

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ СВЧ В МЕХАНИЧЕСКУЮ РАБОТУ

В. Г. Орлов, В. Д. Кукуш

Х а р ь к о в

Опыт по прямому преобразованию энергии электромагнитного поля СВЧ в механическую работу был осуществлен авторами и описан в работе [1], где подробно рассмотрена конструкция преобразователя и приведены результаты экспериментального исследования.

Настоящая статья посвящена расчету пондеромоторных сил, действующих на подвижные лопатки преобразователя, а также определению оптимальных параметров направленного ответвителя, обеспечивающих максимальный к. п. д. системы.

Расчет силы, действующей на подвижную часть преобразователя. На рис. 1 изображена схема преобразователя энергии электромагнитного поля СВЧ в механическую работу. Устройство состоит из кольцевого резонатора без потерь \mathcal{Z} с помещенным в него телом* 4, которое свободно может вращаться вокруг вертикальной оси кольца. Кольцевой резонатор возбуждается генератором 1 через направленный ответвитель 5, благодаря которому в кольце возникает резонанс бегущей волны. На выходе ответвителя подключена нагрузка 2. Здесь

U_i — амплитуды волн, поступающих в плечи направленного ответвителя ($i = 1, 2, 3, 4$);

V_i — амплитуды волн, выходящих из ответвителя.

Подвижное тело можно рассматривать как пассивный четырехполюсник без потерь, характеризуемый матрицей рассеяния

$$\|S\| = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где коэффициенты S_{11} и S_{22} характеризуют отражение, а S_{12} и S_{21} — прохождение энергии.

Пусть подвижное тело идеально проводящий плоский диск или пластина. Тогда, в силу закона сохранения энергии, имеем

$$\begin{cases} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 = 1; \\ |S_{22}|^2 + |S_{21}|^2 = 1. \end{cases} \quad (2)$$

* Если в кольце размещено более одного тела, то при анализе их можно представить одной эквивалентной неоднородностью.

Согласно теореме взаимности, можно записать

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= \rho; \\ S_{12} = S_{21} &= \tau. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (2) и (3)

$$\begin{aligned} |\rho|^2 + |\tau|^2 &= 1; \\ \tau^2 - \rho^2 &= e^{i2\psi}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ψ — фаза коэффициента передачи, число действительное.

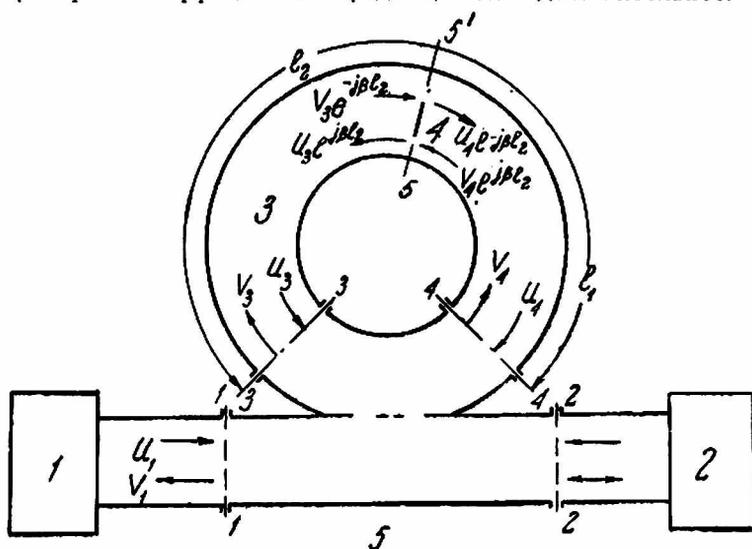


Рис. 1.

В свою очередь, направленный ответвитель можно рассматривать как пассивный восьмиполосник, характеризуемый матрицей рассеяния,

$$\|S\| = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{vmatrix} \dots \quad (5)$$

Поскольку анализ в общем случае несколько громоздок, сделаем ряд упрощающих предположений.

1. Направленный ответвитель без потерь и полностью согласован, т. е.

$$S_{nn} = 0; \quad (n = 1, 2, 3, 4). \quad (6)$$

2. Ответвитель заполнен негиротропной средой и отвечает условию теоремы взаимности

$$S_{nm} = S_{mn} \quad (m = 1, 2, 3, 4). \quad (7)$$

3. Отсутствует связь между плечами 1—3 и 2—4, т. е. ответвитель обладает бесконечно большой направленностью

$$S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42} = 0. \quad (8)$$

4. Ответитель симметричный, т. е.

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{41} = S_{23} = S_{32} = C; \\ S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{42} = T. \end{aligned} \quad (9)$$

Учитывая условия (6—9), можно показать, что

$$\begin{aligned} |C|^2 + |T|^2 = 1 \\ T^2 - C^2 = e^{j2\xi}, \end{aligned} \quad (10)$$

где ξ — фаза коэффициента прохождения T .

Фазы элементов матрицы (5) в значительной степени произвольны. Эта неопределенность может быть исключена правильным выбором граничных плоскостей.

Для дальнейших расчетов удобно так расположить граничные плоскости 2—2, 3—3, 4—4, чтобы коэффициент прохождения T был действительным положительным числом, а коэффициент C (называемый обычно коэффициентом связи направленного ответителя) положительным, но мнимым.

Тогда

$$T^2 - C^2 = 1. \quad (11)$$

Для определения амплитуд волн, распространяющихся в кольце, составим систему линейных уравнений:

$$\begin{aligned} V_1 &= U_1 C + U_3 T; \\ V_3 &= U_4 T; \\ U_3 &= V_4 e^{-j\beta L} - V_3 e^{-j2\beta(L-l_2)}; \\ U_4 &= V_3 e^{-j\beta L} + V_4 e^{-j2\beta l_1}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $L = l_1 + l_2$ — геометрическая длина резонатора;

l_1 — расстояние до тела от плоскости отсчета 4—4;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_b}$ — фазовая постоянная.

Решая систему (12), получаем

$$\left. \begin{aligned} U_3 &= U_1 C G^{-1} [e^{-j\beta L} - T e^{2j(\xi - \beta L)}]; \\ U_1 &= U_1 C G^{-1} e^{-j2\beta L}; \\ V_3 &= U_1 C G^{-1} T e^{-j2\beta L}; \\ V_4 &= U_1 C G^{-1} (1 - T e^{-j\beta L}), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где

$$G = 1 - 2T e^{-j2\beta L} + T^2 e^{2j(\xi - \beta L)}. \quad (14)$$

Поскольку давление на отражающую неоднородность представляет собой сумму средних за период плотностей потока энергии в падающей и отраженной волнах, отнесенных к фазовой скорости распространения энергии (V_ϕ), можно показать, что в данном случае результирующая сила на диск

$$F = \frac{1}{V_\phi} |(P_{V_1} - P_{U_1}) - (P_{V_3} + P_{U_3})|, \quad (15)$$

где P — мощность, переносимая волной, указанной в индексе.

Будем считать, что волновое сопротивление волновода, образующего кольцо резонатора, равно волновому сопротивлению основной линии; тогда при согласованном генераторе

$$P_0 = \frac{|U_1|^2}{2z_0},$$

где P_0 — мощность генератора,

$$\left. \begin{aligned} P_{V_3} &= \frac{|V_3|^2}{2z_0}; & P_{U_3} &= \frac{|U_3|^2}{2z_0}; \\ P_{V_4} &= \frac{|V_4|^2}{2z_0}; & P_{U_4} &= \frac{|U_4|^2}{2z_0}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Подставив (13) в (16), получаем

$$\begin{aligned} P_{V_3} &= P_0 |C|^2 [1 - 2T|\tau| \cos(\psi - \beta L) + T^2|\tau|^2] |G|^{-2}; \\ P_{U_3} &= P_0 \left| \frac{C\rho}{G} \right|^2; \end{aligned} \quad (17)$$

$$P_{V_4} = P_0 \left| \frac{CT\rho}{G} \right|^2;$$

$$P_{U_4} = P_0 |C|^2 [T^2 - 2T|\tau| \cos(\psi - \beta L) + |\tau|^2] |G|^{-2},$$

где

$$|G| = 1 + T^2 + 4T^2|\tau|^2 - 4T|\tau|(T^2 + 1) \cos(\psi - \beta L) + 2T^2 \cos 2(\psi - \beta L). \quad (18)$$

Используя (17), получим силу, действующую на тело, помещенное в кольцо резонатора бегущей волны

$$F = \frac{2P_0}{C} \frac{v_0}{v_b} \frac{|\rho|^2 (1 - T^2)^2}{1 + T^2 + 4T^2|\tau|^2 - 4T|\tau|(T^2 + 1) \cos \alpha + 2T^2 \cos 2\alpha}, \quad (19)$$

где λ_0 и λ_b — длина волны в свободном пространстве и волноводе; $\alpha = \psi - \beta L$ — фазовый сдвиг, испытываемый волной при однократном обходе кольца (т. е. электрическая длина кольца).

Анализ полученного выражения (19) позволяет сделать следующие выводы.

1. Величина силы (при данных T и τ) зависит от электрической длины кольца, т. е. от его настройки.

2. Величина и положение максимума силы определяется параметрами ответвителя и неоднородности (т. е. T и τ).

а) При условии

$$|\tau| \geq \frac{2T}{1 + T^2} \quad (20)$$

зависимость силы от α имеет единственный максимум, когда

$$\alpha = 2\mu\pi; \quad (\mu = 1, 2, 3 \dots). \quad (21)$$

При этом сила достигает значения «максимум максимум» при некоторой оптимальной величине неоднородности, однозначно зависящей от параметров ответвителя, т. е.

$$|\tau| = |\tau_{\text{opt}}| = \frac{2T}{1 + T^2}. \quad (22)$$

б) Если справедливо неравенство

$$|\tau| < \frac{2T}{1 + T^2}, \quad (23)$$

зависимость силы от α носит двугорбый характер; максимумы наблюдаются при:

$$\alpha = 2\pi n \pm \arccos \frac{|\tau| (T^2 - 1)}{2T}; \quad (24)$$

величина силы в указанных максимумах всегда имеет значение «максимум максимум».

Рассмотрим поведение входного коэффициента отражения преобразователя (т. е. ρ_{11} в сечении $I-I$).

Очевидно,

$$\rho_{11} = \frac{V_1}{U_1}; \quad V_1 = TU_2 + CU_1,$$

но $U_2 = 0$; так как $\rho_{11} = 0$.

Следовательно,

$$\dot{V}_1 = \frac{U_1 \dot{C} e^{-j2\beta L} \cdot \dot{\rho}}{1 - 2T^2 e^{-j\beta L} + T^2 e^{j2(\gamma - \beta)L}}. \quad (25)$$

И, наконец,

$$|\rho_{11}| = \frac{(1 - T^2) \sqrt{1 - |\tau|^2} \cdot |\rho|}{\sqrt{1 + T^4 + 4T^2 |\tau| - 4T |\tau| (1 + T^2) \cos \tau + 2T^2 \cos 2\tau}}. \quad (26)$$

Сравнивая (26) с (19), можно записать

$$F = F_{к.з} |\rho_{11}|^2, \quad (27)$$

где $F_{к.з} = \frac{2P_0 \lambda_0}{C \lambda_b}$ — сила, действующая на отражающую перегородку, полностью перекрывающую регулярный волновод.

Из (27) видно, что всегда $\frac{F}{F_{к.з}} \leq 1$, поскольку коэффициент отражения не может быть больше единицы. С другой стороны, любопытно отметить тот факт, что при сколь угодно малом коэффициенте отражения (ρ) тела в резонаторе подбором оптимальной связи реализуются условия, при которых сила на это тело будет равна силе $F_{к.з}$. Другими словами, в таком устройстве возможно ускорение заряженных частиц давлением излучения [2, 3]. Величина давящей силы на заряженные частицы в резонаторе — $F_{рез}$ больше аналогичной силы, действующей на те же частицы, помещенные в регулярный волновод $F_{волн}$,

$$\frac{F_{рез}}{F_{волн}} = \frac{|\rho_{11}|^2}{|\rho|^2}. \quad (28)$$

Подбирая связь, можно получить $|\rho_{11}| \cong 1$ при значениях $|\rho| \ll 1$.

Ограничениями против очень большого увеличения отношения $\frac{F_{рез}}{F_{волн}}$ являются: пробивная прочность кольцевого резонатора и потери в реальной системе. Основным преимуществом подобного ускорителя перед ускорителями, использующими кулоновскую силу, является отсутствие каких-либо синхронизирующих устройств, поскольку давление излучения совпадает по направлению с вектором Умова — Пойнтинга.

На рис. 2 изображены кривые изменения относительной силы, действующей на тело в кольце резонатора в функции электрической длины кольца, для различных значений неоднородности в кольце. Параметры ответвителя постоянные ($T = 0,5$).

2. Определение скорости вращения и к. п. д. преобразователя. Для установившегося режима, пренебрегая моментом трения в подпятнике по сравнению с моментом трения о воздух, угловая скорость

$$\omega = \frac{Fl}{A}, \quad (29)$$

где l — длина плеча (средний радиус кольца);

A — коэффициент пропорциональности между моментом, обусловленным сопротивлением воздуха, и угловой скоростью [1].

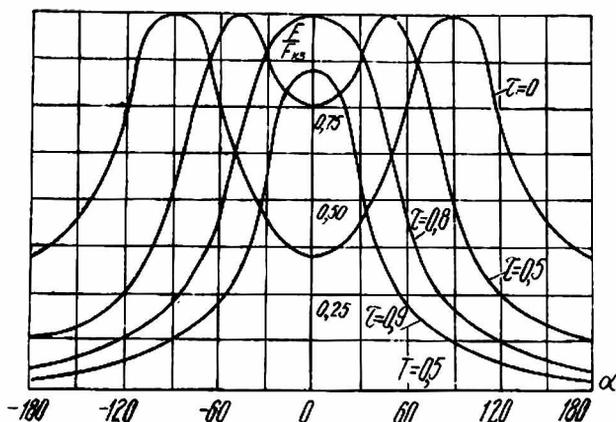


Рис. 2.

Для максимального значения действующей силы

$$\omega_{\max} = \frac{2P_0}{C} \cdot \frac{i_a}{i_b} \cdot \frac{l}{A}. \quad (30)$$

Положив $P_0 = 40 \text{ вт}$, $\frac{i_a}{i_b} = 0,75$;

$$l = 3,5 \text{ см}; A = 0,245 \text{ дин} \cdot \text{см} \cdot \text{сек/рад}.$$

Имеем

$$\omega_{\max} = 284 \cdot 10^{-3}$$

или

$$n = 2,75 \text{ об/мин}.$$

Полученная величина одного порядка с экспериментом [1].

К. п. д. преобразователя энергии электромагнитного поля в механическую работу можно записать таким образом:

$$\eta = \frac{Fl\omega}{P_0} = \frac{4P_0}{C^2} \frac{i_a}{i_b} \frac{l^2}{A} 100\%. \quad (31)$$

Для принятых значений, входящих в формулу величин, имеем

$$\eta \approx 5 \cdot 10^{-6}\%.$$

Из (31) ясно, что к. п. д. такого преобразователя может быть повышено вакуумированием системы.

При ускорении заряженных частиц, по-видимому, могут быть реализованы довольно высокие значения к. п. д.

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Исаеву и А. Д. Селивановскому за критические замечания, сделанные в процессе выполнения настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Валитов, В. Д. Кукуш, В. Г. Орлов. Опыт по прямому превращению энергии электромагнитного поля СВЧ в механическую работу, ЖТФ, XXXI, 12, 1961.
2. Ollendorf, Bull. Res. Council Israel, 3, 348, 1954.
3. Я. Б. Файнберг, В. И. Курилко. Электромагнитное давление на заряд, движущийся в магнитном поле, ЖТФ, XXIX, 8, 1962.