

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АСИМПТОТИКА ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ
И МЕТОД ФОКАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ В ТЕОРИИ
ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОТКРЫТОГО КОНЦА
КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА С ФЛАНЦЕМ

М. И. ИВАНЯН

Задача по определению поля излучения собственной волноводной моды из открытого конца круглого волновода с осесимметричным фланцем не имеет аналитического решения. Между тем существующие методы расчета этих полей, базирующиеся на дифракционной теории Кирхгофа, не описывают с удовлетворительной точностью поле во всем пространстве. Цель настоящей работы — построение коротковолновой асимптотики решения этой задачи при помощи сочетания метода геометрической теории дифракции (ГТД) [1] с развитым ранее методом фокального разложения по удобным с точки зрения симметрии задачи функциям Бесселя [2, 3], причем эффект многократно дифрагированных полей учитывается в приближении Кирхгофа [4]. Такой подход позволяет получить асимптотически точное решение задачи.

Поле излучения в приближении ГТД [1] является результатом дифракционного взаимодействия лучей собственной волноводной моды в приближении геометрической оптики (ГО) с кромкой волновода. В приближении ГО поле внутри волновода можно описать системой лучей, касающихся конфокального цилиндра с радиусом ma/κ_{mn} и составляющих угол $\delta = \arcsin(\kappa_{mn}/ka)$ с осью волновода (k — волновое число, κ_{mn}/a — поперечное волновое число, a — радиус волновода, m, n — номер моды). Дифракционное поле представляет собой систему лучей, исходящих из точек дифракции на кромке и составляющих угол $\beta = \arccos(m/ka)$ с касательной к кромке в точке дифракции (дифракционные конусы [1]). Эти конические поверхности содержат также и лучи высших порядков дифракции, образованные многократным взаимодействием лучей первичного поля с кромкой. Расчет значений полей многократных дифракций на кромке волновода, ввиду невозможности их определения в приближении ГТД (граница свет-тень), производится, подобно [4] (в случае плоского волновода), в приближении Кирхгофа.

Ориентация дифракционных лучей задается точкой на кромке (φ), откуда они исходят, азимутальной (φ') и полярной ($\theta' = \beta$) координатами в локальной сферической системе координат, начало которой совпадает с точкой дифракции. При этом лучи, ориентированные в направлении θ, φ (R, θ, φ определяют общую сферическую систему координат, связан-

ную с центром раскрыва), исходят из точек $\psi_{1,2} = \varphi \mp \arccos \frac{\cos \beta}{\sin \theta} \mp \frac{\pi}{2}$ на кромке и имеют координаты $\varphi'_{1,2} = \pi \pm \arccos \frac{\cos \theta}{\sin \beta}$, $\theta' = \beta$.

Учитывая, что в заднем полупространстве ($\pi/2 < \theta < \pi - \omega$, $\omega = \arccos (\cos \Phi \sin \beta)$) — угол, образуемый дифракционным лучом, касающимся поверхности фланца, с осью волновода, Φ — угол раствора фланца) луч, исходящий из ψ_2 , затеняется стенкой волновода, для неравномерной асимптотики полного поля излучения в скалярном случае ($\gamma = 1$ для $\pi/2 - \beta < \theta < \pi/2$, $\gamma = 0$ для $\pi/2 < \theta < \pi - \omega$) получаем следующее выражение:

$$U = U_1 + \gamma U_2, \quad U_{1,2} = U_0 \chi_{1,2}^{M,T} \frac{e^{i(\mp \mu(\theta) + kR + m\varphi)}}{R \sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \beta}}, \quad \chi_{1,2}^{M,T} = D^{M,T}(\varphi', \varphi'_{1,2}) - \frac{\sqrt{i} \Lambda D^{M,T}(\varphi', \pi/2) D^{M,T}(\pi/2, \varphi'_{1,2})}{\sqrt{2ka \sin \beta}}, \quad \Lambda = \varepsilon^{M,T} \Lambda_1 + \Lambda_2,$$

$$\Lambda_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{i2(2n-1)\mu(\pi/2)}}{(2n-1)^{3/2}}, \quad (1)$$

$$\Lambda_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{i4n\mu(\pi/2)}}{(2n)^{3/2}}, \quad \mu(\theta) = ka \left(\sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \beta} - \cos \beta \arccos \frac{\cos \beta}{\sin \theta} \right) - \frac{\pi}{4}$$

$D^{M,T}(\varphi', \varphi')$ — коэффициент „мягкой“ и „твердой“ (M и T) дифракции [1], $\varphi' = \arccos \frac{\cos \delta}{\sin \beta}$ — угол падения первичного поля, $\varepsilon^{M,T} = \mp 1$.

В электромагнитном случае пространственная структура лучей первичного и дифракционных полей такая же, как и в скалярном случае, но здесь лучи характеризуются поляризацией. Компоненты полей, исходящих из точек $\psi_{1,2}$ на кромке, в локальной сферической системе координат имеют вид

$$E_{\theta r}^{1,2} = E_{\theta r}^0 \chi_{1,2}^M \frac{e^{i(\mp \mu(\theta) + kR + m\varphi)}}{R \sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \beta}}, \quad E_{\varphi r}^{1,2} = E_{\varphi r}^0 \chi_{1,2}^T \frac{e^{i(\mp \mu(\theta) + kR + m\varphi)}}{R \sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \beta}},$$

$$E_{\theta r}^0 = E^0 \cos \beta \cos \delta, \quad E_{\varphi r}^0 = \mp E^0 \sqrt{\sin^2 \delta - \cos^2 \beta}$$

для E - и H -типов волн.

Расчет поля излучения из данной точки на кромке сводится к решению двух скалярных дифракционных задач — «твердой» и «мягкой». Полное поле запишется в виде

$$E = E^1 + E^2. \quad (3)$$

Поля (1) и (3), являясь полями в приближении ГТД [1], имеют расходимости на границах свет-тень первичного поля ($\theta = \delta$) и полей многократных дифракций ($\theta = \pi/2$), а также на каустике ($\theta = \pi/2 \mp \beta$). После

асимптотической сшивки скалярного (1) и векторного (3) полей соответственно со скалярным [2] и векторным [3] фокальными разложениями расходимости при $\theta = \delta$ и $\theta = \pi/2 - \beta$ устраняются и поля (1) и (3) в переднем полупространстве записываются в виде:

$$U = U^0 V(\chi_1, \chi_2) \frac{e^{i(m\varphi + kR)}}{R}, \quad V(\chi_1, \chi_2) = (\chi_1 + \chi_2) J_m(ka \sin \theta) - \frac{i(\chi_1 - \chi_2) \sin \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - \cos^2 \beta}} J_m(ka \sin \theta) \quad (4)$$

для скалярного случая и

$$E_\varphi = \left\{ E_{\varphi r}^0 V(\chi_1^T, \chi_2^T) \frac{\cos \beta \cos \theta}{\sin \theta} + E_{\varphi r}^0 V(\chi_1^M, -\chi_2^M) \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \beta}{\sin^2 \theta}} \right\} \frac{e^{i(m\varphi + kR)}}{R}, \quad (5)$$

$$E_\theta = \left\{ E_{\theta r}^0 V(\chi_1^T, -\chi_2^T) \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \beta}{\sin^2 \theta}} - E_{\theta r}^0 V(\chi_1^M, \chi_2^M) \frac{\cos \beta \cos \theta}{\sin \theta} \right\} \frac{e^{i(m\varphi + kR)}}{R}$$

для векторного случая.

В частном случае волновода без фланцев ($\Phi = 2\pi$) приведенные асимптотики совпадают с точными решениями [5] с точностью до вторых членов их асимптотических разложений по обратным степеням s^2 , $s = \sqrt{2ka \sin \beta \cos \theta}$.

В заключение автор пользуется случаем выразить признательность Э. Д. Газазяну и проф. Б. Е. Кинберу за постановку задачи и обсуждения.

Поступила 1. VII. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. Keller. J. Appl. Phys., 28, 426 (1957).
2. В. И. Токачлы, Б. Е. Кинбер. Изв. ВУЗ, Радиофизика, 14, 761 (1971).
3. Э. Д. Газазян, Б. Е. Кинбер. Изв. ВУЗ, Радиофизика, 14, 1219 (1971).
4. В. А. Боровиков. Материалы IV Всесоюзной школы-семинара по дифракции и распространению волн, Рязань, 1975.
5. Л. А. Вайнштейн. Теория дифракции и метод факторизации, Изд. Советское радио, 1966.

ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԵՐԿՐԱԶԱՓԱԿԱՆ ՄՈՏԱՐԿՈՒՄԸ ԵՎ ՖՈԿԱԼԻՍԱՅԻՆ ՎԵՐԼՈՒՄԻՔՅԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԿՈՆԱՋԵՎ ԿՑԵՋՐՈՎ ԿԼՈՐ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԲԱՑՎԱՄԲԻՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Մ. Ի. ԽՎԱՆՅԱՆ

Կառուցված է կցեզրով զանաձև կիսաանվերջ ալիքատարի բացվածքից ճառագայթման դաշտը դիֆրակցիայի երկրաչափական տեսության, ֆոկուսային վերլուծության և կիրառական

մոտարկման օգնությամբ: Ստացված լուծումը ուժի մեջ է ալիքատարային ցանկացած մոդի համար: Համեմատությունը վալնշտեյնի ճշգրիտ լուծման հետ առանց կցեզրի զլանածն ալիքատարի դեպքում, ինչպես նաև Կիրխոֆի մոտավորության հետ, ցույց է տալիս, որ կառուցված տեսությունը էապես ավելի ճշգրիտ է Կիրխոֆի մոտավոր տեսությունից:

THE ASYMPTOTICS OF GEOMETRICAL THEORY OF DIFFRACTION AND THE FOCAL EXPANSION IN THE THEORY OF RADIATION FROM THE OPEN END OF A FLANGED CIRCULAR WAVEGUIDE

M. I. IVANYAN

The short-wave asymptotics of the radiation field from an open end of a flanged circular waveguide is constructed. The fields of multiple diffraction were calculated in the approximation of geometrical theory of diffraction in conjunction with the Kirchhoff approximation and the focal expansion into Bessel functions. The obtained solution is valid for an arbitrary waveguide mode. The comparison of this solution with the Kirchhoff approximation for the circular waveguide is given.