

УДК 621.372.85

ТУРНИКЕТНОЕ СОЧЛЕНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ И КРУГЛОГО ВОЛНОВОДОВ

В. М. Буторин

Решена трехмерная векторная краевая задача о турникетном сочленении прямоугольных и круглого волноводов. Исследована численная устойчивость алгоритма, основанного на методе парциальных задач. Рассчитаны параметры шестнадцатиполусной эквивалентной схемы и исследованы трансформирующие свойства рассматриваемого волноводного узла.

Турникетное сочленение двух прямоугольных и круглого волноводов используется во вращателях поляризации, балансных смесителях и т. д. [1,2]. В данном узле конструктивно сочетаются свойства многоплечного моста и однородность круглого волновода относительно поляризации электромагнитного поля. Для описания трансформации электромагнитной энергии в такой системе в настоящее время используется приближенная теория, которая не учитывает взаимного влияния между отдельными элементами турникетного сочленения: разветвления прямоугольных волноводов в H -плоскости и крестообразного сочленения прямоугольного и круглого волноводов. Естественно возникает потребность в построении количественной теории турникетного сочленения, основанной на решении трехмерной векторной краевой задачи со сложной геометрией поверхности, описываемой декартовой и цилиндрической системами координат.

В [3] для расчета крестообразного сочленения круглого и прямоугольного волноводов был использован метод парциальных задач. Применим этот метод для расчета турникетного сочленения, так как здесь также имеется круглый волновод, ось симметрии которого проходит через ось симметрии разветвления двух прямоугольных волноводов.

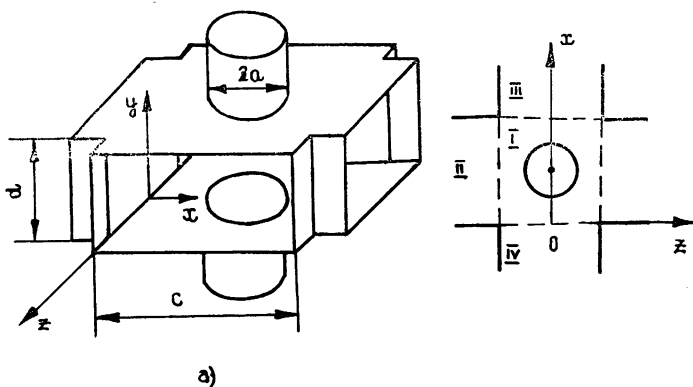


Рис. 1.

1. Основные соотношения. Рассмотрим турникетное сочленение двух прямоугольных волноводов сечением $c \times d$ (c — размер широкой стенки волновода, d — высота волновода) и круглого волновода радиуса a (рис. 1а). Металлические поверхности будем считать идеально проводящими, потери электромагнитной энергии в стенках можно будет учесть методом возмущений.

В соответствии с методом парциальных задач электромагнитное поле в области I (рис. 1б), которая представляет собой радиальную линию, нагруженную при $r=a$ на круглый волновод, а при $|z| \geq c/2$ и $0 \leq x \leq c$ на прямоугольные волноводы, представим следующим образом (см., например, [3]):

$$E_y^I = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi} \left\{ \sum_{s=0}^{\infty} T_{ms} \left[\chi_m(k_s r) \cos \frac{s\pi}{d} y + \sum_{p=0}^{\infty} XE_s^{mp} \zeta_m(k_p r) \cos \frac{p\pi}{d} y \right] + \right. \\ \left. + \sum_{s=1}^{\infty} P_{ms} \sum_{p=0}^{\infty} XH_s^{mp} \zeta_m(k_p r) \cos \frac{p\pi}{d} y \right\}, \quad (1)$$

$$H_y^I = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\varphi} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} P_{ms} \left[\chi_m(k_s r) \sin \frac{s\pi}{d} y + \sum_{p=1}^{\infty} YH_s^{mp} \zeta_m(k_p r) \sin \frac{p\pi}{d} y \right] + \right. \\ \left. + \sum_{s=0}^{\infty} T_{ms} \sum_{p=1}^{\infty} YE_s^{mp} \zeta_m(k_p r) \sin \frac{p\pi}{d} y \right\},$$

где

$$\chi_m(k_s r) = \begin{cases} \frac{J_m(k_0 r)}{J_m(k_0 a)}, & s = 0 \\ \frac{I_m(k_s r)}{I_m(k_s a)}, & s \neq 0 \end{cases}, \quad \zeta_m(k_p r) = \begin{cases} \frac{N_m(k_0 r)}{N_m(k_0 a)}, & p = 0 \\ \frac{K_m(k_p r)}{K_m(k_p a)}, & p \neq 0 \end{cases}, \quad (2)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad k_p = \sqrt{(\rho\pi/d)^2 - k_0^2},$$

T_{ms} и P_{ms} — неизвестные амплитуды цилиндрических гармоник; ω — круговая частота; ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства; J_m, N_m, I_m, K_m — цилиндрические функции; $XE_s^{mp}, XH_s^{mp}, YE_s^{mp}, YH_s^{mp}$ — коэффициенты трансформации цилиндрических гармоник на крестообразном сочленении радиальной линии и круглого волновода, когда круглые волноводы нагружены на металлические закоротки при $h_1, h_2 \rightarrow \infty$ (см. [3]); XE_s^{mp} — коэффициент трансформации цилиндрической волны E -поляризации с m вариациями по азимуту и s вариациями по высоте радиальной линии в E -поляризованную волну с m вариациями по азимуту и p вариациями по высоте; XH_s^{mp}, YE_s^{mp} и YH_s^{mp} имеют аналогичный физический смысл. Металлические плоскости в круглом волноводе будут использованы для вычисления параметров эквивалентной схемы.

В области пространства, занятого прямоугольными волноводами, будем использовать разложение по волноводным волнам. Так как система симметрична относительно плоскости $z=0$, будем решать независимо четную (в плоскости $z=0$ расположена магнитная стенка) и нечетную (в плоскости $z=0$ расположена электрическая стенка) задачи, т. е. ограничимся рассмотрением области $z \leq 0$. С целью получения действительных систем уравнений в областях III и IV при $x=l_1$ и $x=l_2$ введем также металлические закоротки. Они будут также использоваться при расчете параметров эквивалентной схемы турникетного сочленения.

Выражения для полей в области II приведены в [3], для остальных они записываются аналогичным образом, например,

$$E_y^{III} = \sum_{n,m=0}^{\infty} C_{nm} \sin k_{nm} (x-l_1) \sin \frac{n\pi}{c} \left(z + \frac{c}{2} \right) \cos \frac{m\pi}{d} y, \quad (3)$$

$$H_y^{III} = \sum_{n,m=0}^{\infty} D_{nm} \cos k_{nm}(x-l_1) \cos \frac{n\pi}{c} \left(z + \frac{c}{2} \right) \sin \frac{m\pi}{d} y,$$

$$k_{nm} = \sqrt{(n\pi/c)^2 + (m\pi/d)^2 - k_0^2}.$$

Здесь C_{nm} и D_{nm} — неизвестные амплитуды.

Удовлетворяя граничным условиям в отдельных точках на границе области I и областей II, III, IV (метод коллокаций), приходим к действительной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд:

$$\sum_{m,s=0}^{\infty} [T_{ms} \varphi_k^p(\mathbf{r}_i) + P_{ms} \psi_k^p(\mathbf{r}_i)] +$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} [X_{np} \theta_k^p(\mathbf{r}_i) + Y_{np} \xi_k^p(\mathbf{r}_i)] = \gamma_k^p(\mathbf{r}_i)$$

$$(i=1, \dots, I_1+I_2+I_3, \quad p=0, 1, \dots, P, \quad k=1, 2, 3, 4),$$

где

$$X_{np} = \begin{cases} A_{np} \\ C_{np} \\ E_{np} \end{cases}, \quad Y_{np} = \begin{cases} B_{np}, & i = 1, \dots, I_1 \\ D_{np}, & i = I_1+1, \dots, I_2 \\ F_{np}, & i = I_1+I_2+1, \dots, I_1+I_2+I_3 \end{cases}.$$

Здесь $\varphi_k^p(\mathbf{r}_i), \dots, \gamma_k^p(\mathbf{r}_i)$ — функции, которые определяются из уравнений Максвелла и выражений [1-3]. A_{np}, \dots, F_{np} — неизвестные амплитуды полей в подобластях II, III, IV. Индекс $k=1, 2$ соответствует уравнениям, полученным из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического поля; $k=3, 4$ — магнитного поля; p — номер вариации поля по высоте прямоугольного волновода; I_1 — количество коллокационных точек на границе областей I и II; I_2 — на границе областей I и III; I_3 — на границе областей I и IV. Индекс n у коэффициентов $C_{np}, D_{np}, E_{np}, F_{np}$ принимает нечетные значения для четной задачи и четные значения для нечетной задачи.

Из двух систем уравнений (4), полученных для четной и нечетной задач, определяются комплексные коэффициенты отражения волны H_{10} в области II — A_{10}^+ и A_{10}^- (знак плюс соответствует четной задаче, знак минус — нечетной задаче). Величины A_{10}^+ и A_{10}^- служат для вычисления параметров эквивалентной схемы симметричного П-образного четырехполюсника, описывающего произвольное симметричное препятствие в волноводе, по формулам

$$Y_1 = \frac{1 - \text{REA}_{10}^+}{\text{IMA}_{10}^+}, \quad Y_2 = \frac{1 - \text{REA}_{10}^-}{2 \text{IM} A_{10}^-} - \frac{Y_1}{2}. \quad (5)$$

2. Эквивалентная схема турникетного сочленения. Для анализа трансформирующих и резонансных свойств турникетного сочленения можно использовать различные модели, например матрицу рассеяния, эквивалентную схему и т. п. [4]. Во многих случаях эквивалентная схема более физичной описывает свойства многополюсных систем. Эквивалентная схема турникетного сочленения двух прямоугольных волноводов и одного круглого волновода является шестнадцатиполюсником с шестью неизвестными параметрами. Первые восемь полюсов служат для подключения нагрузок в двух прямоугольных волноводах, а другие восемь — для подключения нагрузок в круглом волноводе. Наличие восьми полюсов в круглом волноводе связано с тем, что волна H_{11} имеет поляризационное вырождение, т. е. в круглом волноводе могут незави-

симо существовать две волны с взаимно перпендикулярными векторами поляризации, соответственно и нагрузки для этих волн будут различны.

Для построения шестнадцатиполусной эквивалентной схемы используем восьмиполусную эквивалентную схему крестообразного сочленения круглого и прямоугольного волноводов из [3]. С учетом симметрии данная схема преобразуется в схему, представленную на рис. 2, имеющую шесть независимых параметров $X_C, X_L, X_V, Y_V, Y_M, Y_W$. Клеммы 1—1 и 2—2 соответствуют первому прямоугольному волноводу, клеммы 3—3 и 4—4 — второму волноводу и приведены к оси симметрии сочленения; клеммы 5—5 и 6—6 соответствуют круглому волноводу для волны H_{11} , вектор поляризации которой совпадает с осью первого волновода, клеммы 7—7 и 8—8 — для волны, вектор поляризации которой совпадает с осью второго волновода. Клеммы 5—5, ..., 8—8 приведены к плоскостям $y=0$ и $y=d$. Параметры эквивалентной схемы X_C, X_L, X_V нормированы на волновое сопротивление прямоугольного волновода $Z_H = Z_0 \lambda / \lambda$, где $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ — волновое сопротивление свободного пространства, λ — длина волны свободного пространства,

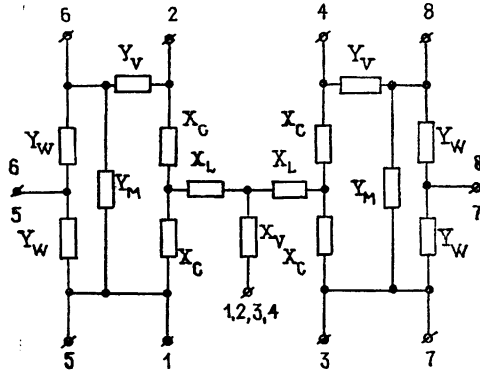


Рис. 2.

$\Lambda = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{кр})^2}$ — длина волны H_{10} в волноводе, $\lambda_{кр} = 2c$ — критическая длина волны H_{10} . Параметры Y_V, Y_M, Y_W нормированы на волновую проводимость $Y_H = 1 / Z_H$. Волновая проводимость круг-

лого волновода определяется аналогичным образом: $\tilde{Y}_H = Y_0 \tilde{\Lambda}$, где $Y_0 = 1 / Z_0$, $\tilde{\Lambda} = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_g)^2}$ — длина волны H_{11} в круглом волноводе, λ_g — критическая длина волны H_{11} .

Для определения неизвестных параметров эквивалентной схемы необходимо решить четыре нечетные задачи при различных положениях закорачивающих плоскостей в круглом волноводе (меняются величины h_1 и h_2) и две четные задачи при двух различных положениях закорачивающих плоскостей в поперечном прямоугольном волноводе (изменяются величины l_1 и l_2). В итоге приходим к следующей системе уравнений:

$$Y_V = Y_2^{(1)} + Z, \quad h_1 = h_2 = (2n+1)\tilde{\Lambda}/2,$$

$$Z = Y_1^{(1)}/2 + 1/(2X_C), \quad X_C + 2(X_L + X_V) = -1/Y_1^{(1)},$$

$$\frac{Y_V(Y_M + Y_W/2)}{Y_V + Y_M + Y_W/2} = Y_2^{(2)} + Z, \quad h_1 = h_2 = (2n+1)\tilde{\Lambda}/4,$$

(6)

$$\frac{Y_V(Y_M + Y_W/2 + Y_H'/2)}{Y_V + Y_M + Y_W/2 + Y_H'/2} = Y_2^{(3)} + Z, \quad h_1 = h_2 = \frac{\tilde{\Lambda}}{2\pi} \operatorname{arctg}(\tilde{Y}'_H \cdot Y_H / \tilde{Y}_H),$$

$$\frac{Y_V(Y_M' + Y_W)}{Y_V + Y_M' + Y_W} = Y_2^{(4)} + Z, \quad h_1 = (2n+1)\tilde{\Lambda}/2, \quad h_2 = (2n+1)\tilde{\Lambda}/4,$$

$$l_1 = l_2 = \frac{(2k+1)\Lambda}{4\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} - \frac{c}{2}, \quad \tilde{Y}'_H = Y'_H Y_H / \tilde{Y}_H,$$

$$X_C + 2 \left[X_L + \frac{X_V(X_L + X_C/2)}{X_V + X_L + X_C/2} \right] = -1/Y_1^{(2)},$$

$$l_1 = l_2 = \frac{(2k+1)\Lambda}{2\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} - \frac{c}{2}.$$

3. Численные результаты. Анализ трансформирующих свойств турникета. В работах [3, 5] показано, что метод коллокаций обеспечивает сходящееся решение в задачах о цилиндрических структурах, расположенных в регулярном прямоугольном волноводе. Для исследования устойчивости и точности данного метода применительно к задаче о цилиндрической неоднородности, расположенной в центре крестообразного разветвления прямоугольных волноводов, была рассмотрена частная задача в случае $a=0$ и $l_1=c$. Это соответствует известной задаче [4, 6, 7] о T -сочленении прямоугольных волноводов в H -плоскости. В табл. 1 приведены нормированные значения параметров шестиполусной эквивалентной схемы, рассчитанные по формулам из [4], и значения тех же параметров, рассчитанные методом коллокаций, при различных значениях I (I — количество точек).

Таблица 1

$\lambda_{кр}/\Lambda$	X_a	X_b	X_c	X_d	Примечание
0,7	0,127	-0,099	-0,615	0,634	[4] $I = 14$
	0,142	-0,092	-0,613	0,620	
0,9	0,150	-0,020	-0,856	0,859	[4] $I = 14$
	0,165	+0,010	-0,858	0,859	
1,1	0,170	0,364	-1,162	1,165	[4] $I = 14$
	0,183	0,338	-1,162	1,165	
1,3	0,189	1,196	-1,556	1,582	[4] $I = 14$
	0,202	1,347	-1,585	1,623	
	0,199	1,344	-1,584	1,620	

Как следует из приведенных результатов, метод коллокаций позволяет получить устойчивое, быстро сходящееся решение. Исследование скорости сходимости численных результатов в зависимости от закона распределения коллокационных узлов показывает, что сгущение узлов вблизи острого края не приводит к заметному улучшению по сравнению с равномерным распределением.

Исследование численной устойчивости системы (4) от координат коллокационных узлов также показывает, что наличие острых ребер приводит к существенному замедлению внутренней сходимости данной системы по сравнению с системой, полученной для крестообразного сочленения круглого и прямоугольного волноводов. Однако и в данной задаче равномерное распределение точек вдоль границы области I обеспечивает достаточно быструю стабилизацию результатов с ростом общего количества точек I . Если при $I=14$ и $I=16$ результаты расчета параметров эквивалентной схемы Y_1 и Y_2 отличаются во второй—третьей значащей цифре, при $I=20$ и $I=22$ — в третьей, то при $I=30$ и $I=32$ — в третьей—четвертой цифре. Для стабилизации результатов в третьем знаке необходимо учитывать три гармоники по высоте волновода, а в четвертом — четыре гармоники.

На рис. 3 приведены зависимости нормированных параметров эквивалентной схемы при $a/c=0,4$, $d/c=0,5$ от относительной длины волны $\lambda/\lambda_{кр}$. Как следует из приведенных графиков, величины X_L и X_V приблизительно равны друг другу по абсолютной величине, но противополо-

ложны по знаку и слабо изменяются в рабочем диапазоне. Из этого следует, что когда на клеммах 3—3 и 4—4, соответствующих клеммам поперечного волновода, созданы режимы холостого хода, то при нагрузках в круглом волноводе, удовлетворяющих условию

$$(\tilde{Y}'_n + Y_W)/2 + Y_M = 0, \quad (7)$$

электромагнитная энергия из плеча прямоугольного волновода, соответствующего клеммам 1—1, не передается в противоположное плечо. Анализируя поведение величин Y_W и Y_M , приходим к выводу, что нагрузка на клеммах 5—5 и 6—6, соответствующая уравнению (7), может быть создана, если в круглом волноводе на расстоянии $h \approx \tilde{\Lambda}/4$ поместить металлические закоротки.

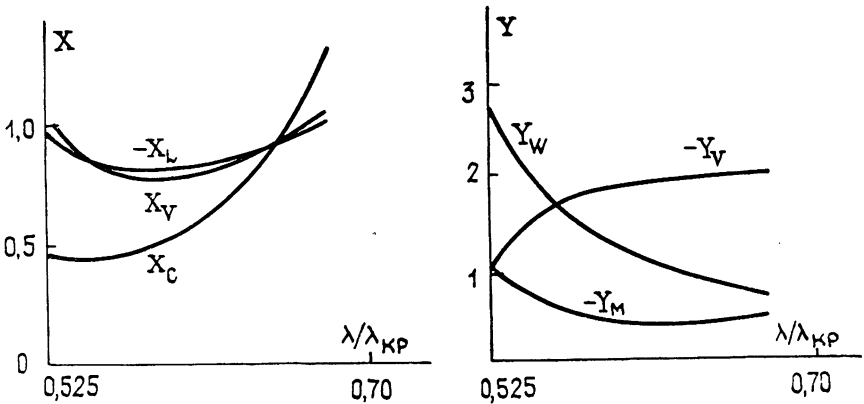


Рис. 3.

Когда на клеммах 3—3 и 4—4 созданы режимы короткого замыкания, а нагрузка в круглом волноводе удовлетворяет условию

$$(\tilde{Y}'_n + Y_W)/2 + Y_M \rightarrow \infty, \quad (8)$$

то в области коротких длин волн вся энергия из плеча волновода, соответствующего клеммам 1—1, передается в противоположное плечо, соответствующее клеммам 2—2. В области длинных волн нагрузка на клеммах 3—3 и 4—4 должна быть иной, чтобы вся энергия передавалась из плеча 1—1 в плечо 2—2. Это связано с тем, что при приближении к критической длине волны круглого волновода величина X_c резко нарастает.

В работе решена трехмерная векторная краевая задача о турникетном сочленении прямоугольных и круглого волноводов. Исследована численная устойчивость алгоритма, основанного на методе парциальных задач. Построена шестнадцатиполусная эквивалентная схема рассмотренного волноводного узла и рассчитаны ее параметры в рабочей полосе круглого волновода. Кратко исследованы трансформирующие свойства турникетного сочленения. Полученные результаты могут быть использованы при создании различных устройств на основе рассмотренной электродинамической системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтман Дж. Устройства СВЧ — М.: Мир, 1968.
2. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот. — М.: Сов. радио, 1965. Т. 1—2.
3. Буторин В. М., Фиалковский А. Т. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 2 С 218.
4. Справочник по волноводам / Под ред. Фельда Я. Н. — М.: Сов. радио, 1952.

- 5 Буторин В. М. // Радиотехника и электроника. 1987 Т 32. № 2 С. 255.
6 Михайлевский В. С., Переяславец М. Л., Синельников Ю. М., Си-
нявский Г. П. // Радиотехника и электроника. 1982 Т 27. № 8. С. 1478.
7 Рудь Л. А. // Радиотехника и электроника. 1984 Т 29. № 9. С. 1711.

Поступила в редакцию
12 января 1988 г.

THE RECTANGULAR CIRCULAR WAVEGUIDE TURNSTILE

V. M. Butorin

Three-dimension vector boundary condition problem of the rectangular circular waveguide turnstile have been solved. The algorithm number stability based on the partial method is studied. The elements of the eight port have been calculated and the transformation of the electromagnetic energy have been analysed.

ВСЕСОЮЗНОЕ АГЕНТСТВО ПО АВТОРСКИМ ПРАВАМ (ВААП) (Продолжение)

II. СРОКИ ВЫПЛАТЫ ГОНОРАРА

Выплата авторского гонорара начинается через 2 года и заканчивается через 4 года после выхода последнего номера журнала в СССР (например, выплата гонорара за перепечатку статей, опубликованных в журналах в 1988 г, будет производиться с 1 января 1991 г. по 30 декабря 1992 г.).

III. ПОРЯДОК ОТКРЫТИЯ ТЕКУЩЕГО СЧЕТА ТИПА «В» И ПОСЛЕДУЮЩИХ РАСЧЕТОВ

1. Счет типа «В» открывается по месту жительства автора:

а) для авторов, проживающих в Москве и Московской области, — во Внешэкономбанке СССР (г. Москва, ул. Чкалова, 14/16);

б) для авторов, проживающих в городах Ленинград, Вильнюс, Выборг, Ереван, Измаил, Киев, Кишинев, Львов, Минск, Находка, Новороссийск, Одесса, Сочи, Таллин, Ужгород, Унгены, Хабаровск, Ялта, — в отделениях Внешэкономбанка СССР,

в) для остальных авторов — в банковских учреждениях, занимающихся иностранными операциями, расположенных в столицах союзных республик и областных центрах РСФСР (наименование банка, в адрес которого направлен перевод для открытия счета типа «В», сообщается автору в извещении ВААП).

2. Авторам, проживающим в Москве и Московской области и желающим открыть счет типа «В» в ВЭБ СССР, к справкам-заявлениям необходимо приложить заявление на открытие счета, оформленное в соответствии с образцом.

3. По правилам Внешэкономбанка СССР счет типа «В» открывается с суммы авторского гонорара, превышающей 25 инвалютных рублей (после удержания налогов).

4. По открытии счета и получении его номера автор должен оформить все последующие справки-заявления с указанием номера счета и наименования учреждения банка, где открыт этот счет.

5. Если в справке-заявлении автора указана форма выплаты гонорара «на счет типа «В — новый», а открыть указанный счет ввиду недостижения суммы гонорара 25 инв. руб. не представляется возможным, сумма, срок хранения в ВААП которой истекает, выплачивается автору в рублях в порядке, предусмотренном в п. IV.

IV. ПОРЯДОК ВЫПЛАТЫ АВТОРСКОГО ГОНОРАРА В РУБЛЯХ

Выплата гонорара «в рублях» производится с применением расчетного коэффициента 4, 6.

(Окончание см с 105)