

09.

©1993 г.

## ВЫВОД ЭНЕРГИИ ИЗ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ЧЕРЕЗ СВЕРХРАЗМЕРНУЮ КОАКСИАЛЬНУЮ ЛИНИЮ

*С.Н.Артеменко, В.Л.Каминский, Ю.Г.Юшков*

Показаны возможности быстрого (за время  $\sim 30-50$  нс) вывода энергии электромагнитного поля из осесимметричных крупногабаритных (с объемом  $\sim 1\text{ м}^3$ ) резонаторов через интерференционный ключ на основе сверхразмерной коаксиальной линии и формирования таким путем наносекундных радиоимпульсов с пиковой мощностью  $\sim 1-10$  ГВт и более. Описаны конструкции формирователей с коаксиальным интерференционным ключом, оценены их рабочие характеристики и приведены результаты первых экспериментов.

1. Как известно [1], достигнутый в настоящее время в резонаторах уровень напряженности электрической составляющей ВЧ поля  $\sim 10^7-10^8$  В/м может позволить запастись в резонаторах объемом  $\sim 1\text{ м}^3$  единицы-десятки кДж энергии электромагнитного поля, а вывод такого количества энергии в нагрузку за время  $\sim 10^{-8}-10^{-7}$  с делает возможным формирование относительно простым способом энергоемких наносекундных радиоимпульсов с пиковой мощностью  $\sim 1-10$  ГВт и более, что в настоящее время реализуется только в сложных и дорогостоящих релятивистских СВЧ генераторах [1,2].

Вместе с тем также известно [1], что применение сверхразмерных накопительных резонаторов для получения мощных и энергоемких радиоимпульсов сдерживается отсутствием эффективных способов и устройств быстрого вывода энергии из таких резонаторов. Так, достаточно простой и эффективный способ вывода энергии через интерференционные ключи на основе прямоугольных волноводных тройников [3,4] для крупногабаритных резонаторов малопригоден из-за небольшой площади выходного окна ключа и необходимости решения проблемы синхронизации в случае применения для вывода нескольких ключей. Вывод энергии путем трансформации вида колебаний [5] трудно реализуем из-за необходимости создания эффективного коммутатора, который должен располагаться непосредственно в полости резонатора, в режиме вывода обеспечивать межвидовую связь, сравнимую со связью с нагрузкой, и в то же время не должен вносить дополнительных потерь энергии в режиме накопления. Кроме того, формирователи на основе трансформации также имеют

относительно небольшую площадь окна вывода энергии, которая определяется критическим радиусом  $H_{01}$ -волны круглого волновода и не превышает величины  $\sim \lambda^2$ , где  $\lambda$  — рабочая длина волны. Необходимость коммутации поля в ключе по окружности большого диаметра и ограниченность площади выходного окна значением  $\sim \pi \lambda^2$  делают трудно реализуемым и существенно ограничивают возможности способа вывода энергии и через цилиндрический интерференционный ключ, работающий на  $H_{01}$ -волне круглого волновода и описанный в [6].

В данной работе рассмотрена возможность быстрого вывода энергии из осесимметричных крупногабаритных резонаторов через интерференционный элемент вывода на основе сверхразмерной коаксиальной линии. Описаны конструкции формирователей с таким элементом вывода, оценены их рабочие характеристики и приведены результаты первых экспериментов.

2. Работа элемента вывода, выполненного в виде сверхразмерной коаксиальной линии, основана на интерференции осесимметричной волны, передаваемой по линии, с осесимметричной волной такого же типа, излучаемой из радиального зазора, который организован в коаксиале разрывом его внутреннего проводника. При этом диаметры проводников коаксиала и высота зазора выбираются из условий равенства амплитуд этих волн и их противофазности в режиме накопления энергии.

Схематично устройство такого ключа, используемого в качестве элемента вывода энергии из осесимметричных резонаторов различной конструкции, а также структуры полей в ключе и резонаторах в режиме накопления показаны на рис. 1, а-в, где 1 — цилиндрический, сферический и коаксиальный накопительные резонаторы с осесимметричными  $H_{01n}$ -,  $H_{mn0}$ -,  $E_{01n}$ -,  $E_{mn0}$ - и ТЕМ $_{00n}$ -видами колебаний соответственно; 2 — элемент вывода энергии на основе сверхразмерной коаксиальной линии с  $H_{01}$ -рабочим типом волны в случае возбуждения резонаторов на магнитном осесимметричном виде колебаний и ТЕМ-типом волны при возбуждении резонаторов на осесимметричном электрическом либо ТЕМ-виде колебаний.

Для обеспечения одноволнового режима работы коаксиальной линии элемента вывода диаметры  $D$  и  $d$  внешнего и внутреннего ее проводников выбираются удовлетворяющими неравенствами  $D - d \lesssim 2\lambda$  для  $H_{01}$ -волны и  $D - d \lesssim \lambda$  для ТЕМ-волны, а разрыв внутреннего проводника коаксиала организуется на расстоянии  $\simeq (n\lambda)/2$  от торцевой стенки резонатора для магнитных видов колебаний  $((2n + 1)\lambda)/4$  для электрических и ТЕМ-видов, что диктуется необходимостью резонансного возбуждения радиального зазора линии. При этом для обеспечения требуемых амплитудно-фазовых условий между излучаемыми из линии и разрыва в нагрузку волнами зазор должен возбуждаться на "усеченном"  $E_{0m0}$ -виде колебаний при работе коаксиала на ТЕМ-волне и  $H_{0m1}$ -виде колебаний при работе на  $H_{01}$ -волне и в первом приближении зазор должен иметь высоту  $h \simeq (D - d)/2$ . Это непосредственно следует из полной аналогии структур полей в продольном сечении интерференционных ключей на основе прямоугольных волноводных Е- и Н-тройников и в сечении коаксиальной линии с зазором на соответствующем виде колебаний. Поэтому диаметры проводников коаксиала должны удовлетворять следующим приближенным равенствам:

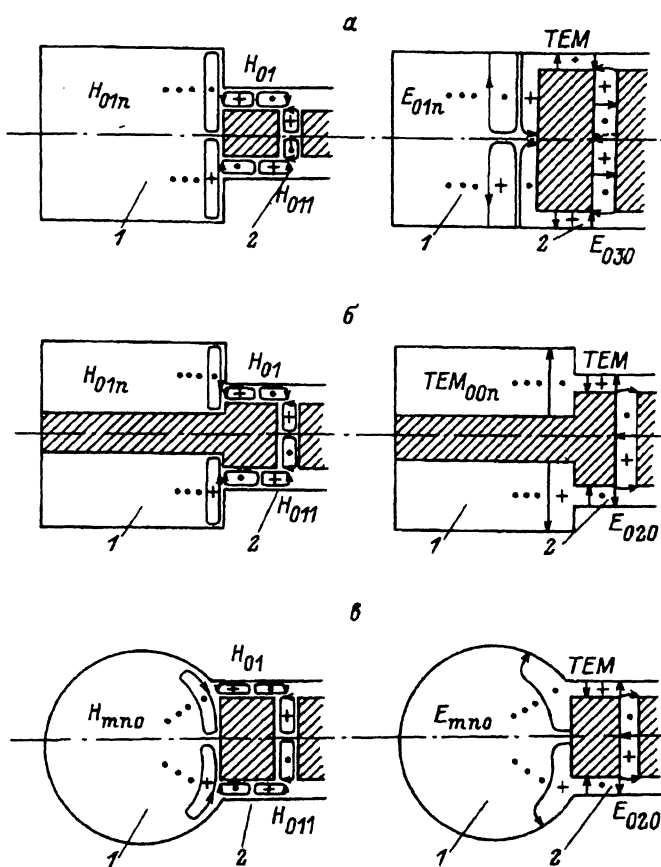


Рис. 1. Осесимметричные накопительные резонаторы с элементом вывода на основе сверхразмерной коаксиальной линии и структуры поля в них в режиме накопления.

$$D \simeq \frac{\varkappa_{0m} \lambda}{\pi}, \quad d \simeq \frac{\nu_{0(m-1)} D}{\varkappa_{0m}} = \frac{\nu_{0(m-1)} \lambda}{\pi} \quad (1)$$

при работе на ТЕМ-волне и

$$D \simeq d + 2\lambda, \quad d = \frac{\nu_{0m} \lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda^3/4h^2}} \simeq \frac{\nu_{0m} \lambda}{\pi} \frac{2}{\sqrt{3}} \quad (2)$$

при работе на  $H_{01}$ -волне, где  $\varkappa_{0m}$ ,  $\nu_{0m}$  — корни функции Бесселя и ее производной соответственно.

Более точные значения  $D$ ,  $d$  и  $h$  могут быть получены экспериментально либо рассчитаны численно, например, по методике, изложенной в [7,8].

Для переключения элемента из режима накопления в режим вывода, как и в ключе на основе тройников, необходимо изменить фазу излученной из зазора волны на  $180^\circ$ , что может быть осуществлено, например, электрическим разрядником, формирующим плазменный канал по  $\varphi$ -й

компоненте первого варианта электрического ВЧ-поля зазора в линии с  $H_{01}$ -волной и по оси разрыва в линии с ТЕМ-волной, как это показано на рис. 1 пунктиром.

Нетрудно показать, что при выбранных  $D$  и  $d$  площадь  $S_0$  выходного окна такого элемента вывода будет составлять величину  $\sim \pi R\lambda$ , где  $R$  — радиус накопительного резонатора,  $R \simeq D$  для резонатора с  $H_{01n}$ -,  $H_{mn0}$ -либо ТЕМ $_{00n}$ -видам колебаний и  $2R \simeq D$  для резонатора с  $E_{01n}$ -видом колебаний. Как видно из выражения для  $S_0$ , площадь окна растет пропорционально радиусу резонатора. Поэтому, так как время вывода энергии  $t_b$ , согласно [4], определяется соотношением  $t_b \simeq T(S_p/S_0)$ , где  $T$  — время двойного пробега волны вдоль резонатора,  $S_0$  — площадь его поперечного сечения, для элемента вывода на основе сверхразмерной коаксиальной линии получаем

$$t_b \simeq T \frac{R}{\lambda}. \quad (3)$$

Используя (3), можно показать, что по сравнению с лучшими известными устройствами вывода интерференционный ключ на основе коаксиальной линии может обеспечить как минимум на порядок более быстрый вывод энергии. При этом, например, для резонаторов с объемом  $\sim 1 \text{ м}^3$  время вывода будет составлять значения  $\sim 30$ – $50$  нс и вывод 1 кДж СВЧ-энергии за такое время позволит формировать радиоимпульсы с пиковой мощностью  $\sim 20$ – $30$  ГВт.

Вместе с тем следует отметить, что элемент вывода в виде сверхразмерной коаксиальной линии подразумевает полную аксиальную симметрию линии и такую же симметрию накопительного резонатора с возбуждением в нем “чистого” рабочего вида колебаний. Нарушение аксиальной симметрии системы будет приводить к возникновению межвидовой связи, трансформации типов волн и снижению рабочих характеристик устройства. Этот вопрос требует детальной самостоятельной проработки и в данной работе не рассматривается. Однако проведенные оценки показывают, что требуемые допуски на отклонения геометрии элементов системы от идеальной находятся в пределах технически возможных.

3. Анализ работы исследуемого ключа удобно провести, используя метод матрицы рассеяния [9]. Предполагая одноволновый режим работы ключа и сравнивая структуры поля в сечении коаксиальной линии и сечения разрыва ее внутреннего проводника со структурой полей в волноводных тройниках, нетрудно видеть, что в случае работы линии на  $H_{01}$ -волне в плоскости продольного сечения линия с разрывом представляет собой аналог спаренных боковыми плечами двух Н-тройников, а при работе на ТЕМ-волне — спаренных Е-тройников. В силу этого для падающих и отраженных волн в системе (рис. 2) можно записать следующее равенство:

$$\mathbf{b} = S\mathbf{a}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_1^{(1,2)} \\ b_2^{(1,2)} \\ b_3^{(1,2)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1^{(1,2)} \\ 0 \\ a_3^{(1,2)} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$S$  — матрица рассеяния Н- либо Е-тройника.

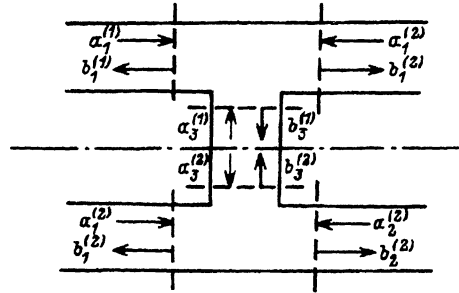


Рис. 2. Сверхразмерный коаксиальный интерференционный ключ.

Кроме того, из симметрии системы очевидно следуют соотношения

$$a_1^{(1)} = -a_1^{(2)}, \quad b_1^{(1)} = -b_1^{(2)}, \quad b_2^{(1)} = -b_2^{(2)}, \quad (5)$$

а для волн  $a_3^{(1)}$ ,  $b_3^{(1)}$  и  $a_3^{(2)}$ ,  $b_3^{(2)}$  дополнительно потребуем выполнения условий

$$\begin{aligned} a_3^{(1)} &= b_3^{(2)} e^{-\alpha_3}, \\ a_3^{(2)} &= b_3^{(1)} e^{-\alpha_3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\alpha_3$  — затухание волны при пробеге коаксиала вдоль его диаметра.

Тогда, например, в случае работы на  $H_{01}$ -волне из (4) имеем

$$S = \begin{vmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{vmatrix}, \quad \begin{aligned} b_1^{(1)} &= -\frac{a_1^{(1)}}{2} + \frac{a_3^{(1)}}{\sqrt{2}}, & b_1^{(2)} &= -\frac{a_1^{(2)}}{2} + \frac{a_3^{(2)}}{\sqrt{2}}, \\ b_2^{(1)} &= \frac{a_1^{(1)}}{2} + \frac{a_3^{(1)}}{\sqrt{2}}, & b_2^{(2)} &= \frac{a_1^{(2)}}{2} + \frac{a_3^{(2)}}{\sqrt{2}}, \\ b_3^{(1)} &= \frac{a_1^{(1)}}{\sqrt{2}}, & b_3^{(2)} &= \frac{a_1^{(2)}}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда, используя (5), (6), находим

$$\begin{aligned} b_2^{(1)} &= \frac{a_1^{(1)}}{2} + \frac{b_3^{(2)} e^{-\alpha_3}}{\sqrt{2}} = \frac{a_1^{(1)}}{2} (1 - e^{-\alpha_3}), \\ b_2^{(2)} &= \frac{a_1^{(2)}}{2} + \frac{b_3^{(1)} e^{-\alpha_3}}{\sqrt{2}} = \frac{a_1^{(2)}}{2} (1 - e^{-\alpha_3}) = -b_2^{(1)}. \end{aligned} \quad (8)$$

При  $\alpha_3 \rightarrow 0$  из (8) следует, что  $b_2^{(1,2)} \rightarrow 0$ , т.е. элемент вывода закрыт и переходное затухание элемента определяется затуханием волны в зазоре при его пробеге вдоль диаметра.

В режиме вывода фаза волны  $a_3^{(1,2)}$  изменяется на  $180^\circ$ , т.е.  $a_3^{(1,2)}$  переходит в  $-a_3^{(1,2)}$ , и для волны  $b_2^{(1,2)}$  тогда получаем

$$\begin{aligned} b_2^{(1)} &= \frac{a_1^{(1)}}{2} (1 + e^{-\alpha_3}) \simeq \frac{a_1^{(1)}}{2} \left(1 - \frac{\alpha_3}{2}\right), \\ b_2^{(2)} &= \frac{a_1^{(2)}}{2} (1 + e^{-\alpha_3}) \simeq -\frac{a_1^{(1)}}{2} (1 + e^{-\alpha_3}) \simeq -a_1^{(1)} \left(1 - \frac{\alpha_3}{2}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

т.е. элемент вывода становится открытым и на выходе системы формируется сигнал с амплитудой, равной амплитуде бегущей волны коаксиальной линии.

Из (7) также следует, что в зазоре амплитуда бегущей волны в  $\sqrt{2}$  раз меньше, чем в линии. Однако в действительности в силу цилиндрической симметрии элемента вывода в зазоре в первом от его оси варианте поля амплитуда волны будет в

$$k_H = \frac{j_1(\nu_{11})}{\sqrt{2}j_1(\kappa_{0m})}$$

раз больше, чем в линии, где  $j_1$  — функция Бесселя;  $\kappa_{0m}, \nu_1$  — корни этой функции и ее производной. Такое повышение напряженности поля у оси зазора, с одной стороны, потребует обеспечения здесь более высокой электрической прочности (более высокого, чем в основном объеме, давления газа, специального профиля поверхности и т.п.), но, с другой стороны, позволит локализовать разряд в требуемом месте — в первом от оси зазора варианте поля, радиус которой минимален и, например, в трехсантиметровом диапазоне длин волн не превышает 1.5–2 см, а десятисантиметровом — 4–5 см. С позиций проблемы коммутации поля в накопительных резонаторах последнее обстоятельство имеет весьма важное практическое значение.

Аналогичные результаты могут быть получены и в случае работы линии на ТЕМ-волне, если использовать матрицу рассеяния Е-тройника. При этом коэффициент усиления поля на оси зазора будет определяться выражением

$$k_E \simeq \frac{1}{\sqrt{2}j_0(\nu_{0m})},$$

где  $j_0$  — функция Бесселя.

Для накопительных резонаторов с диаметром  $\sim 1$  м коэффициент усиления поля в зазоре элемента вывода при его работе на  $H_{01}$ -волне будет составлять значения  $k_H \simeq 2$ , а при работе на ТЕМ-волне  $k_E \simeq 2-5$ .

4. Экспериментальная проверка работоспособности интерференционного ключа на основе сверхразмерной коаксиальной линии выполнена на цилиндрическом и коаксиальном резонаторах с  $H_{01n}$ - и ТЕМ $_{00n}$ -видам колебаний. Резонаторы собирались из медных труб промышленного изготовления с отклонениями диаметра по азимуту от номинального значения  $\sim 0.3-0.5\%$  и в первых экспериментах дополнительной прецизионной обработке трубы не подвергались.

Первоначально были проведены эксперименты на низком уровне мощности на цилиндрическом резонаторе диаметром 0.3 м и длиной около 1 м. Рабочий объем резонатора составлял  $\sim 0.02-0.06$  м<sup>3</sup>. Элемент вывода организовывался размещением в корпусе резонатора заглушенных с двух сторон цилиндров, расположенных на определенном расстоянии друг от друга. При работе на  $H_{01}$ -волне диаметр цилиндров равнялся  $\sim 0.16$  м, а зазор между ними  $\sim 0.07$  м. При этом на частоте 2840 МГц в резонаторе возбуждался  $H_{01(11)}$ -вид колебаний с измеренной добротностью  $\sim 2-3 \cdot 10^4$  при расчетной около  $8 \cdot 10^4$ . Радиальный зазор элемента вывода в этом случае работал на  $H_{011}$ -виде колебаний, а между зазором и резонатором “укладывались” две  $H_{01}$ -полуволны коаксиала.

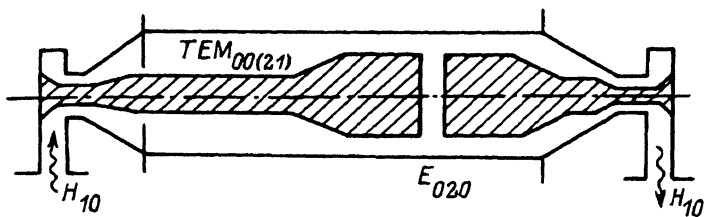


Рис. 3. Формирователь СВЧ импульсов с коаксиальным интерференционным ключом.

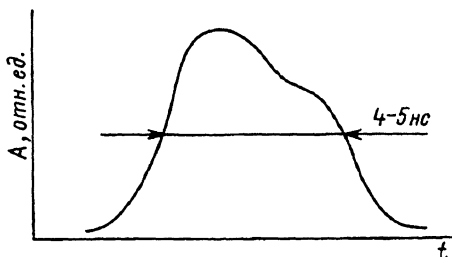


Рис. 4. Огибающая выходного радиоимпульса.

При возбуждении резонансной системы на  $TEM_{00n}$ -виде колебаний диаметры внутреннего проводника резонатора и элемента вывода совпадали и составляли 0.21 м, длина резонатора равнялась 0.43 м, а высота зазора 0.04 м. Резонатор работал на  $TEM_{00(8)}$ -виде колебаний, а зазор — на “усеченном”  $E_{030}$ -виде колебаний. Рабочая частота составляла 2880 МГц, а измеренная добротность достигала  $8-9 \cdot 10^3$  при расчетной  $\sim 3 \cdot 10^4$ .

Эксперименты на низком уровне мощности показали принципиальную работоспособность элемента вывода на основе сверхразмерной коаксиальной линии и вместе с тем выявили достаточно сильную зависимость переходного затухания элемента от степени идеального изготовления его узлов. Поэтому эксперименты на высоком уровне мощности были выполнены на устройстве с более тщательным исполнением его элементов: с относительно прецизионной проточкой внутреннего проводника коаксиала, жестким центрированием этого проводника и т.п. При этом коаксиальный накопительный резонатор и элемент вывода, конструкция которых представлена на рис. 3, возбуждалась через кольцевое отверстие связи вокруг внутреннего проводника коаксиала  $TEM$ -волной, формируемой коаксиально-волноводным переходом. Выход системы также был выполнен в виде коаксиально-волноводного перехода, преобразующего  $TEM$ -волну в волну типа  $H_{10}$ -прямоугольного волновода.

Диаметр внешнего проводника коаксиала составлял 56 мм, внутренне-го проводника резонатора — 17 мм и внутреннего проводника элемента вывода — 38 мм. Длина резонатора равнялась 345 мм, а высота зазора разрыва внутреннего проводника элемента вывода 8 мм.

На частоте 9310 МГц в резонаторе возбуждался  $TEM_{00(21)}$ -вид колебаний, а в зазоре — “усеченный”  $E_{020}$ . Измеренная добротность равнялась  $1.2 \cdot 10^4$ , что в полтора раза ниже расчетной и в 1.2 раз ниже экспериментальной добротности аналогичного коаксиального резонатора, но законченного с двух сторон медными крышками.

Накопление энергии осуществлялось от магнетронного генератора с импульсной мощностью  $\sim 80$  кВт и длительностью импульса около 1 мкс.

Коммутация режимов работы формирователя осуществлялась СВЧ самопробоем на воздухе при атмосферном давлении, который при накоплении энергии возникал в зазоре вдоль его оси, перемыкая зазор. Типичная форма огибающей выходного импульса приведена на рис. 4. Длительность импульса по уровню 0.5 составляла 4–5 нс; что приблизительно в 2 раза больше расчетной и связано с неполным согласованием коаксиальной линии резонатора с линией элемента вывода, в силу чего вывод осуществлялся за два пробега волны вдоль резонатора. Импульсная мощность в выходном сигнале достигала 1.2 МВт, что в 2 раза ниже расчетной. Расчеты показывают, что обеспечение полного согласования резонатора с выходом и повышение давления в системе до 5–6 атм может позволить увеличить импульсную мощность такого формирователя до 8–10 МВт.

5. Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали возможность использования интерференционного ключа на основе сверхразмерной коаксиальной линии в качестве эффективного элемента вывода энергии в крупногабаритных осесимметричных накопительных резонаторах для формирования мощных и энергоемких наносекундных радиоимпульсов.

### Список литературы

- [1] Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
- [2] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 237 с.
- [3] Девятков Н.Д., Диденко А.Н., Замятина Л.Я. и др. // РиЭ. 1980. Т. 25. № 6. С. 1227–1230.
- [4] Альварец Р., Биркс Д., Берн Д. и др. // Атомная техника за рубежом. 1982. № 11. С. 36–39.
- [5] Артеменко С.Н., Каминский В.Л., Юшков Ю.Г. Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 24. С. 1529–1533.
- [6] Артеменко С.Н., Каминский В.Л., Юшков Ю.Г. ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1424–1425.
- [7] Илларионова Г.А. РиЭ. 1977. Т. 22. № 1. С. 178–181.
- [8] Яшина Н.П. Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Харьков, 1988. С. 70–80.
- [9] Альтман Дж. Устройства СВЧ. М.: Мир, 1968. 487 с.

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики при Томском  
политехническом институте им. С.М.Кирова

Поступило в Редакцию  
16 марта 1992 г.  
В окончательной редакции  
10 августа 1992 г.