сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р9-87-268

М.С.Касчиев, В.Н.Мамонов, Ю.Л.Обухов,
К.А.Решетникова, С.Б.Рубин

РАСЧЕТ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИАФРАГМИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

1987

ВВЕДЕНИЕ

В связи с поисками путей повышения темпа ускорения заряженных частиц и появлением схем двухпучкового ускорения [1] возрос интерес к периодическим ускоряющим структурам со сложной формой поперечного сечения. Особенно перспективными для целей ускорения частиц в области релятивистских энергий являются диафрагмированные волноводы, позволяющие при фазовой скорости волны, равной скорости света, получать высокие напряженности ускоряющего поля (~ 1 ГэВ/м). Такие большие градиенты поля могут быть достигнуты только при работе на высоких частотах ($f \sim 30$ ГГц), что,в свою очередь, приводит к сокращению поперечных размеров волновода, уменьшению пространственного периода, увеличению требований к чистоте поверхности и т.д. [2].

Основная задача проектирования периодических волноводов состоит в выборе такой геометрии структуры, которая обеспечивает требуемые радиотехнические параметры. В связи с этим для выбора оптимальной формы широко применяются методы численного моделирования.

В настоящей работе на основе метода конечных элементов [3,4] и метода частичных областей [5] вычисляются радиотехнические характеристики диафрагмированного волновода, используемые в проекте двухпучкового ускорителя [2].

Численные исследования проводились с помощью пакета прикладных программ MULTIMODE для волноводов с прямыми и закругленными краями диафрагм в случае азимутально однородных волн. Для волноводов с прямыми краями диафрагм проводился расчет также методом частичных областей, как для азимутально однородных волн, так и для волн с вариацией по азимуту.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что в случае осесимметричной структуры компоненты H_ϕ и E_ϕ электромагнитных полей в резонаторе без вариации по азимуту являются решением спектральной задачи

$$LU = -r\frac{\partial}{\partial r}\,\frac{1}{r}\,\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = k^2 U . \tag{1.1}$$

При этом $\frac{\partial U}{\partial n}\Big|_{\Gamma} = 0$ для E-волн, $u\big|_{\Gamma} = 0$ для H-волн, $u\big|_{r=o} = 0$. Здесь Γ — металлические границы поперечного сечения волновода, k — волновое число. На границах $z = 0$ и $z = D/2$ ставятся условия четности или нечетности решения.

В случае периодической структуры функция u — комплексная [3]:

$$U = F_S(r, z) - i F_A(r, z),$$

а функции F_S и F_A являются решениями уравнений

$$L F_S = k^2 F_S, \qquad L F_A = k^2 F_A, \tag{1.2}$$

при этом

$$F_S\big|_{\Gamma} = 0, \qquad F_A\big|_{\Gamma} = 0 \qquad \text{для H-волн,}$$

$$\frac{\partial F_S}{\partial n}\Big|_{\Gamma} = 0, \qquad \frac{\partial F_A}{\partial n}\Big|_{\Gamma} = 0 \qquad \text{для E-волн.}$$

В обоих случаях на границах $r = 0$, $z = 0$, $z = D/2$ ставятся следующие граничные условия:

$$F_S\big|_{r=o} = 0, \qquad F_A\big|_{r=o} = 0, \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial F_S}{\partial z}\Big|_{z=o} = 0, \qquad F_A\big|_{z=o} = 0,$$

$$[F_S \operatorname{Sin}(hz) - F_A \operatorname{Cos}(hz)]\big|_{z=L/2} = 0,$$

$$\left[\frac{\partial F_S}{\partial z}\operatorname{Cos}(hz) + \frac{\partial F_A}{\partial z}\operatorname{Sin}(hz)\right]\Big|_{z=L/2} = 0. \tag{1.4}$$

Здесь $hD = \theta$ — сдвиг фаз на период, при этом фазовые скорости гармоник $\beta_n = \frac{\omega D}{(hD + 2\pi n)c}$. Граничные условия (1.4) вытекают из теоремы Флоке, см., например, [5].

Пакет прикладных программ MULTIMODE предназначен для численного решения рассмотренных задач и определения по полученному решению необходимых радиотехнических характеристик волновода [4,6,10]. В указанных работах достаточно подробно описаны численные методы, используемые в пакете.

2. О ПРОГРАММЕ ALF

Для построения дисперсионных кривых методом частичных областей была использована программа ALF [7].

Как известно, см., например, [8], в этом методе внутренняя область волновода разбивается цилиндрической поверхностью $r = a$ на две области: I – $r \le a$ — область распространения и II – $a \le r \le b$ — резонаторная область. Компоненты поля E_z и H_ϕ, например, имеют вид

$$E_z^I(r, z, t) = e^{im\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{1n} \frac{J_m(\sigma_n r)}{J_m(\sigma_n a)} e^{ih_n z} e^{-i\omega t},$$

$$H_\phi^I(r, z, t) = i e^{im\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{k}{\sigma_n} A_n \frac{J_m'(\sigma_n r)}{J_m(\sigma_n a)} - \frac{mh_n}{kr}\left(\frac{mh_n}{a\sigma_n^2} A_{1n} + A_{2n}\right)\frac{J_m(\sigma_n r)}{\sigma_n J_m'(\sigma_n a)}\right] e^{ih_n z} e^{-i\omega t}, \tag{2.1}$$

где $\sigma_n = \sqrt{k^2 - h_n^2}$, $\quad h_n = h + \frac{2\pi n}{D}$,

$$E_z^{II}(r, z, t) = e^{im\phi} \sum_{n'=o}^{\infty} i^{n'} \left\{\frac{2 - \delta_{on'}}{4} B_{1n'} \frac{Z_{1m}(\kappa_{n'} r)}{Z_{1m}(\kappa_{n'} a)}\right\} \operatorname{Cos}[\eta_{n'}(z + \frac{d}{2})] e^{-i\omega t},$$

$$H_\phi^{II}(r, z, t) = i e^{im\phi} \sum_{n'=o}^{\infty} i^{n'} \left\{k \frac{2 - \delta_{on'}}{4\kappa_{n'}} B_{1n'} \frac{Z_{1m}'(\kappa_{n'} r)}{Z_{1m}(\kappa_{n'} a)} - \frac{m\eta_{n'}}{2kr} \times \right. \tag{2.2}$$

$$\left. \times \left[\frac{\pi n' m}{d a \kappa_{n'}^2} B_{1n'} - B_{2n'}\right] \frac{Z_{2m}(\kappa_{n'} r)}{\kappa_{n'} Z_{2m}'(\kappa_{n'} a)}\right\} \operatorname{Cos}[\eta_{n'}(z + \frac{d}{2})] e^{-i\omega t},$$

где

$$Z_{1m}(\kappa_{n'} r) = J_m(\kappa_{n'} r) N_m(\kappa_{n'} b) - N_m(\kappa_{n'} r) J_m(\kappa_{n'} b),$$

$Z_{2m}(\kappa_n' r) = J_m(\kappa_n' r) N_m'(\kappa_n' b) - N_m(\kappa_n' r) J_m'(\kappa_n' b)$; $\kappa_n'^2 = k^2 - \eta_n'^2$, $\eta_n' = \frac{\pi n'}{d}$.

Штрих — производная по аргументу цилиндрической функции. Сшивая решения для тангенциальных компонент поля при $r = a$ и используя свойства ортогональности и полноты собственных функций, получаем бесконечную алгебраическую систему для неизвестных функций $A_{1n}, B_{1n'}$. Исследование дисперсионных свойств структуры $k(h)$ или $f(\theta)$ проводится на основе детерминанта матрицы $\{uk\}$, который является функцией h и k: $\mathrm{Det}\{uk\} = \Phi(h, k)$, где h — постоянная распространения собственных волн в системе, $k = \omega/c$. Для улучшения сходимости элементов матрицы использовано условие на ребре /8/.

Полагаем $k = \beta h$ и определяем корни уравнения $\Phi(h, \beta h) = 0$ в зависимости от β. В силу периодичности и симметрии зависимости $k(h)$ достаточно рассмотреть интервал $0 \le h \le \pi/D$. Поиск корней уравнения $\Phi(h, \beta h) = 0$ производится при фиксированном β путем задания разбиения интервала $(0, \pi/D)$ с шагом Δh по переменной h и определения конкретного корня внутри каждого интервала длиной $2\Delta h$ методом Ньютона. Изменением параметра β определяются другие точки дисперсионных кривых. Более подробно аналитические выражения и исследование дисперсионных свойств структуры изложены в работе /9/.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Перейдем к описанию результатов численного моделирования диафрагмированного волновода. На рис. 1 показана геометрия соответствующей периодической структуры и принятые обозначения.

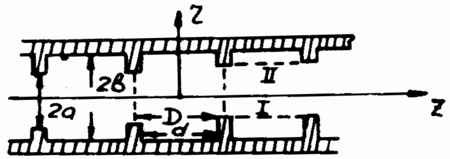


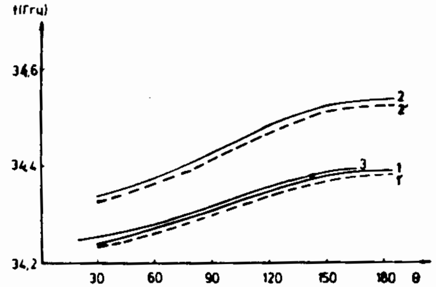
Рис. 1. Схема волновода.

Численные значения геометрических параметров волновода были взяты из работы /2/: $a = 0{,}7950$ мм, $b = 3{,}377$ мм, расстояние между дисками $d = 2{,}891$ мм, период структуры $D = 3{,}3740$ мм.

Для волновода с закругленными краями дисков было принято, что радиус закругления равен половине толщины диска.

Основными характеристиками волновода с бегущей E-волной являются частоты и фазовые скорости отдельных гармоник. Для основной гармоники E_{010} фазовая скорость $(v = \beta c)$ связана с частотой f и сдвигом фазы на период θ следующим образом: $hD = \frac{2\pi}{\lambda_0 \beta} D = \theta$, где $\lambda_0 = \frac{c}{f}$.

Рис. 2. Диаграмма Бриллюэна.



На рис. 2 показаны значения частоты f как функции θ для волны E_{01}, полученные разными методами. Здесь кривая 1 — значения f, вычисленные по программе MULTIMODE для прямых краев диафрагм при идеальной проводимости стенок, 1′ — для реальной проводимости (для меди). Кривая 2 — значения f, вычисленные по той же программе для закругленных краев диафрагм для идеальной проводимости, 2′ — для реальной. Кривая 3 — значения f, вычисленные по методу частичных областей (программа ALF).

Как видно, значения резонансных частот, вычисленные разными методами, совпадают с точностью не хуже 0,03%. Это подтверждается данными табл. 1, где приведены соответствующие цифры для прямых диафрагм.

В табл. 2 приведены значения f для прямых и закругленных краев диафрагм, вычисленные по программе MULTIMODE для идеальной и реальной проводимости стенок волновода.

Как видно из рис. 2 и табл. 2, для волновода с закругленными краями диафрагм резонансные частоты увеличиваются по сравнению с моделью прямых дисков, так, например, для $\theta = 120°$ рост f составляет 0,3%.

Что касается учета реальной проводимости стенок волновода, то этот эффект приводит к сравнительно небольшому снижению резонансной частьты (в среднем на 0,025%).

В литературе отсутствуют экспериментальные данные для различных фазовых сдвигов θ в диапазоне миллиметровых волн. Для $\theta \sim 140°$,

Таблица 1

θ	39,6°	46,26°	55,62°	69,48°	92,7°	126,54°	139,32°	146,7°	164°
$f_М$ (Ггц)		34,2579	34,2679	34,2848	34,3163	34,3597	34,3726	34,3787	34,3886
$f_А$ (Ггц)	34,2630	34,2697	34,2792	34,2954	34,3257	34,3673	34,3797	34,3855	34,3951
$\beta_{(А)}$	3,5	3	2,5	2,0	1,5	1,1	1,0	0,95	0,85
$\beta_{гр}^{(А)}$	0,0034	0,0039	0,0044	0,0050	0,0054	0,0043	0,0035	0,0030	0,0015

Примечание: $\beta_{(А)}$, $\beta_{гр}^{(А)}$ *— фазовая и групповая скорости* E_{01}*-волны по программе ALF.*

θ	30^0	60^0	90^0	120^0	$139{,}225^0$	$139{,}785^0$	140^0	150^0	180^0
f_L(ГГц)	34,244I	34,2730	34,3I26	34,3522	34,3725		34,3732	34,38II	34,39I8
f'_L(ГГц)	34,2309	34,2598	34,2993	34,3389	34,3593		34,3600	34,3679	34,3785
f_S(ГГц)	34,3390	34,3776	34,4305	34,4834		34,5II2	34,5I49	34,522I	34,5363
f'_S(ГГц)	34,3258	34,3644	34,4I72	34,470I		34,49796	34,4982	34,5088	34,5230
β_L	4,6236	2,3I37	I,5443	I,I595	I,0		0,9945	0,9284	0,7739
β_S	4,6364	2,3208	I,5496	I,I640		I,0	0,9985	0,9322	0,7772
$\beta_{гр}^{(L)}$	0,0028	0,0048	0,0056	0,0048	0,0037		0,0036	0,0028	0
$\beta_{гр}^{(S)}$	0.0037		0,0075	0,0065		0,0048	0,0048	0,003I	0

Примечание: f_L – *частота* E_{01} *-волны для прямых дисков при* $\sigma=\infty$, f'_L – *частота* E_{01}*-волны для прямых дисков при* σ *конечном*, f_S – *частота* E_{01}*-волны для закругленных дисков при* $\sigma=\infty$, f'_S – *частота* E_{01}*-волны для закругленных дисков при* σ *конечном*, β_L *и* β_S – *соответствующие фазовые скорости*, $\beta_{гр}^{(L)}$ *и* $\beta_{гр}^{(S)}$ – *соответствующие групповые скорости.*

Таблица 3

E_{011}

β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
I,5	$-0{,}8I\cdot 10^{-2}$	62,3I2	0,934π
I,8	$-0{,}35\cdot 10^{-2}$	62,327	0,779π
2,2	$-0{,}5I\cdot 10^{-2}$	62,354	0,638π
2,5	$-0{,}56\cdot 10^{-2}$	62,373	0,56Iπ
3,0	$-0{,}57\cdot 10^{-2}$	62,396	0,468π
3,5	$-0{,}55\cdot 10^{-2}$	62,4I3	0,40Iπ

H_{111}

β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
I,3	$-0{,}37\cdot 10^{-2}$	53,I29	0,9I9π
I,8	$-0{,}I6\cdot 10^{-I}$	53,244	0,689π
2,0	$-0{,}I9\cdot 10^{-I}$	53,296	0,599π
2,5	$-0{,}23\cdot 10^{-I}$	53,409	0,48Iπ
3,0	$-0{,}24\cdot 10^{-I}$	53,493	0,40Iπ
3,5	$-0{,}24\cdot 10^{-I}$	53,556	0,344π
7,0	$-0{,}I8\cdot 10^{-I}$	53,723	0,I73π

E_{111}

β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
I,8	$0{,}24\cdot 10^{-I}$	73,844	0,923π
2.0	$0{,}49\cdot 10^{-I}$	73,668	0,829π
2,5	$0{,}75\cdot 10^{-I}$	73,I95	0,659π
3,0	$0{,}79\cdot 10^{-I}$	72,80I	0,546π
3,5	$0{,}70\cdot 10^{-I}$	72,525	0,466π
7.0	$0{,}44\cdot 10^{-I}$	7I,88I	0,23Iπ

H_{211}

β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
2.0	$-0{,}93\cdot 10^{-3}$	72,459	0,8I5π
2,5	$-0{,}I7\cdot 10^{-2}$	72,469	0,652π
3,0	$-0{,}I9\cdot 10^{-2}$	72.478	0.543π

E_{012}

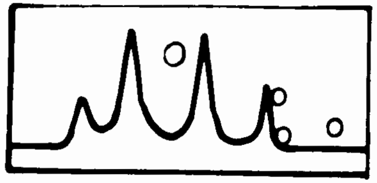
β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
2,2	$-0{,}25\cdot 10^{-2}$	95,085	0,972π
2,5	$-0{,}I9\cdot 10^{-I}$	95,I43	0,856π
3,0	$-0{,}36\cdot 10^{-I}$	95,320	0,7I5π
3,5	$-0{,}43\cdot 10^{-I}$	95,499	0,6I4π

H_{021}

β	$\beta_{гр}$ H_{011}	f(ГГц)	θ
I,8	$0{,}I9\cdot 10^{-3}$	74,949	0,937π
2,0	$0{,}38\cdot 10^{-3}$	74,948	0,843π
2,5	$0{,}62\cdot 10^{-3}$	74,944	0,674π
3,0	$0{,}68\cdot 10^{-3}$	74,94I	0,562π
3,5	$0{,}69\cdot 10^{-3}$	74,939	0,482π
4,0	$0{,}66\cdot 10^{-3}$	74,937	0,42Iπ

H_{021}

β	$\beta_{гр}$	f(ГГц)	θ
3,0	$0{,}I5\cdot 10^{-2}$	III,73I	0,838π
3,5	$0{,}22\cdot 10^{-2}$	III,72I	0,7I8π
4,0	$0{,}25\cdot 10^{-2}$	III,7I2	0,628π
4,5	$0{,}26\cdot 10^{-2}$	III,704	0,558π



CBB 855-3541

Рис.3. Осциллограмма резонансных частот.

$\beta = 1$ на рис. 3 приведена осциллограмма [2], где показаны резонансные частоты для макета волновода с вышеуказанными параметрами. Частоты, соответствующие пикам слева направо, следующие: f = = 34,380; 34,450; 34,515; 34,575 ГГц. Авторы не дают объяснения этому явлению. Значение частоты, соответствующее наибольшему пику, отмечено на рис. 2 крестиком. Как видно, расчетное значение хорошо совпадает с измеренным.

В табл.3 показаны резонансные частоты гармоник поля с вариацией по азимуту, вычисленные по программе ALF. Все они выше в 1,5-3 раза частоты основной гармоники и имеют фазовые скорости β больше единицы. В связи с этим влияние их на продольное движение частиц пучка будет несущественным, однако их роль при неустойчивости типа "beam break-up", приводящей к увеличению поперечных размеров пучка с резко выраженной несимметрией, может быть значительной.

При использовании диафрагмированных волноводов как ускоряющих структур необходимо знать не только дисперсионные характеристики, но и энергетические величины. Важнейшими из них являются: величина вектора Пойнтинга $-\Pi = [E \cdot H]\,|_{z=0}$, поток мощности, проходящей через структуру $-P_W = 2\pi \int_0^B r\Pi dr$, энергия, запасенная волной в периоде структуры $-W = \mu_0 \int_V |H_\phi|^2 dV$, мощность потерь в проводящих плоскостях $P_S = R_S \int |H_\phi|^2 dS$.

Одним из главных моментов при проектировании волновода в качестве ускоряющей структуры с высокой напряженностью поля является вопрос о распределении и величине электрического поля в системе.

На рис. 4, 5 приведены значения нормальной компоненты электрического поля вдоль проводящих поверхностей для основной гармоники поля в случае прямых дисков.

Как показал расчет, для волновода с закругленными краями дисков максимальное значение E_n, определяющее опасность пробоя в волноводе, на 16% меньше, чем для волновода с прямыми дисками.

На рис. 6 показано распределение электрического поля вдоль оси системы (E_z) для половины пространственного периода структуры; кривые для прямых и закругленных дисков практически совпадают.

Поэтому среднее ускоряющее поле на оси системы одинаково для обоих вариантов ($E_{cp} = 3{,}0 \cdot 10^8$ В/м).

Поток мощности составляет при этом $6{,}88 \cdot 10^6$ Вт — для прямых дисков и $9{,}05 \cdot 10^6$ Вт — для закругленных.

Таблица 4

NORM ON AVER ELECT FIELD ON AXIS 3.0000D 08 V/M

		LIN			SQ	
CAVITY LENGTH		0.1687	CM		0.1687	CM
CAVITY RADIUS		0.3377	CM		0.3377	CM
FREQUENCY IN IDEAL VACUUM		34372.5013....	MHz		34511.2424	MHz
FREQUENCY IN REAL CONDUCTIVITY..		34359.2615....	MHz		34497.9575	MHz
LENGTH OF WAVE		0.8722....	CM		0.8687.....	CM
WAVE VALUE		7.2039....	1/CM		7.2330	1/CM
PHASE SHIFT PER PERIOD		139.2250	GRAD		139.7850	GRAD
PHASE VELOSITY OF ZERO WAVE V/C		1.0000			1.0000	
GROUP VELOSITY V/C..............		0.003657			0.004833	
DISPERSION COEFFISIENT..........		274.4471			207.9032	
ATTENUATION PER PERIOD..........		0.0090	DB		0.0068	DB
ATTENNUATION CONSTANT...........		2.6612D 00	DB/M		2.0175D 00	DB/M
FILLING TIME FOR PERIOD.........		3.0766D-03	MKSEC		2.3279D-03	MKSEC
SERIOS RESISTANCE...............		7.4396D 04	OM		5.3877D 04	OM
STORED ENERGY...................		1.0587D-02	J		1.1061D-02	J
IMPULSIVE POWER DISSIPATION.....		5.3659D 05	WATI		5.6174D 05	WATI
MIDDLE POWER DISSIPATION		5.3659D 05	WATI		5.6174D 05	WATI
DUTY FACTOR.....................		1			1	
TRAWELING POWER FLUX............		6.8822D 06	WATI		9.5033D 06	WATI
GUALITY FACTOR..................		4.2611D 03			4.2698D 03	
NORM QUALITY Q/SQRT(LAMBDA).....		4.5626D 04	1/SQRT(M)		4.5812D 04	1/SQRT(M)
MAXIMUM OF ELECTRIC FIELD.......		6.5030D 08	V/M		5.4655D 08	V/M
NEAR POINT WITH X= 0.1445 CM	Y=	0.0822	CM	X=0.1464 CM,Y=	0.0944	CM
MAXIMUM OF MAGNETIC FIELD.......		6.4420D 05	A/M		6.6012D 05	A/M
NEAR POINT WITH X=0.0 CM,	Y=	0.2632	CM	X=0.0 CM,Y=	0.2632	CM
MIDDLE ELECTRIC FIELD ON AXIS...		3.0000D 08	V/M		3.0000D 08	V/M
VOLTAGE ALONG THE AXIS..........		5.0597D 05	V		5.0597D 05	V
SINHRONOUS PHASE................		0.0	GRAD		0.0	GRAD
TOTAL SHUNT RESISTANCE U**2/2/P		1.4144D 02	MOM/M		1.3511D 02	MOM/M
FOR GARMONIC NUMBER		ZERO	FIRST		ZERO	FIRST
PHASE VELOCITY V/C..............		1.0000	0.2789		1.0000	0.2797
TRANSIT TIME FACTOR.............		0.8812	-0.0749		0.8863	-0.0709
ACCELERATION V..................		4.4587D 05	-3.7904D 04		4.4844D 05	-3.5887D 04
ACCLERATION RATE V/M............		2.6437D 08	-2.2474D 07		2.6589D 08	-2.1278D 07
EFFECTIFE SUNT RES 2ZTT MOM/M		219.6705	1.5875		212.2610	1.3593
COUPLING RESISTANCE OM..........		9.7843D 03	5.4996D 00		7.1103D 03	3.5620D 00

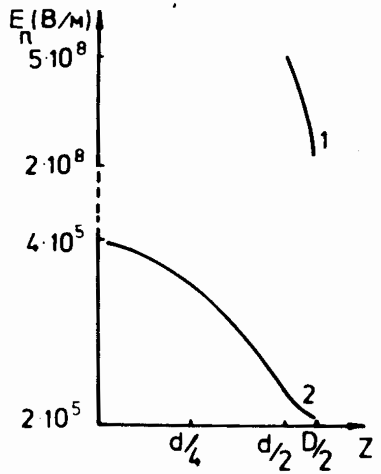


Рис. 4. Распределение E_n*-компоненты вдоль оси* z *. 1 – r = a ; 2 – r = b .*

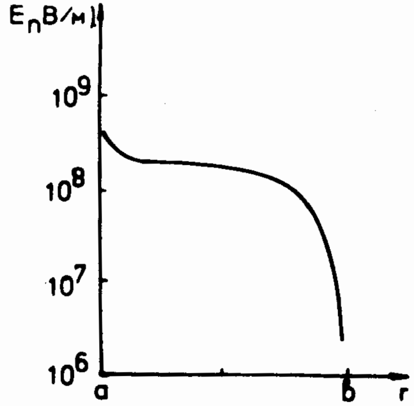
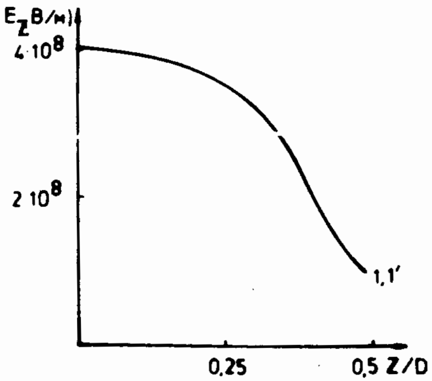


Рис. 5. Распределение E_n*-компоненты по радиусу при* $z = d/2$.

Рис. 6. Распределение E_z *-компоненты вдоль оси* z *при* r = 0 .



Полная сводка основных результатов расчета по программе MULTIMODE представлена в табл.4: LIN — для прямых, SQ — для закругленных дисков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены результаты численного моделирования высокочастотных характеристик диафрагмированного волновода, проведенного для прямоугольных краев дисков по двум программам: MULTIMODE — на основе метода конечных элементов, ALF — на основе метода частичных областей.

Результаты вычисления дисперсионной зависимости — диаграмма Бриллюэна — показали совпадение результатов, что подтверждается также результатами измерений.

Пакет программ MULTIMODE использовался также для численного моделирования волновода с более сложной формой поперечного

сечения (закругленные края дисков). Кроме того, эта программа позволяет рассмотреть ряд тонких эффектов в распределении поля и вычислить энергетические характеристики системы.

В заключение авторы благодарят Э.А.Перельштейна за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hopkins D.B., Sessler A.M., Wurtele J.S. – Nucl. Instr. and Meth., 1984, 228, p.15.*
2. *Hopkins D.B., Kuenning R.W. – IEEE Trans. on Nucl. Science, v.NS-32, No.5, 1985, p.3416.*
3. *Bell M., Dome G. CERN Preprint 73-101, 1973.*
4. *Касчиев М.С., Парамонов В.В., Пузынин И.В. Препринт ОИЯИ Р11-83-724, Дубна, 1983.*
5. *Вальднер О.А., Шальнов А.В., Диденко А.И. Ускоряющие волноводы и резонаторы. М.: Атомиздат, 1973.*
6. *Касчиев М.С., Касчиева В.А., Штрайт Э. Препринт ОИЯИ Р11-83-146, Дубна, 1983.*
7. *Мамонов В.Н., Рубин С.Б. ОИЯИ, Б1-9-83-529, Дубна, 1983.*
8. *Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970.*
9. *Рубин С.Б. Взаимодействие электронного сгустка с ускоряющей системой. М.: Энергоатомиздат, 1985.*
10. *Гонин И.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0412, М., 1985.*

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Касчиев М.С. и др.

Р9-87-268

Расчет высокочастотных характеристик диафрагмированных волноводов

Вычислены радиотехнические характеристики диафрагмированного волновода, пригодного для модели двухпучкового ускорения. Расчеты для волновода с прямыми дисками показали совпадение резонансных частот, вычисленных по программам: MULTIMODE — метод конечных элементов и ALF — метод частичных областей. Пакет программ MULTIMODE использовался также для численного моделирования волновода с закругленными краями дисков, построения картины распределения поля и некоторых энергетических характеристик системы.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации и Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kaschiev M.S. et al.

P9-87-268

Calculations of High Frequency Parameters of Disc-Loaded Waveguides

Radiotechnical parameters of disc-loaded waveguide suitable for modeling two-beam acceleration are designed. Two series of calculations using the finite element method (MULTIMODE) and restricted region method (ALF) lead to coinciding resonance frequencies for rectangular-disc waveguide. The MULTIMODE program packet is also used for the numerical shaping of the rounded-edge-disc waveguide, the field distribution picture and several energy parameters of the designed system.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987