа, ускоряющие системы типа «клеверный лист», штыревые системы и системы типа двухрядной лестничной структуры.

Если частота ускоряющего поля изменяется в процессе ускорения, то из всех этих систем предпочтение отдают ускоряющей системе типа двухрядной лестничной структуры в круглом волноводе (системе Шнелля) [2]. Экспериментальное сравнение этой системы с ускоряющей системой типа круглого диафрагмированного волновода приведено в [3]. Однако в теоретическом отношении система Шнелля остается мало исследованной до сих пор.

В [4] была сделана попытка аппроксимировать круглый волновод прямоугольным волноводом с выступами, как показано на рис. 1. Параметры прямоугольного волновода с выступами выбирались таким образом, чтобы: а) высота волновода с выступами равнялась диаметру волновода, а периметр равнялся периметру круглого волновода и б) высота волновода с выступами равнялась диаметру круглого волновода, а сумма площадей двух квадратов равнялась площади поперечного сечения круглого волновода. В этом случае расчет можно проводить так же, как расчет замедляющих систем типа лестниц в прямоугольном волноводе.

Расчет таких систем удобнее проводить методом многопроводных линий [5]. В этом случае делается предположение, что в системе существуют только волны ТЕМ (относительно направления штырей), записываются выражения для полей в каждой из частных областей и проводится сшивание их по границе раздела [6]. Дисперсионные уравнения такой системы для симметричных и антисимметричных волн имеют вид:

$$\frac{Y_1(\theta)}{Y_2(\theta)} = \operatorname{tg} kh_1 \cdot \operatorname{tg} kh_2, \quad (1)$$

$$\frac{Y_1(\theta)}{Y_2(\theta)} = - \frac{\operatorname{tg} kh_1}{\operatorname{tg} kh_2}. \quad (2)$$

Каждому из этих уравнений соответствует определенное распределение потенциала вдоль проводника. Так, например в уравнении (1) выра-

жения для потенциала и тока в каждой области можно записать в следующем виде:

для синфазной волны

$$\begin{aligned} V_n^{(1)}(y) &= B_0^{(1)} \sin \kappa y e^{-jn\Theta}, \\ I_n^{(1)}(y) &= jB_0^{(1)} Y_1(\Theta) \cos \kappa y e^{-jn\Theta}, \\ V_n^{(2)}(y) &= B_0^{(1)} \frac{\sin \kappa h_1}{\cos \kappa h_2} \cos(y - h_1 - h_2) e^{-jn\Theta}, \\ I_n^{(2)}(y) &= -jB_0^{(1)} \frac{\sin \kappa h_1}{\cos \kappa h_2} Y_2(\Theta) \sin \kappa(y - h_1 - h_2) e^{-jn\Theta}, \\ V_n^{(3)}(y) &= -B_0^{(1)} \sin \kappa(y - 2h_1 - 2h_2) e^{-jn\Theta}, \\ I_n^{(3)}(y) &= -jB_0^{(1)} Y_1(\Theta) \cos \kappa(y - 2h_1 - 2h_2) e^{-jn\Theta}; \end{aligned} \quad (3)$$

для противофазной волны:

$$\begin{aligned} V_n^{(1)}(y) &= B_0^{(1)} \cos \kappa y e^{-jn(\Theta - \pi)}, \\ I_n^{(1)}(y) &= jB_0^{(1)} Y_1(\Theta) \sin \kappa y e^{-jn(\Theta - \pi)}, \\ V_n^{(2)}(y) &= B_0^{(1)} \frac{\sin \kappa h_1}{\cos \kappa h_2} \sin \kappa(y - h_1 - h_2) e^{-jn(\Theta - \pi)}, \\ I_n^{(2)}(y) &= -jB_0^{(1)} Y_2(\Theta) \frac{\sin \kappa h_1}{\cos \kappa h_2} \cos \kappa(y - h_1 - h_2) e^{-jn(\Theta - \pi)}, \\ V_n^{(3)}(y) &= -B_0^{(1)} \cos \kappa(y - 2h_1 - 2h_2) e^{-jn(\Theta - \pi)}, \\ I_n^{(3)}(y) &= -jB_0^{(1)} Y_1(\Theta) \sin \kappa(y - 2h_1 - 2h_2) e^{-jn(\Theta - \pi)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогично получается и для уравнения (2). Так как в период замедляющей системы входит один проводник, то полагают $N = 1$, $\nu = 0$, $\Theta = \psi$. Для уравнения (1) распределение потенциала относительно центра проводника имеет симметричный характер, для уравнения (2) — антисимметричный.

Подставляя в формулы (1) и (2) выражения для $Y(\Theta)$, вычисленные в [6] или более точно в [7], получают дисперсионные уравнения для различных видов колебания. Согласно [6] выражению для волноводных проводимостей

$$\begin{aligned} Y_i^{\text{синф}}(\psi) &= 4 \frac{b}{q} \sin^2 \frac{\psi}{2} + 2 \sin \frac{\psi}{2} \frac{p-q}{p} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-1)^s \frac{\sin \frac{(\psi + 2\pi S) \cdot q}{2} \frac{p}{p}}{\frac{(\psi + 2\pi S) \cdot q}{2} \frac{q}{p}} \times \\ &\times \frac{\sin \frac{(\psi + 2\pi S) (p-q)}{2} \frac{p}{p}}{\frac{(\psi + 2\pi S) (p-q)}{2} \frac{p}{p}} \left[\text{cth}(\psi + 2\pi S) \frac{Wi}{p} + \text{th} \frac{(\psi + 2\pi S) Q}{2p} \right], \\ Y_i^{\text{прот}}(\psi) &= 4 \frac{b}{q} \sin^2 \frac{\psi}{2} + 2 \frac{p-q}{p} \sin \frac{\psi}{2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-1)^s \frac{\sin \frac{(\psi + 2\pi S) \cdot q}{2} \frac{p}{p}}{\frac{\psi + 2\pi S \cdot q}{2} \frac{q}{p}} \times \end{aligned}$$

$$\times \frac{\sin(\psi + 2\pi S) \frac{(p-q)}{p}}{\frac{(\psi + 2\pi S)}{2} \cdot \frac{(p-q)}{p}} \left[\operatorname{cth}(\psi + 2\pi S) \frac{Wi}{p} + \operatorname{cth} \frac{(\psi + 2\pi S)}{2} \frac{a}{p} \right]. \quad (5)$$

Используя эти выражения, можно определить зависимость f от Ψ для различных типов колебаний.

Расчеты проводились для круглого волновода с параметрами $D = 80$ мм, $P = 27,5$ мм, $a = 8$ мм, $b = 6$ мм. При аппроксимации круглого волновода волноводом с выступами выбирали

- 1) $h_1/h_2 = 0,417$ (рис. 1), 2) $h_1/h_2 = 1$.

В первом случае площадь круглого волновода от прямоугольного отличалась на 2,59%. Если круглый волновод аппроксимировать прямоугольными волноводами с $h_1/h_2 = 1$, то разница в площадях составляет 4,5%.

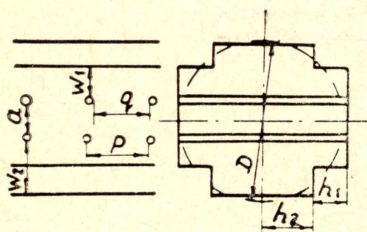


Рис. 1.

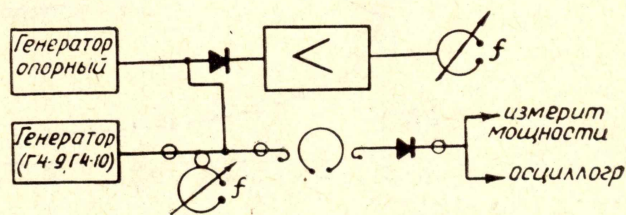


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки

Экспериментальное исследование круглого волновода с двухрядной лестничной структурой проводилось на установке, блок-схема которой приведена на рис. 2. Вид колебания определялся по распределению компонент поля вдоль всех осей методом возмущающих тел. В результате эксперимента было установлено существование синфазного симметричного, синфазного антисимметричного, противофазного симметричного и противофазного асимметричного видов колебания. Наиболее длинноволновым является синфазный симметричный вид, который является рабочим видом. Экспериментальные зависимости f от ψ для различных видов колебаний для нескольких рабочих зон приведены на рис. 3.

Полученные при аппроксимации первым способом расчетные и экспериментальные зависимости коэффициента замедления для всех типов колебаний приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов получено только для синфазного симметричного вида колебаний. Для остальных же типов данный расчет дает большую ошибку, что является следствием как неточности расчета волновых проводимостей для системы с тонкими штырями, так и за счет изменения граничных условий, которые наиболее существенно влияют на высшие типы колебаний.

Экспериментальные и расчетные зависимости λ от ψ для обеих аппроксимаций синфазного симметричного типа колебания приведены на рис. 5. Как видно из рисунка, расчетные результаты хорошо совпадают с экспериментальными, и вторая аппроксимация дает более удовлетворительное соответствие.

Эффективность модели ускоряющей системы для синфазного симметричного вида на $\frac{\pi}{2}$ виде колебания $\frac{R_{ш}}{Q} = 4,58$ ком/м, на $\frac{2\pi}{3}$

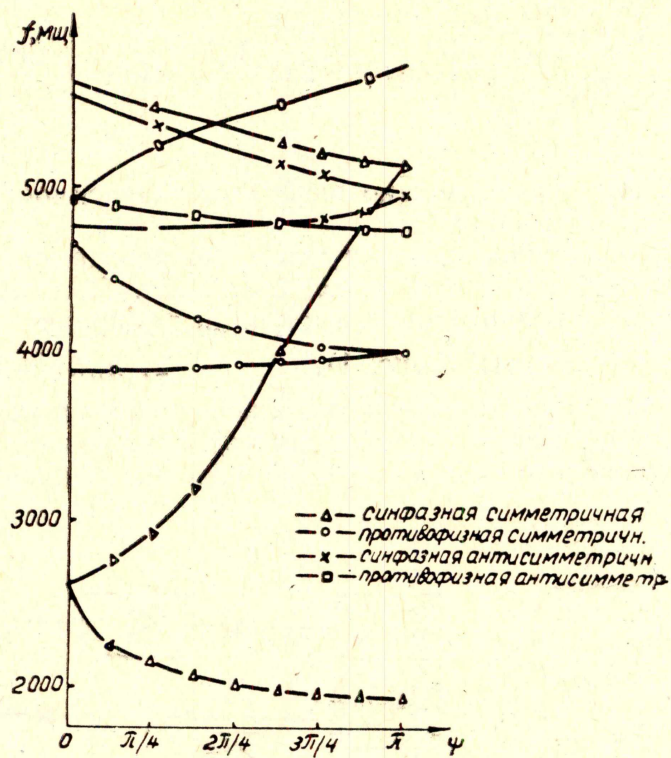


Рис. 3. Зависимости f от ψ для различных типов волн

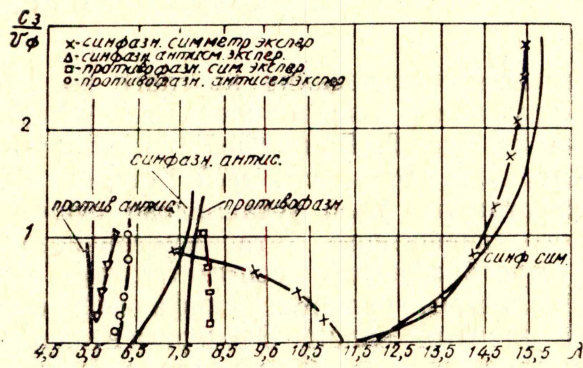


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные зависимости коэффициента замедления $\frac{c}{v_\phi}$ от λ для различных типов волн

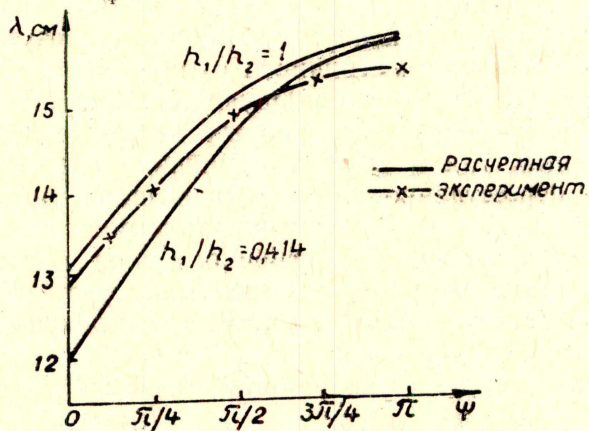


Рис. 5. Расчетная и экспериментальная зависимости λ от ψ для синфазной симметричной волны

виде колебания $\frac{R_{ш}}{Q} = 9,6 \text{ ком/м}$.

Эффективность круглого диафрагмального волновода для этой же длины волны на $\pi/2$ виде колебания $\frac{R_{ш}}{Q} = 4,2 \text{ ком/м}$, для $\frac{2\pi}{3}$ виде колебания $\frac{R_{ш}}{Q} = 4,6 \text{ ком/м}$ [8].

Итак, экспериментальное исследование дисперсионных свойств двухрядной лестничной системы в круглом волноводе показало, что приближенный расчет, предложенный в [4], хорошо согласуется с экспериментальными данными и может быть использован для расчета синфазного симметричного типа колебания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Научные труды РАИАН, том IX, вып. 2, М., 1967.
2. W. Schnell. Труды V Межвузовской конференции по ускорителям. Фраскати, 1965.
3. Ю. А. Хлестков, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, XI вып. МИФИ, Атомиздат, 1969.
4. Ю. Г. Альтшулер, А. С. Тараненко, Р. И. Скородумов. Изв. вузов, Радиофизика, IV; 1, 126, 1961.
5. А. Н. Диденко. Докторская диссертация, Томск, 1966.
6. Б. В. Зверев, Н. И. Нечаев. Ускорители, XI вып. МИФИ. Атомиздат, 1969.