

УДК 621.372.413

## УСИЛЕНИЕ МОЩНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО СВЧ КОМПРЕССОРА С ВЫВОДОМ ЭНЕРГИИ ТРАНСФОРМАЦИЕЙ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ

С.Н. Артёменко, В.С. Игумнов

Томский политехнический университет  
E-mail: snartemenko@mail.ru

Представлены результаты оценок основных характеристик резонансного СВЧ компрессора с выводом энергии трансформацией моды колебаний на окне связи резонатора с короткозамкнутым волноводным шлейфом. В частности, рассмотрена проблема обеспечения слабой связи резонатора с нагрузкой в режиме накопления энергии. Выполнена оценка мощности и усиления выходных импульсов СВЧ компрессора. Показано, что усиление мощности импульсов в исследуемом компрессоре может быть сопоставимым с усилением в компрессоре с выводом энергии через интерференционный переключатель на основе  $H$ -тройника. Показано также, что для достижения усиления, сравнимого с усилением волны в накопительном резонаторе, в СВЧ компрессоре с трансформацией моды колебаний требуется применение волноводных шлейфов с площадью окон связи, сравнимой с площадью сечения резонатора.

### Ключевые слова:

СВЧ компрессор, импульс, волноводный  $H$ -тройник, интерференционный переключатель, резонатор, коммутатор.

### Key words:

Microwave compressor, pulse, waveguide  $H$ -tee, interference switch, resonator, commutator.

### Введение

В настоящее время достигнуты определенные успехи в развитии способа формирования мощных СВЧ импульсов, основанного на накоплении СВЧ энергии в резонансном объеме и быстром ее выводе в нагрузку [1]. В частности, созданы системы компрессии с уровнем рабочей мощности до  $\sim 1$  ГВт в 10-сантиметровом диапазоне длин волн и способные обеспечить мощность импульсов до 100 МВт в 3-сантиметровом диапазоне [2, 3], что сопоставимо с мощностью импульсов ряда релятивистских СВЧ генераторов и усилителей. Однако эти успехи достигнуты исключительно использованием различных схемных решений проблемы формирования мощных СВЧ импульсов в системах с одномодовыми либо умеренно многомодовыми накопительными резонаторами. Из-за отсутствия устройств, способных реализовать быстрый вывод энергии из крупных (сверхразмерных) накопительных объемов, формирование импульсов такой же мощности при выводе из сверхразмерных резонаторов по-прежнему остается нерешенной проблемой. По этой же причине возможности резонансных СВЧ компрессоров по уровню рабочей мощности до настоящего времени полностью не реализованы, мощность рабочей волны в сверхразмерных резонаторах на порядок и более может превышать рабочую мощность известных устройств вывода энергии. Поэтому проблема разработки более эффективных устройств вывода по-прежнему актуальна.

В [4, 5] исследован вывод энергии из сверхразмерного резонатора трансформацией моды колебаний на окне связи резонатора с короткозамкнутым волноводным шлейфом как элементом межмодовой связи и устройством вывода. Такой СВЧ компрессор (рис. 1) представляет собой резонатор с двумя рабочими волнами – основной волной, на которой энергия накапливается, и волной вспомо-

гательной. Во вспомогательную волну идет передача энергии и на ней осуществляется вывод. Выходом резонатора служит плавный переход с корпуса резонатора на одномодовый волновод. Волноводный шлейф выполняется в виде  $H$ -тройника, расположенного снаружи резонатора и прямым (входным) плечом связанного с резонатором. Второе прямое плечо ограничивается короткозамыкателем. Боковое плечо также выполняется короткозамкнутым и имеет длину, при которой прямые плечи развязаны. В этом плече расположен СВЧ коммутатор, осуществляющий регулирование связи прямых плеч тройника. Длина входного плеча выбирается так, что при накоплении взаимодействие основной и вспомогательной волны отсутствует. После завершения накопления включается коммутатор, тройник открывается, и длина шлейфа меняется. В результате меняется структура поля на окне и начинается трансформация основной волны в волну вспомогательную с передачей энергии в нагрузку. Характер передачи определяется размером окна и длиной отрезка.

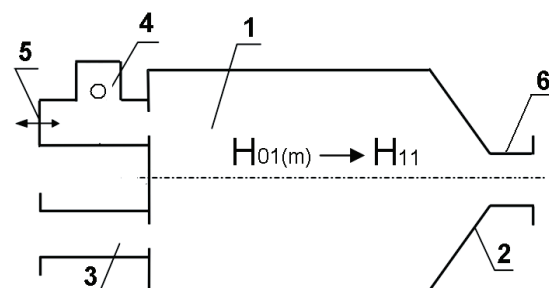


Рис. 1. Резонатор с трансформацией моды колебаний: 1 – цилиндрический резонатор; 2 – плавный переход; 3 – входной волновод; 4 –  $H$ -тройник; 5 – короткозамкнутое боковое плечо; 6 – выходной волновод

Результаты исследований [4, 5] показывают, что при использовании в компрессорах с трансфор-

мацией колебаний пакета элементов межмодовой связи на основе таких систем могут быть созданы источники СВЧ импульсов с регулируемыми параметрами, в том числе с усилением и мощностью, близкими к усилению и мощности волны в сверхразмерном накопительном резонаторе. В данной работе представлены результаты оценок характеристик таких источников, полученные в рамках приближенной теории взаимодействия колебаний в резонаторе [6] и метода матрицы рассеяния [7].

#### Оценка коэффициента межмодовой связи

Оценки выполним, полагая, что в основе работы исследуемого компрессора лежит интерференционный способ регулирования связи резонатора с нагрузкой, т. е. связь с выходом формируется в результате суммирования вспомогательной волны, генерированной основной волной на окне связи резонатора со шлейфом, и такой же волны, излучаемой из шлейфа. В режиме накопления длина шлейфа подобрана так, что эти волны имеют близкие амплитуды и противоположные фазы. Это обеспечивает устранение заметных потерь на излучение. После включения коммутатора, открывающего тройник и осуществляющего быстрое изменение длины шлейфа, излучаемая волна меняет амплитуду и фазу. В результате волны интерферируют, имея отличные от исходного состояния амплитудно-фазовые соотношения, вспомогательная волна, генерированная на окне, не компенсируется, включается связь с нагрузкой и начинается процесс вывода.

Оценим соотношение между мощностью генерируемой и излучаемой волны. Коэффициент межмодовой связи  $\gamma_{12}$  на окне, определяющий мощность генерируемой волны, можно оценить, используя выражение, известное из приближенной теории взаимодействия колебаний в резонаторе [4]:

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{V} \int_{\delta V} (\vec{H}_1 \vec{H}_2 - \vec{E}_1 \vec{E}_2) dV, \quad (1)$$

где  $V$  и  $\delta V$  – соответственно, объем резонатора и объем «деформированной» его части, на которой происходит взаимодействие,  $H_1, H_2, E_1, E_2$  – векторы магнитных и электрических компонент поля взаимодействующих колебаний. Здесь же отметим, что коэффициент  $\gamma_{1,2}$  и коэффициент передачи  $h$  между связанными резонаторами как модели взаимодействующих мод в методе матрицы рассеяния [7] связаны соотношением [6]:

$$h = \gamma_{1,2} \omega \sqrt{T_1 T_2} \approx \gamma_{1,2} \omega T. \quad (2)$$

В (2)  $\omega$  – циклическая рабочая частота,  $T_1 \approx T_2 \approx T$  – время двойного пробега рабочих волн вдоль резонатора. Соотношение (2) позволяет установить связь между результатами электродинамического расчета  $\gamma_{12}$  и результатами анализа взаимодействующих мод методом матрицы рассеяния и будет использовано при определении мощности волн в резонаторе и шлейфе. Для окна радиусом

$r \ll \lambda$  ( $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве), расположенного в магнитном поле связанных колебаний, коэффициент межмодовой связи (1) определяется выражением [4]:

$$\gamma_{12} = \frac{4r^3}{3V} \vec{H}_{1c} \vec{H}_{2c} \approx \frac{4r^3}{3V} H_{1c} H_{2c}, \quad (3)$$

где  $H_{1c}$  и  $H_{2c}$  – нормированные на объем  $V$  резонатора амплитуды магнитных составляющих поля в центре окна, следующие из формулы:

$$V = \int_V H^2 dV. \quad (4)$$

Используя (4) и выражения для  $H$ -компонент поля, например, цилиндрического резонатора [8]:

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 J_n(\chi r) \cos n\alpha \sin \chi_z z, \\ H_r &= H_0 \frac{\chi_z}{\chi} J'_n(\chi r) \cos n\alpha \cos \chi_z z, \\ H_\alpha &= -H_0 \frac{n\chi_z}{\chi^2} \frac{J_n(\chi r)}{r} \sin n\alpha \cos \chi_z z, \end{aligned} \quad (5)$$

нетрудно получить, что амплитудные множители магнитных составляющих поля, например, основной  $H_{01(p)}$  и вспомогательной  $H_{11(n)}$  моды колебаний такого резонатора определяются равенствами:

$$H_{01}^{01} = \frac{\lambda}{\lambda_c^{01} J_0(A_{01})}, \quad H_{01}^{11} = \frac{\lambda}{\lambda_c^{11} J_1(A_{11}) \sqrt{(A_{11}^2 - 1)}}, \quad (6)$$

где  $J_0, J_1$  – функции Бесселя первого рода,  $A_{01} = 3,832$ ,  $A_{11} = 1,841$ ,  $\lambda_c^{01}, \lambda_c^{01}, \lambda_c^{11}$  – критическая длина  $H_{01}$  и  $H_{11}$  волны. Поэтому из (5) и (6) для компонент поля в центре окна, расположенного на середине радиуса цилиндра, получаем:

$$H_{01}^{01} = \frac{\lambda J_1\left(\frac{A_{01}}{2}\right)}{\lambda_w^{01} J_0(A_{01})}, \quad H_{01}^{11} = \frac{\lambda J'_1\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11}}{\lambda_w^{11} J_1(A_{11}) \sqrt{(A_{11}^2 - 1)}} \quad (7)$$

и для коэффициента межмодовой связи, согласно (3), (7),

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= \frac{4r^3}{3V} \vec{H}_{1w} \vec{H}_{2w} \approx \frac{4r^3}{3V} H_{1w} H_{2w} = \\ &= \frac{4\lambda^2 J'_0\left(\frac{A_{01}}{2}\right) J'_1\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11}}{3\lambda_w^{01} \lambda_w^{11} J_0(A_{01}) J_1(A_{11}) \sqrt{(A_{11}^2 - 1)}} \frac{r^3}{V}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $\lambda_w^{11} \lambda_w^{01}$  – длина рабочих волн в резонаторе. Как следует из (2) и (8), коэффициент передачи энергии от волны к волне  $h^2 = \gamma_{12}^2 \omega^2 T^2$  пропорционален шестой степени радиуса окна и обратно пропорционален второй степени объема резонатора.

#### Оценка мощности излучаемой и генерированной волны

Мощность волны, излучаемой через окно радиусом  $r$  в стенке резонатора толщиной  $d$ , расположенное в магнитном поле моды колебаний, определяется формулой [8]:

$$P = \frac{128H_x^2\pi^3r^6z_0}{27\lambda^4\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4\lambda_c^2}}}e^{-\frac{1,841d}{r}}, \quad (9)$$

где  $H_x$  –  $x$ -компонента магнитного поля  $H_{10}$  волны отрезка волновода,  $z_0$  – волновое сопротивление свободного пространства,  $\lambda_c$  – критическая длина волны, в которую идет излучение. Формула (9) отличается от приведенной в [8] двумя множителями (экспоненциальным и радикалом), отражающими ослабление поля на окне в стенке конечной толщины и тот факт, что излучение идет не в свободное пространство, а в направляющую линию с соответствующим волновым сопротивлением. В прямоугольном волноводе интересующие нас  $H$  компоненты  $H_{10}$  волны могут быть записаны так [8]:

$$\begin{aligned} H_x^{10} &= H_0 \cos \chi_x x \cos \chi_y y \sin \chi_z z, \\ H_x^{10} &= -H_0 \frac{\chi_x \chi_z}{\chi^2} \sin \chi_x x \cos \chi_y y \cos \chi_z z, \\ H_x^{10} &= -H_0 \frac{\chi_y \chi_z}{\chi^2} \cos \chi_x x \sin \chi_y y \cos \chi_z z, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\chi_x = m\pi/a$ ,  $\chi_y = n\pi/b$ ,  $\chi_z = p\pi/l_w$ ,  $m=1$ ,  $n=0$ ,  $p=2, \dots, l_w$  – длина отрезка. Поэтому, согласно (10), в центре окна  $H_x$  составляющая связана с амплитудным множителем  $H_{10}$  волны равенством:

$$H_0^{10} = \frac{\lambda_w H_x}{\lambda_c}. \quad (11)$$

Нормируя амплитудный множитель в соответствии с (4) и (11) получаем:

$$H_{0V}^{10} = \frac{2\lambda}{\lambda_c}, \quad H_{xV}^{10} = \frac{2\lambda}{\lambda_w}. \quad (12)$$

Далее, установив связь между амплитудными множителями, нормированными на мощность бегущей волны и объем шлейфа, из (9), с учетом (12), для излучаемой мощности с новой нормировкой находим:

$$P_{rad} = \frac{2048\pi^3r^6\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{4a^2}}}{27\lambda^4ab\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}}}e^{-\frac{1,841d}{r}}P_{wvw}. \quad (13)$$

Выражение (13) справедливо только для шлейфа полуволновой длины. По мере отклонения от этой длины появляется ошибка, т. к. магнитная составляющая поля на окне будет уменьшаться, а электрическая расти. При значительных изменениях длины следует вводить поправку, учитывающую влияние электрической составляющей.

Для мощности генерируемой (трансформированной) волны, согласно (2), (8), имеем:

$$\begin{aligned} P_{01 \rightarrow 11} &= 4\pi^2\gamma_{12}^2 f^2 T^2 P_{nvc} \approx \\ &\approx \frac{256}{9} \left( \frac{J_0\left(\frac{A_{01}}{2}\right) J_1\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11}}{J_0(A_{01}) J_1(A_{11}) \sqrt{A_{11}^2 - 1} \lambda R^2} r^3 \right)^2 P_{wvw}. \end{aligned} \quad (14)$$

Из (13) видно, что мощность излучаемой волны определяется мощностью волны в шлейфе, а также длиной волны и параметрами шлейфа и окна. Аналогично из (14) следует, что мощность волны генерированной определяется мощностью волны в резонаторе и коэффициентом межмодовой связи, который зависит от структуры поля взаимодействующих мод, длины рабочей волны и параметров окна связи и резонатора.

Излучение из шлейфа идет не только во вспомогательную, но и в основную рабочую волну. Поэтому оценим коэффициенты передачи  $k_{01}$  и  $k_{11}$  основной  $H_{01}$  и вспомогательной  $H_{11}$  волны из резонатора в шлейф. Эти коэффициенты определяются выражением:

$$k^2 = \frac{P_{rad}}{P_{tw}}, \quad (15)$$

где  $P_{rad}$ ,  $P_{tw}$  – соответственно мощность излучаемой и бегущей волны резонатора. Поэтому из (9), (10), (15) находим:

$$\frac{k_{01}^2}{k_{11}^2} = \frac{J_1^2\left(\frac{A_{01}}{2}\right) J_1^2(A_{01})(A_{11}^2 - 1) \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{c11}^2}}}{2J_0^2(A_{01}) J_1^2\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11}^2 \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{c01}^2}}}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что коэффициенты передачи сопоставимы ( $k_{01}/k_{11} \sim 0,81$ ). Это позволяет учесть излучение из шлейфа не в одну, а в две волны простым введением в (13) множителя  $\sim 0,6$ . Из-за нерезонансных условий и заурядности выходного волновода резонатора для других типов волн потерями на излучение в эти волны пренебрегаем.

#### Условие отсутствия излучения в нагрузку

В [9] на основе метода матрицы рассеяния показано, что амплитуды  $b_1$  и  $b_2$  бегущих волн в системе «накопительный резонатор–шлейф» определяются выражениями:

$$b_1 = jka_1 \frac{(a + jb)}{(c + jd)}, \quad b_2 = -\frac{kha_1 e^{-\alpha - j\psi}}{(c + jd)}, \quad (17)$$

где  $a, b, c, d$  – переменные величины, зависящие от набега фазы  $\varphi, \psi$  волн в резонаторе и шлейфе, а также от постоянных затухания  $\alpha, \beta, \gamma$  волн в резонаторе, входном прямом и боковом плече тройника и коэффициентов передачи  $k, h$  входного окна резонатора и окна связи резонатора и тройника. Там же показано, что максимум накопленной энергии достигается при значениях  $\varphi$ , удовлетворяющих равенству:

$$\varphi = \arctg \left[ \frac{ag - bf}{af + bg} \right],$$

где

$$\begin{aligned} f &= \sqrt{1 - h^2} - e^{-\beta} \frac{\cos \psi (1 + e^{-\gamma})}{2}, \\ g &= e^{-\beta} \frac{\sin \psi (1 + e^{-\gamma})}{2}. \end{aligned}$$

Поэтому, приравнявая (13) и (14) и учитывая (17), находим условие отсутствия излучения в нагрузке, т. е. условие компенсации вспомогательной волны, генерированной на окне:

$$\frac{|b_1|^2}{|b_2|^2} = \frac{P_{nwc}}{P_{nvw}} = \frac{a^2 + b^2}{h^2} = \frac{0,165\pi^3 R^4 \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} (J_0(A_{01}) J_1(A_{11}) \sqrt{A_{11}^2 - 1})^2}}{\lambda^2 ab \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \left( J_0\left(\frac{A_{01}}{2}\right) J_1\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11} \right)^2}} \times e^{\frac{1,841d}{r}} \quad (18)$$

Выражение (18) устанавливает функциональную связь между электрической длиной шлейфа и радиусом окна связи, при которой достигается компенсация волн. На рис. 2 приведены зависимости отношения мощности излучаемой и генерированной волны от электрической длины шлейфа.

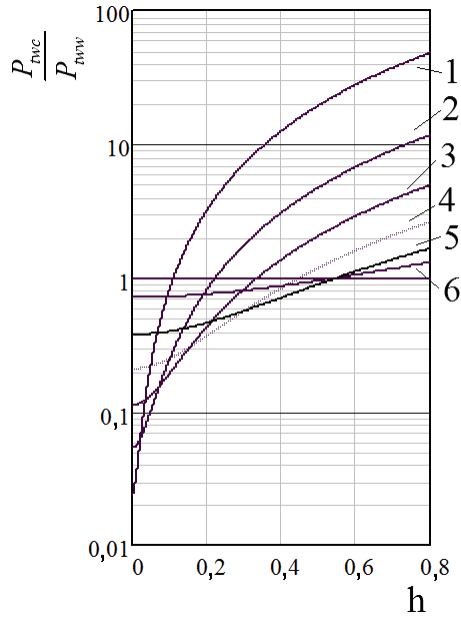


Рис. 2. Зависимости отношения мощности излучаемой и генерированной  $P_{nwc}/P_{nvw}$  волны от коэффициента передачи окна связи резонатора со шлейфом: 1)  $h=0,15$ ; 2) 0,3; 3) 0,45; 4) 0,6; 5) 0,75; 6) 0,9

Точки пересечения кривых с прямой линией со значением ординаты, равным 1, соответствуют точкам совпадения мощности интерферирующих волн. Как видно из зависимостей, чем больше окно, тем сильнее отклонение от полуволновой длины. При этом увеличивается ошибка оценки. Поэтому кривые рис. 2 отражают только тенденцию отклонения длины шлейфа от полуволновой длины по мере изменения размера окна связи. Вместе с тем качественно ход кривых рис. 2 верно отражает данные экспериментов [4, 5].

### Максимальная мощность и усиление

Как показывают экспериментальные данные, максимальная мощность импульсов достигается при четвертьволновой длине шлейфа. Это является следствием двух факторов. Первый связан с тем, что при этом волна, излученная из четвертьволнового шлейфа, имеет минимальную амплитуду. Второй фактор обусловлен инверсией фазы излученной волны – при указанной длине шлейфа волна излучается не магнитным, как при накоплении, а электрическим диполем, расположенным практически в пучности стоячей волны, а не в узле, как при излучении магнитным диполем. Поэтому мощность выходного импульса в приближении малого радиуса окна связи будет сравнима с мощностью сгенерированной вспомогательной волны, т. е. будет определяться выражением (14), а коэффициент усиления даваться формулой:

$$G \approx \frac{256}{9} \left( \frac{J_0\left(\frac{A_{01}}{2}\right) J_1\left(\frac{A_{11}}{2}\right) A_{11} r^3}{J_0(A_{01}) J_1(A_{11}) \sqrt{A_{11}^2 - 1} \lambda R^2} \right)^2 G_c, \quad (19)$$

где  $G_c$  – коэффициент усиления резонатора. Как следует из (19), усиление пропорционально шестой степени отношения радиуса окна связи  $r$  к длине рабочей волны (при  $R=\lambda$ ). Из (13) нетрудно получить, что близким к (19) выражением, как по форме, так и по численным значениям, будет определяться и коэффициент усиления компрессора с выводом энергии через интерференционный переключатель.

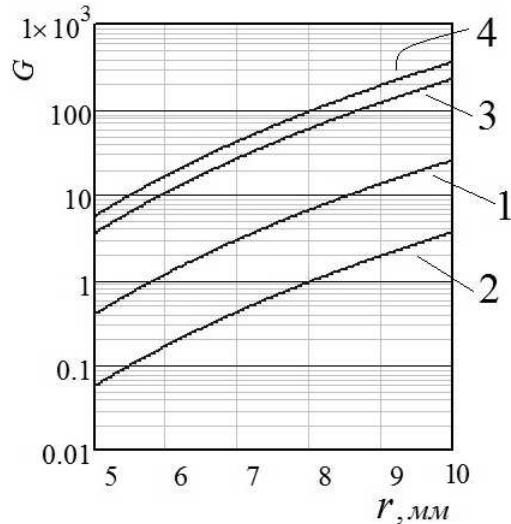


Рис. 3. Зависимости усиления компрессора от радиуса окна связи резонатора со шлейфом  $r$ . Трансформация на одном окне связи: 1)  $r=2,2$  см,  $G=200$ ; 2)  $r=4,5$  см,  $G=500$ . Трансформация на окнах связи: 3)  $r=2,2$  см,  $G=200$ ,  $n=3$ ; 4)  $r=4,5$  см,  $G=500$ ,  $n=10$

На рис. 3 приведены зависимости усиления компрессора от радиуса окна связи для двух значений

радиуса резонатора (2,2 и 4,5 см) при фиксированной длине рабочей волны. Значения усиления резонаторов взяты 200 и 500. Из зависимостей рис. 3 видно, что при трансформации на одиночном окне (нижние кривые) необходимо использовать резонатор относительно малого радиуса, не более  $\lambda$ . При относительно большом радиусе резонатора ( $R > \lambda$ ) эффективный вывод возможен только при значительном количестве шлейфов (верхние кривые). Понятно, что и в первом, и во втором случае это обусловлено пропорциональностью усиления отношению площади окон связи и сечения резонатора.

Линиями 3, 4 на рис. 3 отражен ход усиления как функции радиуса окна связи при квадратичной зависимости мощности сгенерированной волны от количества окон. Такая зависимость обусловлена выполнением резонатором роли суммирующего устройства, в котором мощность волны пропорциональна второй степени суммарной амплитуды волн, генерированных на окнах. Как видно из хода кривых, достижение мощности импульсов, сопоставимой с мощностью волны резонатора, возможно только при площади окон, сопоставимой с площадью сечения резонатора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
2. Августинович В.А., Артеменко С.Н., Каминский В.Л., Новиков С.А., Юшков Ю.Г. Двухступенчатая система компрессии сверхвысокочастотных импульсов в последовательно связанных резонаторах // Приборы и техника эксперимента. – 2007. – № 2. – С. 96–99.
3. Августинович В.А., Артеменко С.Н., Каминский В.Л., Новиков С.А., Юшков Ю.Г. Двухканальный резонансный СВЧ компрессор гигаваттного уровня мощности // Изв. ВУЗов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 11/2. – С. 87–91.
4. Августинович В.А., Артеменко С.Н., Игумнов В.С., Новиков С.А., Юшков Ю.Г. Компрессия СВЧ импульсов двумя связанными модами сверхразмерного резонатора // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2011. – Т. 16. – № 7. – С. 43–45.

#### Заключение

Таким образом, выполненные в работе оценки условий, обеспечивающих развязку резонатора с нагрузкой в режиме накопления, а также оценки усиления и мощности выходных импульсов СВЧ компрессора с выводом энергии трансформацией моды колебаний на окне связи показывают, что исследованный способ вывода достаточно эффективен для формирования СВЧ импульсов. Вместе с тем использование такого компрессора для получения импульсов предельно высокого усиления и высокой мощности, сопоставимых с усилением и мощностью волны накопительного резонатора, возможно только при использовании окон связи с общей площадью, сопоставимой с площадью сечения резонатора. Это означает, что наиболее эффективными в таком способе вывода могут быть элементы межмодовой связи, равномерно распределенные по сечению резонатора.

*Авторы выражают признательность Ю.Г. Юшкову за полезные дискуссии при обсуждении результатов работ.*

*Работа выполнена в рамках государственного задания «Наука» Минобрнауки РФ № 2.3408.2011.*

5. Августинович В.А., Артеменко С.Н., Игумнов В.С., Новиков С.А., Юшков Ю.Г. Формирование нано- и субнаносекундных СВЧ импульсов при выводе энергии из резонатора трансформацией моды колебаний // Изв. ВУЗов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11/2. – С. 229–234.
6. Штейншлейгер В.Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. – М.: Госиздат Оборонной промышленности, 1955. – 114 с.
7. Альтман Дж. Устройства СВЧ. – М.: Мир, 1968. – 487 с.
8. Артеменко С.Н., Августинович В.А., Каминский В.Л., Чумерин П.Ю., Юшков Ю.Г. Анализ процесса формирования радиоимпульсов в сверхразмерном резонаторе с интерференционным ключом // Радиотехника и Электроника. – 1997. – Т. 42. – № 8. – С. 1011–1018.
9. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. – М.: Высшая школа, 1961. – 371 с.

*Поступила 11.04.2013 г.*