

И - 811



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5355/2-79

24/12-79

P9 - 12613

А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
ДВУХ КРУГЛЫХ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ
КОАКСИАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ
НЕПОДВИЖНЫМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ
МОДУЛИРОВАННЫМ ТОКОМ

1979

Иркегулов А.Ш., Уразаков Э.И., Швачка А.Б.

P9 - 12613

Электромагнитное возбуждение двух круглых полубесконечных коаксиальных волноводов неподвижным распределенным модулированным током

Методом интегрального преобразования Фурье с использованием решений систем интегральных уравнений Винера-Хопфа-Фока решена задача о возбуждении симметричных ($p=0$) электромагнитных волн в системе коаксиальных полубесконечных круглых труб со сдвинутыми концами. Источник возбуждения - монохроматический кольцевой ток /диполь/ - расположен на оси волноводной системы. Рассмотрены различные случаи локализации источника возбуждения; найдены поля, потоки и плотности энергии электромагнитного поля в волновой зоне. Показано, что при определенном расположении источника диаграмма направленности имеет острый максимум при $\pi/2 \leq \phi < \pi$ /угол ϕ отсчитывается от оси системы против часовой стрелки/. Проведено численное моделирование на ЭВМ возбуждения фиксированной волноводной системы монохроматическим током.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Irkegulov A.Sh., Urazakov E.I., Shvachka A.B.

P9 - 12613

The Electromagnetic Excitation of the Round Semiinfinite Coaxial Waveguides by the Rest Distributed Modulated Current

The problem of excitation of the symmetrical ($p=0$) electromagnetic waves in the system of semiinfinite coaxial round tubes with the displacement of the ends was solved by the method of Fourier transform, which was applied to the system of integral equations of Wiener-Hopf-Fock type. The source of the excitation is a ring with monochromatic current (the magnetic dipole), which was placed on the axis of the waveguide system. The problem was solved for different locations of source. The values of field, flux and energy density of the electromagnetic field in the wave zone are calculated. It is shown, that the diagram of the directivity of the radiation flux has one maximum for angles $\pi/2 \leq \phi < \pi$ (the angle ϕ is accounted in opposite clockwise from the axis of waveguide system). The excitation of the fixed waveguide system by the monochromatic current is simulated via computer.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

При решении практических вопросов, связанных с новыми методами ускорения^{1/} и использованием приборов СВЧ-радиофизики, необходимо иметь разработанную методику расчета характеристик излучения и полей электромагнитных волн, возбуждаемых источниками в сложных волноводных системах. Возникающие поля могут быть использованы для фокусировки, стабилизации и ускорения сгустков частиц^{2,3/}. Кроме того, волноводная система, возбуждаемая монохроматическим током, может служить передающей антенной, имеющей узкую диаграмму направленности; такие устройства могут быть использованы в технике радиосвязи на сверхвысоких частотах.

Метод решения задач, связанных с возбуждением волноводных систем монохроматическим источником, впервые был предложен в работах А.Н.Тихонова и А.А.Самарского^{4/} и развит Л.А.Вайнштейном^{5/}. В настоящей работе с помощью метода факторизации выполнен расчет электромагнитного возбуждения волноводной системы в открытом пространстве кольцевым источником переменного тока конечных размеров /см.рис.1/. С помощью метода численного моделирования на ЭВМ исследована угловая зависимость полей, плотности и потока энергии в волновой зоне от положения источника поля в волноводной системе.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Источник поля /кольцевой ток с частотой ω_0 кс/ расположен на оси z коаксиальной системы, состоящей из двух круглых труб со сдвинутыми концами /см.рис.1/. Оси кольцевого источника тока и труб совпадают.

Плотность тока источника в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$j_{\phi}(r, \phi, z, t) = \frac{I_0}{b_0} \delta(b-b_0) \frac{a}{\sqrt{\pi}} e^{-a^2(z-z_0)^2} \cdot e^{-i\omega_0 t}, \quad /2.1/$$

где b_0 - радиус кольцевого источника тока; $a = \sqrt{\ln 2} \cdot \ell^{-1}$.
 ℓ - длина кольца по z ; z_0, z_1 и z_2 - координаты источника и концов внутренней и внешней труб соответственно /рис.1/.
 Фурье-компонента /ФК/ плотности тока источника равна

$$j_\phi(b, w, k) = \frac{1}{cb_0} \frac{I_0}{\delta(b-b_0) \delta(k-k_0)} e^{-iwz_0} e^{-w^2/4a^2} \quad /2.2/$$

Здесь $k_0 = \omega_0 c^{-1} \sqrt{2\pi}$ - волновой вектор волны, излучаемой источником; w_0 - продольный волновой вектор ($w^2 = k^2 - v^2$); c - скорость света.

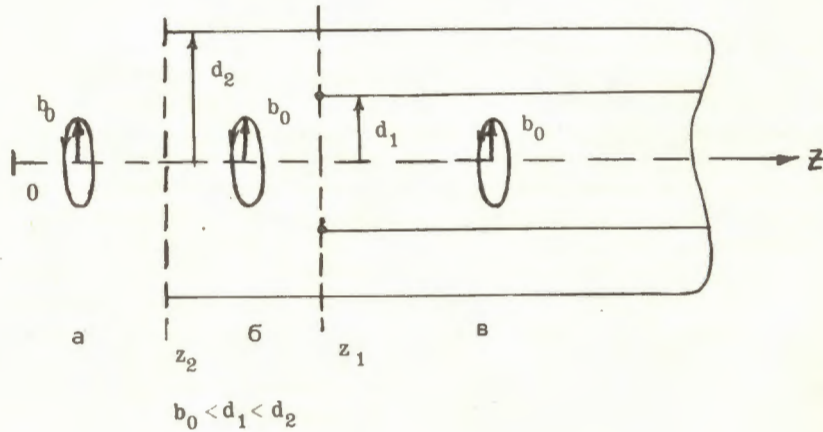


Рис. 1. Конфигурация волноводной системы.

Исследование возбуждения симметричных волн ($p=0$) неподвижным ограниченным источником в указанной волноводной системе сводится к решению матричной системы уравнений типа Винера-Хопфа-Фока /ВХФ/ [8]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iwz} (\hat{L}' \vec{F}' + \vec{f}') = 0 \quad \text{при } z < z_1 \quad /2.3/$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iwz} (\hat{L} \vec{F} + \vec{f}) = 0 \quad \text{при } z_2 < z < z_1 \quad /2.4/$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iwz} (\hat{L}'' \vec{F}'' + \vec{f}'') = 0 \quad \text{при } z < z_2 \quad /2.5/$$

Здесь*

$$\hat{L} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ l_{21} & l_{22} \end{bmatrix}, \quad \hat{L}'' = 1, \quad /2.6/$$

$$\hat{L}' - L_m = \begin{bmatrix} l_{11} & l_{12} \\ l_{21} & l_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (0, d_1')(d_1', \infty); & (0, d_1')(d_2', \infty) \\ (0, d_1')(d_2', \infty); & (0, d_2')(d_2', \infty) \end{bmatrix}$$

$$(x', y') = J_0'(vx) H_0^{(1)'}(vy) - J_0'(vy) H_0^{(1)'}(vx), \quad (0, x') = J_0'(vx), \quad (y', \infty) = H_0^{(1)'}(vy).$$

Матрицы \hat{L}', \hat{L} и \hat{L}'' удовлетворяют следующим требованиям:

$$\hat{L}' - \hat{L}' \hat{L}^{-1} = \hat{D}' + \hat{N}', \quad \hat{L}'' - \hat{L}'' \hat{L}^{-1} = \hat{D}'' + \hat{N}'',$$

$$\hat{D}' = \begin{bmatrix} \det L_m & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \hat{D}'' = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & l_{22}^{-1} \end{bmatrix}$$

$$\hat{N}' = \begin{bmatrix} 0 & l_{12} \cdot l_{22}^{-1} \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{N}'' = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -l_{21} l_{22}^{-1} & 0 \end{bmatrix}$$

Матрицы \hat{N}' и \hat{N}'' являются треугольными /нильпотентными/ и входят в состав ядер \hat{L}' и \hat{L}'' . В уравнениях /2.3 - 2.5/ \vec{F}' - ФК тока, индуцированного на поверхностях труб; \vec{f}', \vec{f}'' и \vec{f} - амплитуды полей волн источников, расположенных при $z = z_2$ ("а"), в области $z_2 < z < z_1$ ("б") и при $z = z_1$ ("в") соответственно.

*Обозначения для комбинаций цилиндрических функций соответствуют используемым в [8].

3. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для нахождения \vec{F} необходимо факторизовать ядра интегральных уравнений /2.3 - 2.5/ по методу Винера-Хопфа-Фока, разложив их на два множителя вида $\hat{L} = \hat{L}_+ \hat{L}_-$, при этом \hat{L}_+ и \hat{L}_+^{-1} не имеют особенностей в нижней полуплоскости w и при $w \rightarrow \infty$ в этой полуплоскости имеют не более чем степенной рост. Ядра \hat{L}_- и \hat{L}_-^{-1} не имеют особенностей в верхней полуплоскости w и имеют не более чем степенной рост в этой полуплоскости. Учитывая, что полюса факторизованных ядер \hat{L}_+ и \hat{L}_+^{-1} соответствуют парциальным волнам, поля которых удовлетворяют различным граничным условиям /6,7/, сведем систему уравнений /2.3 - 2.5/ к системе сингулярных интегральных уравнений относительно тока, наведенного на стенках волноводной системы /8/:

$$\vec{\psi}_1 = -\hat{D}_+^{-1} \{ \vec{A}^{(1)} + (\hat{D}_-^{-1} \hat{N}' \vec{\psi}_1)_+ \} + \{ [e^{i w(z_1 - z_2)} (\hat{D}_+ + \hat{D}_-^{-1} \hat{N}') \vec{\psi}_2]_+ + \vec{P}_1 \}, \quad /3.1/$$

$$\vec{\psi}_2 = -\hat{D}_-^{-1} \{ \vec{A}^{(2)} + (\hat{D}_+^{-1} \hat{N}'' \vec{\psi}_2)_- \} + \{ [e^{-i w(z_1 - z_2)} (\hat{D}_- + \hat{D}_+^{-1} \hat{N}'') \vec{\psi}_1]_- + \vec{P}_2 \},$$

$$\vec{F} = \vec{\phi}_1 e^{-i w z_1} + \vec{\phi}_2 e^{-i w z_2}, \quad \vec{\psi}_{1,2} = \hat{L} \vec{\phi}_{1,2}.$$

При условии $|(z_1 - z_2) \Delta w| \gg 1$, когда дифракционные области концов труб не влияют друг на друга, для решения системы уравнений /3.1/ применим метод итераций. В уравнениях /3.1/ величины $\vec{A}^{(1)}$ и $\vec{A}^{(2)}$ имеют вид:

$$\vec{A}^{(1)} = (\hat{D}_+^{-1} \vec{f}' e^{i w z_1})_+ + (\hat{D}_+ \vec{f}'' e^{i w z_1})_- ,$$

$$\vec{A}^{(2)} = (\hat{D}_-^{-1} \vec{f}' e^{i w z_2})_+ + (\hat{D}_- \vec{f}'' e^{i w z_2})_- ,$$

причем

$$\hat{D} = \hat{D}_+ \hat{D}_- = \hat{D}_- \hat{D}_+ .$$

Факторизованные функции могут быть записаны в виде

$$\Phi(w)_\pm = \pm \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Phi(w') dw'}{w' - w \mp i\epsilon} .$$

В первом приближении метода итераций получаем:

$$\vec{\psi}_1^{(1)} = -\hat{D}_+^{-1} \{ \vec{A}^{(1)} - (\hat{D}_-^{-1} \hat{N}' \hat{D}_+^{-1} \vec{A}^{(1)})_+ \}, \quad /3.2/$$

$$\vec{\psi}_2^{(1)} = -\hat{D}_-^{-1} \{ \vec{A}^{(2)} - (\hat{D}_+^{-1} \hat{N}'' \hat{D}_-^{-1} \vec{A}^{(2)})_- \},$$

где

$$\vec{A}^{(1)} = -\frac{\pi}{c^2} I_0 \delta(k - k_0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw' e^{i w'(z_1 - z_0)}}{w' - w - i\epsilon} (0, b_0') \left[\begin{array}{c} (\frac{l_{22}}{\det L})_+ \cdot (d_{1,\infty}') \\ (d_{2,\infty}') \end{array} \right] \quad /3.3/$$

$$\vec{A}^{(2)} = -\frac{\pi}{c^2} I_0 \delta(k - k_0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw' e^{i w'(z_2 - z_0)}}{w' - w + i\epsilon} (d_{2,\infty}') (l_{22}^{-1})_- \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} /3.4/$$

Вектор поверхностного тока $\vec{F}^{(1)}$ выражается через $\vec{\psi}_1^{(1)}$ и $\vec{\psi}_2^{(1)}$:

$$\vec{F}^{(1)} = \hat{L}^{-1} (\vec{\psi}_1^{(1)} e^{-i w z_1} + \vec{\psi}_2^{(1)} e^{-i w z_2}) \quad /3.5/$$

/ $\det \hat{L} \neq 0$ на вещественной оси /.

После преобразований выражение /3.5/ принимает вид:

$$\vec{F}^{(1)} = \left[\begin{array}{c} (\frac{l_{22}}{\det L})_+ R_{11}^{(1)} e^{-i w z_1} \\ \{ [-\frac{l_{21}}{l_{22}} (\frac{l_{22}}{\det L})_+ R_{11}^{(1)} - 1]^{(1)} + \frac{R_{22}^{(1)}}{l_{22}} \} e^{-i w z_2} \end{array} \right] \quad /3.6/$$

В этой формуле выражения

$$\left(\frac{\ell_{22}}{\det L}\right)_+ = \left(\frac{(0, d'_2)}{(0, d'_1)(d'_1, d'_2)}\right)_+, \quad (\ell_{22})_+ = [(0, d'_2)(d'_2, \infty)]_+ \quad /3.7/$$

представляют собой факторизованные по методу ВХФ функции.

$$\vec{R}_1^{(1)} = \begin{Bmatrix} R_{11}^{(1)} \\ R_{12}^{(1)} \end{Bmatrix} = \frac{\pi}{c^2} I_0 \delta(k - k_0) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw' e^{iw'(z_1 - z_0)}}{w' - w - i\epsilon} (0, b'_0) \right\} \times \begin{Bmatrix} \left(\frac{\ell_{22}}{\det L}\right)_+ \cdot (d'_1, \infty)_1 \\ (d'_2, \infty) \end{Bmatrix} \times \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw' (0, d'_1) \left(\frac{\ell_{22}}{\det L}\right)_+}{(w' - w - i\epsilon) (0, d'_2)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw'' e^{iw''(z_1 - z_0)}}{w'' - w' - i\epsilon} \times \times (0, b'_0)(d'_2, \infty) \left(\frac{1}{0}\right)_1, \quad /3.8/$$

$$\vec{R}_2^{(1)} = \begin{Bmatrix} R_{21}^{(1)} \\ R_{22}^{(1)} \end{Bmatrix} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw' e^{iw'(z_2 - z_0)}}{w' - w - i\epsilon} (0, b'_0)(d'_2, \infty) (\ell_{22})_+ \cdot \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}. \quad /3.9/$$

Интегралы, входящие в /3.8/ и /3.9/, вычисляем с помощью теории вычетов /10/, т.е. интегрированием по контуру, содержащему внутри себя особые точки. Запишем /3.8/, /3.9/ в виде

$$\vec{R}_1^{(1)} = \vec{I}_+^{(1)}(w) \cdot \begin{Bmatrix} 1 \\ 0 \end{Bmatrix} \left\{ \frac{(0, d'_1)}{(0, d'_2)} \left(\frac{\ell_{22}}{\det L}\right)_+ \cdot \vec{I}_+^{(1)}(w) \right\} \cdot \frac{2\pi^2 i}{c \sqrt{2\pi}} I_0 \delta(k - k_0),$$

$$\vec{R}_2^{(1)} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix} \cdot \vec{I}_+^{(2)}(w) \cdot \frac{2\pi^2 i}{c \sqrt{2\pi}} I_0 \delta(k - k_0).$$

где $I_+^{(1)}(w)$ соответствует первому интегралу формулы /3.8/, выражение в фигурных скобках есть второй член; $I_+^{(2)}$ соответствует /3.9/. Интеграл $I_+^{(1)}$ вычислим, замыкая контур интегрирования в верхней полуплоскости комплексного переменного w . Он равен сумме двух интегралов вдоль линии разреза функции Ханкеля (d'_1, ∞) : первый интеграл представляет собой интеграл типа Коши в пределах от 0 до k , второй вычисляется по "берегам" линии разреза вдоль оси $\text{Im } w$. Учитывая, что

$$I_+^{(1,2)} = I^{(1,2)} - (I^{(1,2)} - I_+^{(1,2)}),$$

где

$$I^{(1,2)} = e^{iw(z_1 - z_0)} \cdot (0, b'_0)(d'_2, \infty) e^{-w^2/4a^2},$$

второй член в $\vec{R}_1^{(1)}$ приравниваем сумме вычетов в полюсах функции $(0, d'_2)$ и интегралу по берегам линии разреза функции (d'_1, ∞) . Интеграл $I_+^{(2)}$ вычисляется аналогично и равен сумме интеграла по "берегам" линии разреза функции Ханкеля (d'_2, ∞) и вычета в точке $w' = w$. Следует отметить, что при вычислении интегралов, входящих в выражения \vec{R}_1 и \vec{R}_2 , подынтегральные функции имеют полюсы, лежащие на линиях разреза (d'_2, ∞) . При вычислении интегралов вначале рассчитывались вычеты в полюсах, затем контур интегрирования, проведенный по "берегам" линий разреза функции (d'_2, ∞) , деформировался таким образом, чтобы выделить полуокружности вокруг полюсов подынтегральной функции на обоих "берегах" линий разреза. Последний интеграл есть интеграл типа Коши относительно упомянутых полюсов.

Вычислив плотность поверхностного тока, найдем поля, возбуждаемые источником в волновой зоне; для этого воспользуемся асимптотическим представлением функций Ханкеля в области $\text{vt} \gg 1$. В выражениях для полей подынтегральные функции не имеют полюсов, поэтому контур интегрирования можно деформировать произвольно, не пересекая линии разреза. Вводя, как обычно, сферические координаты R, θ по формулам $z = R \cdot \cos \theta$, $r = R \cdot \sin \theta$, интеграл при больших значениях R вычисляем методом перевала /10/, выбрав в качестве точки перевала точку $(v_n = k \cdot \sin \theta_n, w_n = k \cdot \cos \theta_n)$. В результате получаем выражения для напряженности поля $E(z)$ в волновой зоне области "а" от источника, локализованного последовательно во всех трех областях волноводной системы.

В качестве примера приведем выражение для компоненты напряженности поля $E_\phi(R, \theta)$, возбуждаемого кольцевым распределенным током, расположенным в области "в":

$$E_{\phi}(R, \theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{i(kR - \pi/2)}}{R} (0, d'_1(k \cos \theta)) e^{-ik \cos \theta z_2} \times \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-i w_i (z_2 - z_0)} (0, b'_0)_{v_i} \cdot (0, d'_1)_+}{(w_i + k \cos \theta) \cdot d_1 \cdot (0, d'_1)_{w_i}} \quad /3.10/$$

/суммирование ведется по собственным волнам трубы радиуса d_1 /. Коэффициенты трансформации и отражения волноводных волн, а также плотность "затекающих" токов ^{/5/} вычислим путем перехода к z -представлению в выражении для ФК. Плотности наведенного на поверхностях труб тока. Волны тока $\vec{F}(z)$, распространяющиеся в области "а" /источник находится в той же области/, имеют вид:

$$\vec{F}(z) = \left\{ \begin{array}{l} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-i w_i (z - z_1)} (0, d'_1)_- (0, d'_2)_{v_i} \sum_{k=0}^{\infty} e^{-i w_k (z_1 - z_0) - \frac{w_k^2}{4a^2}} (0, d'_1)_+ (d'_1 d'_2)_+ \cdot \vec{v}_k}{d_2 \cdot (0, d'_2)_1 \cdot w_1 \cdot (d'_1, d'_2)_+} \quad \text{0} \\ \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-i w_k (z_1 - z_0) - \frac{w_k^2}{4a^2}} (0, d'_1)_+ (d'_1 d'_2)_+ \cdot \vec{v}_k}{(w_k - w_1) (0, d'_1)_1 \cdot d_1 \cdot w_k (0, d'_2)_+} \end{array} \right\} \quad /3.11/$$

В пределе $z_1 \rightarrow \infty$ или $z_2 \rightarrow -\infty$ формулы /3.10/ и /3.11/ соответствуют результатам работы ^{/5/}. Остальные компоненты вектора напряженности поля вычисляются аналогично.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

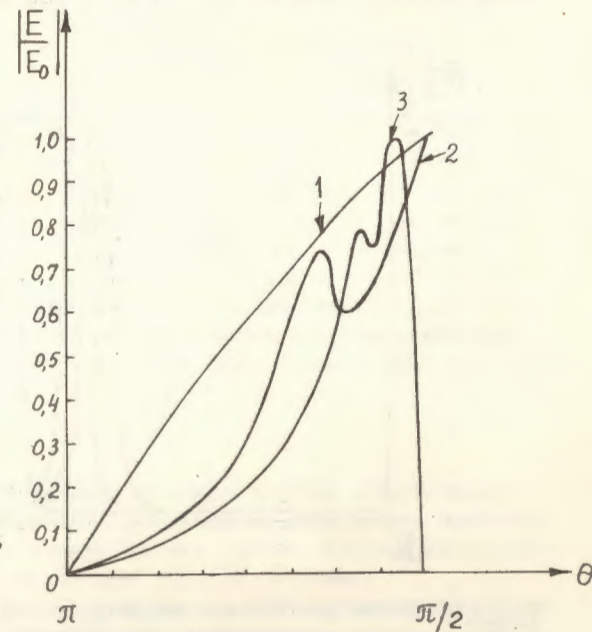
Для исследования поведения полей, плотности и потоков энергии в волновой зоне проведены численные расчеты на БЭСМ-6 с помощью специального пакета программ ^{/11/}, написанных на языке ФОРТРАН. Пакет программ позволяет исследовать зависимость полей излучения, плотности и потоков энергии в волновой зоне от положения сгустка в волноводе. Отдельные программы пакета предназначены для вычисления значений факторизованных по методу ВХФ цилиндрических функций и их комбинаций, входящих в выражения для полей. Необходимость такого расчета обусловлена тем, что аргументы цилиндрических функций изменяются с переменным масштабом, так как представляют собой произведения корней цилиндрических функций или их производных на независимую переменную. Для вычисления интегралов Коши /интегралов в смысле главного значения/, входящих в выражения для полей, использована программа CAUCHY, входящая в состав библиотеки стандартных программ БЭСМ-6. Расчет интегральных характеристик системы /поток энергии, радиационная сила, действующая на сгусток/ осуществляется

путем вычисления интегралов от комбинаций цилиндрических функций по методу Симпсона ^{/9/}. Контроль точности расчетов производился путем вычисления сохраняющихся величин, при этом относительная погрешность расчетов не превышала 1%.

В расчетах использованы следующие значения параметров системы сгусток-волновод: $k_0 = \omega_0 c^{-1} = 11 \text{ см}^{-1}$; обратная полуширина сгустка $a = 20 \text{ см}^{-1}$. Расстояние между концами волноводов /см. рис.1/ $\Delta z = z_1 - z_2$ варьировалось в пределах от 10 до 40 см, при этом $z_2 = 12$ см. Радиусы волноводов $d_1 = 2$ см, $d_2 = 2,4; 4; 6$ см. Радиус кольцевого сгустка $b_0 = 0,01; 1$ и $1,9$ см. Положение сгустка задается координатой z_0 , причем величина z_0 последовательно выбиралась равной 2 см /область "а"/, 20 см /область "б"/, а также 35 и 100 см /область "в"/. Расстояние до точки наблюдения в волновой зоне $R = 50$ см. Величина угла θ , отсчитываемого от оси волноводной системы, изменялась в пределах от $\pi/2$ до π .

На рис.2-4 приведены кривые, иллюстрирующие зависимость от угла θ напряженности поля, плотности и потока энергии, излучаемой системой в волновую зону. Видно, что амплитуда поля и поток энергии имеют резко выраженный максимум при $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$. Положение максимума определяется локализацией источника в системе, а также поперечными размерами волноводов.

Рис.2. Угловое распределение модуля напряженности электрического поля в волновой зоне, возбуждаемого источником, расположенным в области "а" / E_0 - амплитуда поля; $z_1 = 33$ см; $z_2 = 12$ см; $b_0 = 0,01$ см; $z_{0a} = 2$ см; $d_1 = 2$ см; 1 - $d_2 = 2,4$ см; 2 - $d_2 = 4$ см; 3 - $d_2 = 6$ см.



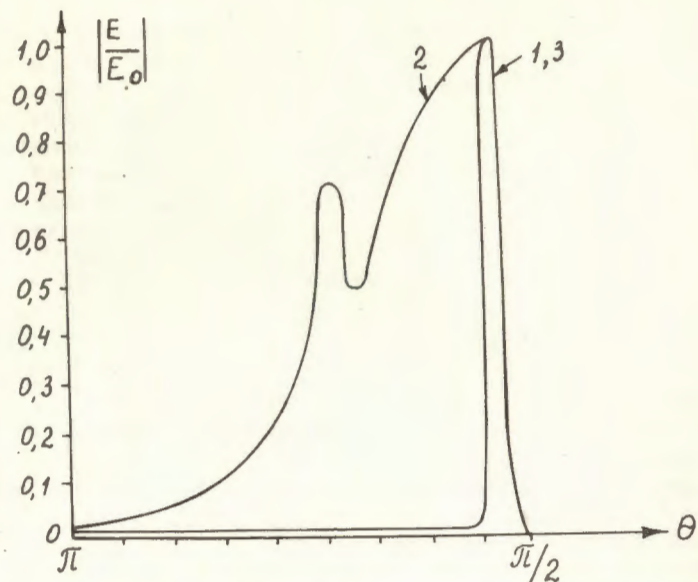


Рис.3. Угловое распределение модуля напряженности электрического поля в волновой зоне, возбуждаемого источником, расположенным в области "б" / $z_{об} = 20$ см/.

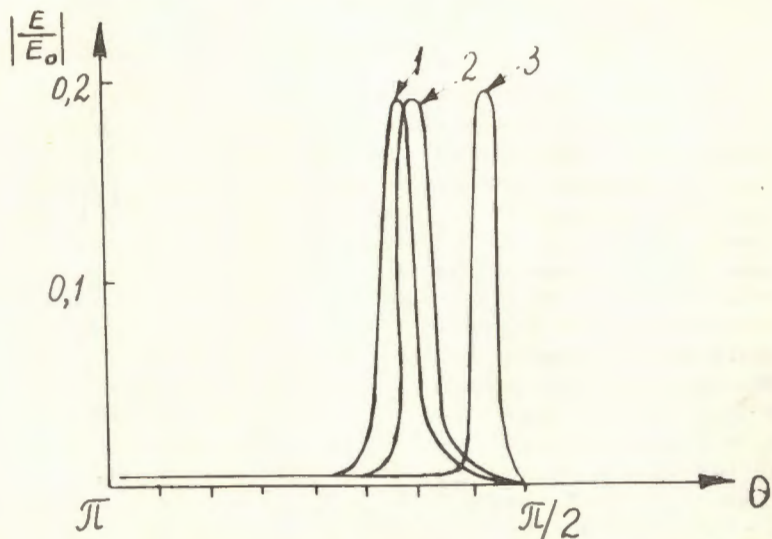


Рис.4. Угловое распределение модуля напряженности электрического поля в волновой зоне, возбуждаемого источником, расположенным в области "б" / $z_{об} = 35$ см/.

В таблице приведена зависимость потока S_z / и плотности энергии электромагнитного поля W / от отношения поперечных сечений волноводов σ_2/σ_1 , вычисленных в волновой зоне при $\theta = \theta_{max}$ (θ_{max} - угол, при котором S_z и W достигают максимума/). В расчетах использованы следующие значения параметров: $b_0 = 1$ см; $z_1 = 33$ см; $z_2 = 12$ см; $z_{0a} = 2$ см, $z_{0б} = 20$ см, $z_{0в} = 35$ см; $\alpha = 20$ см⁻¹.

Таблица

σ_2/σ_1	Область "а"		Область "б"		Область "в"	
	S_z	W	S_z	W	S_z	W
1,2	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^4$	10^5	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$
2	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^2$	10^3	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$
3	$4 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	10^5	10^6	$3 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$
θ_{max}	π	π	$\pi/2$	$\pi/2$	$3\pi/5$	$3\pi/5$

Как видно из таблицы, плотность и поток энергии излучения в волновой зоне имеют немонотонный характер при изменении отношения σ_2/σ_1 в случае, когда источник расположен в области "б". Исследована также зависимость S_z и W от отношения Δz к длине волны излучателя. Расчет показал, что величины S_z и W практически не изменяются при варьировании этого отношения в пределах от 10 до 200, если источник расположен в областях "а" или "в".

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода ВХФ решена краевая задача электродинамики о возбуждении волноводной системы ограниченным монохроматическим источником с азимутальным током. Исследовано возбуждение симметричных магнитных волн в системе.

Методом численного моделирования на ЭВМ исследована угловая зависимость полей, возбуждаемых кольцевым током в волно-

водной системе. Показано, что напряженность поля имеет острую диаграмму направленности при $\pi/2 \leq \theta < \pi$. Положение максимума зависит от положения источника и поперечных размеров волноводов.

Отметим, что предложенный метод решения задачи о возбуждении волноводной системы источником может быть применен при исследовании возбуждения открытых и закрытых волноводных систем и решении задач о дифракции электромагнитных и акустических волн на разрывах системы.

Авторы выражают благодарность проф. Е. П. Жидкову и В. Г. Маханькову за стимулирующие дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Векслер В. И., Саранцев В. П. и др. ОИЯИ, 9-3440-2, Дубна, 1968.
2. Павлов В. С., Уразаков Э. И., Лобанова В. П. ЖТФ, 34 /1978/ 334.
3. Воскресенский Г. В., Курдюмов В. Н. Труды РИ АН СССР, 19 /1974/ 46.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. ЖТФ, 27 /1947/ 963; 27 /1947/ 1012.
5. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. Сов. Радио, М., 1966.
6. Игушкин Л. П., Уразаков Э. И. Цилиндрические электромагнитные поля и плазменные сгустки. ч. 1-III, НИИЯФ МГУ, М., 1969.
7. Игушкин Л. П., Уразаков Э. И. ОИЯИ, 9-5127, Дубна, 1970.
8. Молотков В. В., Уразаков Э. И. Радиотехника и электроника, 21 /1976/ 963.
9. Демидович Б. П., Марон И. А. Основы вычислительной математики, "Наука", М., 1966.
10. Свешников А. Г., Тихонов А. Н. Теория функций комплексной переменной. "Наука", М., 1967.
11. Иркегулов А. Ш., Швачка А. Б. ОИЯИ, P11-12661, Дубна, 1979.