

У 8406
М-225

e +

5165/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
МАМОНОВ В.Н. и др.
Б 1-9-83-529.

Б 1-9-83-529

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 83

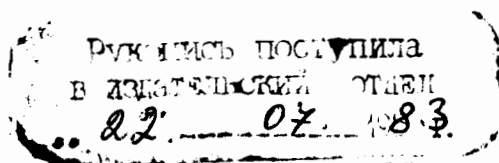
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Отдел новых методов ускорения

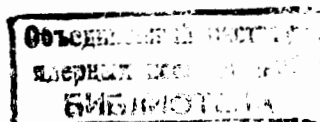
Мамонов В.Н., Рубин С.Б.

51-9-83-529

Программа для ЭВМ расчета интенсивности излучения
азимутально симметричных и несимметричных волн,
возбуждаемых в периодической структуре движущимся
заряженным сгустком или током.



г. Дубна, 1983 г.



АННОТАЦИЯ

Рассматриваются периодические структуры типа цепочки связанных резонаторов цилиндрической геометрии или диафрагмированного волновода. Источником возбуждения структуры служит движущийся с постоянной скоростью кольцевой азимутально симметричный или несимметричный заряженный сгусток или кольцевой незаряженный ток.

Аналитическая часть расчетов интенсивности вихревых полей проведена по варианту метода разложения по осциляторам поля, предложенному Ахиезером, Любарским и Файнбергом. Применение этого метода основано на построении системы собственных функций структуры таких, которые имеют пространственные гармоники, распространяющиеся в канале системы с фазовой скоростью равной скорости движения источника. Построение этих функций проведено численным способом использующим согласование полей канала структуры и резонаторных областей. Для улучшения сходимости рядов, которыми выражаются элементы основной матрицы структуры, учитываются квазистатические особенности полей на острых кромках (углах диафрагм, входных или выходных патрубках резонаторов).

Программа написана на фортране и предназначена для ЭВМ СДС 6500. Входными данными программы служат параметры структуры (a - радиус канала, D - период, d - ширина, b - радиус резонаторной области), параметры источников (продольная скорость U , геометрические размеры, полный заряд сгустка или ток), а также число учитываемых гармоник и число стоячих волн в резонаторных областях. Выходным параметром является W (кэВ/период) - количество энергии, отдаваемое частицей источника на периоде структуры на возбуждение вихревого поля.

I. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Схема структуры и обозначения размеров приведены на рис. I. *^{ж)} Применяется методика расчетов, теория которой предложена в [1]. Рассматривается вихревая часть возбуждаемого поля. При этом исходят из разложения векторного потенциала этого поля по нормированным собственным функциям $\bar{A}_\lambda(\bar{z})$ "холодной структуры":

$$\bar{A}(\bar{z}, t) = \sum_{\lambda} q_{\lambda}(t) \bar{A}_{\lambda}(\bar{z}); \operatorname{div} \bar{A}_{\lambda} = 0; \int |\bar{A}_{\lambda}|^2 dV = P \cdot 4\pi c^2 \quad (1)$$

V_D - объем ячейки структуры, P ^(PVD) - число ячеек в ней, которое вначале считается конечным, затем переходят к пределу при $P \rightarrow \infty$.

Для "амплитуд поля" $q_{\lambda}(t)$ имеют место уравнения

$$\dot{q}_{\lambda} + c^2 k_{\lambda}^2 q_{\lambda} = \frac{1}{P} \int_{(P V_D)} \bar{j} \cdot \bar{A}_{\lambda}^* dV \equiv f_{\lambda}(t), \quad (\lambda = \lambda', \lambda'', \dots) \quad (2)$$

в которых $f_{\lambda}(t)$, при заданном законе распределения плотности тока \bar{j} , создаваемого движением источника (сгустка, тока), являются известными функциями времени. Мультииндекс λ определяет последовательность собственных функций. Его "конструкция" обсуждается ниже при построении самих этих функций.

Искомая интенсивность возбуждаемого вихревого поля определяется асимптотической формулой

$$I = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{H(t)}{t}, \quad H(t) = \frac{P}{2} \sum_{\lambda} (|\dot{q}_{\lambda}|^2 + c^2 k_{\lambda}^2 |q_{\lambda}|^2) \quad (3)$$

Для нахождения собственных функций используем распространенный способ расчета сложных структур - "метод сшивания". Сначала построим систему собственных волн $\{\bar{E}_{\lambda}, \bar{H}_{\lambda}\}$, затем определим собственные функции по формуле

$$\bar{A}_{\lambda}(\bar{z}) = \frac{1}{i c k_{\lambda}} \bar{E}_{\lambda}(\bar{z}) \quad (4)$$

ж) Изменяя соотношения между \mathcal{D} и d от цепочки резонаторов можно перейти к диафрагмированному волноводу.

В аналитике будем следовать форме данной методу шивания в [2]. Поле свободных волн в структуре вычисляется с помощью однокомпонентных электрического и магнитного векторов Герца $\vec{\Pi}^E = \vec{e}_z \Pi^E$, $\vec{\Pi}^H = \vec{e}_z \Pi^H$. Π^E, Π^H удовлетворяют однородному уравнению Гельмгольца. Рассматриваются сразу фурье-компоненты с вариацией по азимуту типа $e^{im\varphi}$, $m=0,1,2,\dots$. Далее множитель $e^{im\varphi}$ и индекс "m" у составляющих поля почти везде опускается.

В области G_1 -канале структуры берут разложение поля в виде пространственных гармоник

$$E_z^I = i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{A_{in} h_n}{\delta_n} \cdot \frac{J_m'(\delta_n z)}{J_m(\delta_n a)} - \frac{m}{z} A_{in} \frac{J_m(\delta_n z)}{\delta_n J_m'(\delta_n a)} \right] e^{ih_n z} \quad (5)$$

$$E_\varphi^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[A_{in} \frac{J_m'(\delta_n z)}{J_m'(\delta_n a)} - \frac{m h_n A_{in}}{z \delta_n^2} \cdot \frac{J_m(\delta_n z)}{J_m(\delta_n a)} \right] e^{ih_n z} \quad (6)$$

$$E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{in} \frac{J_m(\delta_n z)}{J_m(\delta_n a)} e^{ih_n z} \quad (7)$$

$$H_z^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\kappa m}{z} \cdot \frac{A_{in} J_m(\delta_n z)}{\delta_n^2 J_m(\delta_n a)} - \frac{h_n}{\kappa} A_{in} \frac{J_m'(\delta_n z)}{J_m'(\delta_n a)} \right] e^{ih_n z} \quad (8)$$

$$H_\varphi^I = i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{\kappa A_{in}}{\delta_n} \frac{J_m'(\delta_n z)}{J_m(\delta_n a)} - \frac{m h_n}{\kappa z} A_{in} \frac{J_m(\delta_n z)}{\delta_n J_m'(\delta_n a)} \right] e^{ih_n z} \quad (9)$$

$$H_z^I = i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\delta_n^2}{\kappa} A_{in} \frac{J_m(\delta_n z)}{\delta_n J_m'(\delta_n a)} e^{ih_n z} \quad (10)$$

В резонаторных областях G_2 берется разложение по стоячим волнам.

$$E_z^{\text{II}} = \sum_{n'=1}^{\infty} i^{n'} \sin[\nu_{n'}(z + d/2)] \left\{ \frac{j n'}{z^2} \left[B_{n'} \frac{Z_{2m}(x_{n'}z)}{x_{n'} Z'_{2m}(x_{n'}a)} - \frac{\nu_{n'} B_{n'}}{2 x_{n'}} \cdot \frac{Z'_{1m}(x_{n'}z)}{Z_{1m}(x_{n'}a)} \right] \right\} \quad (\text{II})$$

$$E_{\varphi}^{\text{II}} = i \sum_{n'=1}^{\infty} i^{n'} \sin[\nu_{n'}(z + d/2)] \left[\frac{1}{2} B_{n'} \frac{Z'_{2m}(x_{n'}z)}{Z'_{2m}(x_{n'}a)} - \frac{\nu_{n'} m B_{n'}}{2 z x_{n'}} \cdot \frac{Z'_{1m}(x_{n'}z)}{Z_{1m}(x_{n'}a)} \right] \quad (\text{I2})$$

$$E_z^{\text{II}} = \sum_{n'=0}^{\infty} i^{n'} \frac{2 - \delta_{0n'}}{4} B_{n'} \frac{Z_{1m}(x_{n'}z)}{Z_{1m}(x_{n'}a)} \cos[\nu_{n'}(z + d/2)] \quad (\text{I3})$$

$$H_z^{\text{II}} = \sum_{n'=0}^{\infty} i^{n'} \left[\frac{2 - \delta_{0n'}}{4 x_{n'}^2} \cdot \frac{k m}{z} B_{n'} \frac{Z_{1m}(x_{n'}z)}{Z_{1m}(x_{n'}a)} - \frac{\nu_{n'}}{2k} B_{n'} \frac{Z'_{2m}(x_{n'}z)}{Z'_{2m}(x_{n'}a)} \right] \cos[\nu_{n'}(z + d/2)] \quad (\text{I4})$$

$$H_{\varphi}^{\text{II}} = i \sum_{n'=0}^{\infty} i^{n'} \left[k \frac{2 - \delta_{0n'}}{4 x_{n'}} B_{n'} \frac{Z'_{1m}(x_{n'}z)}{Z_{1m}(x_{n'}a)} - \frac{m \nu_{n'}}{2k z} B_{n'} \times \frac{Z_{2m}(x_{n'}z)}{x_{n'} Z'_{2m}(x_{n'}a)} \right] \cos[\nu_{n'}(z + d/2)] \quad (\text{I5})$$

$$H_z^{\text{II}} = \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n'}}{2k} B_{n'} \frac{Z_{2m}(x_{n'}z)}{Z'_{2m}(x_{n'}a)} \sin[\nu_{n'}(z + d/2)], \quad (\text{I6})$$

В этих формулах введены обозначения ($K = \omega/c$)

$$h_n = h + \frac{2\pi n}{D}, \quad h = h(K), \quad -\frac{\pi}{D} \leq h \leq \frac{\pi}{D} \quad (I7)$$

$$\beta_n = \sqrt{k^2 - h_n^2}, \quad \eta_n = \frac{\pi n}{d}, \quad \alpha_n = \sqrt{k^2 - \eta_n^2} \quad (I8)$$

$$Z_{1m}(\alpha_n; z) = J_m(\alpha_n z) N_m(\alpha_n b) - N_m(\alpha_n z) J_m(\alpha_n b) \quad (I9)$$

$$Z_{2m}(\alpha_n; z) = J_m(\alpha_n z) N_m'(\alpha_n b) - N_m(\alpha_n z) J_m'(\alpha_n b) \quad (20)$$

$$A_n \equiv \left(\frac{m h_n A_{1n}}{a \beta_n^2} + A_{2n} \right); \quad B_{n'} \equiv \left[\frac{m \eta_n' \pi}{a d \alpha_n^2}, B_{1n'} - B_{2n'} \right] \quad (21)$$

$A_{1n}, A_{2n}, B_{1n'}, B_{2n'}$ - система коэффициентов подлежащая определению.

Уравнения, из которых эти постоянные находят, получаются из условия непрерывности касательных к общей граничной поверхности областей G_1 и G_2 ($z = a$) компонент поля (при переходе от значений $z = a - 0$ к $z = a + 0$). Согласно [2] представим сами предельные значения $E_z(a, z)$

$E_\varphi(a, z)$ в форме

$$E_z = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} f_{1n'} e^{i h_{n'} z} \left[1 - \left(\frac{z - h' D}{d/2} \right)^2 \right]^{-1/2} \equiv F_z(z) \quad (22)$$

$$E_\varphi = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} f_{2n'} e^{i h_{n'} z} \left[1 - \left(\frac{z - h' D}{d/2} \right)^2 \right]^{1/2} \equiv F_\varphi(z) \quad (23)$$

Такая форма предусматривает 1) выполнения условия Флорке; 2) учет крайних квазистатических особенностей. При переходе $\{z \rightarrow a, z < a\}$ с учетом (6), (7) получаются функциональные уравнения

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{1n} e^{i h_n z} = F_z(z); \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{2n} e^{i h_n z} = F_\varphi(z) \quad (24)$$

а при переходе $\{z \rightarrow a, z > a\}$, (δem - символ Крокера):

$$\sum_{n=0}^{\infty} i^n \frac{z - \delta on}{4} B_{in} \cos[\nu_n(z + d/2)] = F_z; \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^{-n+1}}{2} \sin[\nu_n(z + d/2)] = F_\varphi \quad (25)$$

Из этих соотношений получают связь между системами коэффициентов $\{A_{1;2,n}; B_{1;2,n'}\}$ и $\{f_{1;2,s}\}$:

$$A_{1;2,n} = \frac{\pi d}{D} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \alpha_{1;2,n}^{(s)} f_{1;2,s}, \alpha_{1n}^{(s)} = J_0(\xi_{sn}^{(s)}); \alpha_{2n}^{(s)} = J_i(\xi_{sn}^{(s)}) / \xi_{sn} \quad (26)$$

$$B_{1;2,n'} = \pi \sum_{s=-\infty}^{\infty} \beta_{1;2,n'}^{(s)} f_{1;2,s}, \beta_{1n'}^{(s)} = J_0(\xi_{sn'}^+) + (-1)^{n'} J_0(\xi_{sn'}^-) \quad (27)$$

$$\beta_{2n'}^{(s)} = \frac{J_i(\xi_{sn'}^+)}{\xi_{sn'}^+} - (-1)^{n'} \frac{J_i(\xi_{sn'}^-)}{\xi_{sn'}^-}$$

где $\xi_{sn} \equiv \pi d(s-n)/D$; $\xi_{sn}^{\pm} \equiv \frac{d}{2} h_s \pm \frac{n\pi}{2}$. Учитывая (26), (27), все составляющие поля можно выразить через систему $\{f\}$. Для определения этих неизвестных служат условия непрерывности H_φ, H_z при переходе через поверхность $z = a$. В результате получают две бесконечные однородные системы линейных уравнений:

$$\sum_{t=-\infty}^{\infty} f_{1t} A_{st} + \sum_{t=-\infty}^{\infty} f_{2t} B_{st} = 0 \quad (s = 1, 2, \dots) \quad (28)$$

$$\sum_{t=-\infty}^{\infty} f_{1t} C_{st} + \sum_{t=-\infty}^{\infty} f_{2t} D_{st} = 0 \quad (s = 0, 1, 2, \dots) \quad (29)$$

Обозначим $P_{ns} \equiv \sin(\frac{h_n d}{2} + \frac{\pi s}{2}) / (h_n^2 - \nu_s^2)$ и выпишем коэффициенты:

$$A_{st} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ P_{ns} \alpha_{1n}^{(t)} \frac{J_m(\nu_n a)}{J_m'(\nu_n a) \nu_n}, \frac{m h_n}{a} \right\} - \frac{m D}{4a} \frac{Z_{2m}(\alpha_s a)}{\alpha_s Z_{2m}'(\alpha_s a)} \beta_{1s}^{(t)} \quad (30)$$

$$B_{st} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ P_{ns} \alpha_{2n}^{(t)} \frac{J_m(\nu_n a) \nu_n^2}{J_m'(\nu_n a)} \right\} + \frac{D}{4\nu_s} \frac{Z_{2m}(\alpha_s a) \alpha_s}{Z_{2m}'(\alpha_s a)} \beta_{2s}^{(t)} \quad (31)$$

$$C_{st} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ P_{ns} \alpha_{1n}^{(t)} \left[\left(\frac{m h_n}{k a \beta_n} \right)^2 \frac{J_m(\beta_n a)}{J_m'(\beta_n a) \beta_n} - \frac{J_m'(\beta_n a)}{J_m(\beta_n a) \beta_n} \right] h_n \right\} +$$

$$+ \frac{D}{4} \beta_{1s}^{(t)} \left[\frac{Z_{1m}'(\chi_s a)}{\chi_s Z_{1m}(\chi_s a)} - \left(\frac{m \nu_s}{k a \chi_s} \right)^2 \frac{Z_{21m}(\chi_s a)}{\chi_s Z_{21m}'(\chi_s a)} \right] \quad (32)$$

$$D_{st} = \frac{m}{k^2 a} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ P_{ns} \alpha_{2n}^{(t)} \cdot \frac{J_m(\beta_n a) h_n^2}{\beta_n J_m'(\beta_n a)} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{D \nu_s}{4} \frac{Z_{21m}(\chi_s a)}{\chi_s Z_{21m}'(\chi_s a)} \beta_{2s}^{(t)} \right] \quad (33)$$

В (30), (31) $S = 1, 2, 3, \dots$; в (32) $S = 0, 1, 2, 3, \dots$

При редукции системы (28), (29) ограничимся пределами индекса t : $-\mathcal{K} \leq t \leq \mathcal{K}$. Тогда в матрицах \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} , \hat{D} будет $2\mathcal{K} + 1$ столбцов, следовательно в полной матрице системы, которую обозначим через \hat{M} , число столбцов должно быть $4\mathcal{K} + 2$. Видно, что нумерация столбцов матриц \hat{D} , \hat{C} , \hat{A} , \hat{B} - одинаковая, а нумерация строк - разная. Для \hat{D} , \hat{C} строки нумеруются в пределах $0 \leq S \leq 2\mathcal{K}$, для \hat{A} , \hat{B} - в пределах $1 \leq S \leq 2\mathcal{K} + 1$. Последовательность уравнений в полной системе будем брать в порядке, ясном из приводимого ниже частного случая $\mathcal{K} = 2$ (вид матрицы \hat{M}):

$$\begin{array}{cccccccccc}
 C_{0,-2} & D_{0,-2} & C_{0,-1} & D_{0,-1} & C_{0,0} & D_{0,0} & C_{0,1} & D_{0,1} & C_{0,2} & D_{0,2} \\
 A_{1,-2} & B_{1,-2} & A_{1,-1} & B_{1,-1} & A_{1,0} & B_{1,0} & A_{1,1} & B_{1,1} & A_{1,2} & B_{1,2} \\
 C_{1,-2} & D_{1,-2} & C_{1,-1} & D_{1,-1} & C_{1,0} & D_{1,0} & C_{1,1} & D_{1,1} & C_{1,2} & D_{1,2} \\
 A_{2,-2} & B_{2,-2} & A_{2,-1} & B_{2,-1} & A_{2,0} & B_{2,0} & A_{2,1} & B_{2,1} & A_{2,2} & B_{2,2} \\
 C_{2,-2} & D_{2,-2} & C_{2,-1} & D_{2,-1} & C_{2,0} & D_{2,0} & C_{2,1} & D_{2,1} & C_{2,2} & D_{2,2} \\
 A_{3,-2} & B_{3,-2} & A_{3,-1} & B_{3,-1} & A_{3,0} & B_{3,0} & A_{3,1} & B_{3,1} & A_{3,2} & B_{3,2} \\
 C_{3,-2} & D_{3,-2} & C_{3,-1} & D_{3,-1} & C_{3,0} & D_{3,0} & C_{3,1} & D_{3,1} & C_{3,2} & D_{3,2} \\
 A_{4,-2} & B_{4,-2} & A_{4,-1} & B_{4,-1} & A_{4,0} & B_{4,0} & A_{4,1} & B_{4,1} & A_{4,2} & B_{4,2} \\
 C_{4,-2} & D_{4,-2} & C_{4,-1} & D_{4,-1} & C_{4,0} & D_{4,0} & C_{4,1} & D_{4,1} & C_{4,2} & D_{4,2} \\
 A_{5,-2} & B_{5,-2} & A_{5,-1} & B_{5,-1} & A_{5,0} & B_{5,0} & A_{5,1} & B_{5,1} & A_{5,2} & B_{5,2}
 \end{array}$$

(34)

Каждый элемент матрицы представляется бесконечной суммой. Ограничимся в этих суммах максимальным индексом $|n| \leq N$, т.е. в суммах берется $2N+1$ членов. Это ограничение означает, что в зоне распространения берется максимум $2N+1$ пространственных гармоник. Ограничение $2K+1$ строчками в матрицах $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \hat{D}$, (т.е. $S \leq 2K+1$) означает, что в резонаторных областях берется $2K+1$ стоячих волн. Так как в общем случае можно брать приближение, когда число пространственных гармоник отлично от числа стоячих волн. Например, взять $N > K$. В (26), (27) теперь необходимо вести суммирование в пределах $-K \leq t \leq K$, причем $-N \leq n \leq N, 0 \leq n' \leq 2K$.

II. Вопросы, связанные с программированием задачи *)

1) Через M в программе обозначим фиксированное азимутальное число.

2) Порядок приближения: - число K и матрицы $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \hat{D}$ в программе обозначим как $L2$ и массивы $WA(L21, L21), WB(L21, L21), WC(L21, L21), WD(L21, L21)$, где $L21 = 2 * L2 + 1$ (35)

3) Обозначим NGN' - число, показывающее, устанавливаемое нами "произвольно", превышение числа пространственных гармоник над числом стоячих волн. Таким образом, пространственные гармоники, определяемые коэффициентами A_{1n}, A_{2n} берутся следующих номеров $-(L2 + NGN), \dots, 0, \dots, (L2 + NGN)$. Их общее число обозначим: $N21 = 2 * (L2 + NGN) + 1$ (36)

В случае симметричных волн $M = 0$ (а аналитике $m = 0$), как видно из (30), (33), все элементы матриц \hat{A} и \hat{D} - нули. В этом случае \hat{C} соответствует симметричным E - волнам, а матрица \hat{B} - симметричным H - волнам. Чтобы охватить все случаи, в программу вводится общая матрица (массив) $UK(L1, L1)$, где

$$L1 = 2 * L21 \quad (37)$$

Конструируемая по закону (34), если $M \neq 0$. Если $M = 0$, то левый верхний угол этой матрицы занимает: либо матрицей \hat{C} , либо \hat{B} , в зависимости от указателя в программе. Таким указателем примем переменную (обозначив ее через MEN), и будем присваивать ей значения 0; 1; 2 в зависимости от того, рассматривается ли азимутально несимметричный случай, случай E - волн или H - волн.

По структуре программы образование массивов WA, WB, WC, WD производится в подпрограмме $KOFW$. Образование массива UK - в

*) Программа составляется на фортране, условное ее название AZF . Соответствие параметров структуры, см. рис. 1 и в программе следующее:

$$a \equiv A, b \equiv B, d \equiv D, d1 \equiv D1$$

подпрограмме UD . В ней же вычисляется и детерминант матрицы UK .

Этот детерминант является функцией постоянной распространения h и величины $k = \omega/c$ и определяет дисперсионные свойства структуры \ast). Обозначим $\Phi(h, k; m) \equiv \text{Det}\{UK\}$, (m - азимутальный индекс).

Тогда уравнение

$$\Phi(h, k; m) = 0 \quad (38)$$

дает дисперсионные зависимости $k = k(h)$. Примерные графики этих зависимостей показаны на рис.2, см., например, 3. Видно, что машинный поиск "корней" уравнения (38), (т.е. функций $k = k(h)$) можно вести, находя точки пересечения кривых $k = k(h)$ с прямыми $k = \beta h$ и "непрерывно" изменяя наклон β . Физически параметр β есть фазовая скорость нулевой пространственной гармоники некоторой собственной волны, а точка пересечения (k, h) выделяет эту собственную волну из всей их совокупности. Как видно из рис.2, одному и тому же β могут соответствовать несколько корней (k', h') , (k'', h'') ... Эти точки относятся к разным собственным волнам структуры.

Как следует из теории, в результате предельных переходов по t и по ρ в формулу (3) войдут только φ_{λ} , соответствующие таким собственным волнам, у которых имеется хотя бы какая-нибудь пространственная гармоника, распространяющаяся синхронно с движением сгустка. Задача программы сначала построить эти волны. Поэтому, если $v = c\beta$ - скорость сгустка, то совместно с уравнением (38) следует взять зависимость

$$k = \beta \left(h + \frac{2\pi N}{D} \right), \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad (k_z = h + \frac{2\pi N}{D}, \quad v_{\varphi} = ck/k_z) \quad (39)$$

Теперь здесь β фиксировано, а переменным является номер гармоники N , и решениями систем (38), (39) будут отдельные точки $(k_j, h_j)_N$, лежащие на разных дисперсионных кривых. Нужные корни находятся под-

\ast) В подпрограммах $KOFW$ и UD принято соответствие $h \equiv H$, $k \equiv K$ (K - объявляется действительной переменной).

программой $GRRR$ в зависимости от заданной скорости сгустка β (в подпрограмме $\beta \equiv BT$, $h \equiv X$, $\kappa \equiv \mathcal{K}$) и номера N выделенной пространственной гармоники и "запасаются".*) В подпрограмме $GRRR$ - это массивы VS (30) (соответствует h_j) и KS (30) - для значений κ_j . Так как общее число получающихся корней заранее неизвестно, то верхнее значение индекса j "30" установлено ориентировочно (с некоторым запасом, и может быть уменьшено или увеличено).

Каждой паре (κ_j, h_j) соответствует некоторая собственная волна структуры. Для ее построения надо вычислить коэффициенты A_{1n} , A_{2n} , $B_{1n'}$, $B_{2n'}$, т.е. сначала решить систему (28), (29), а затем применить формулы (26)-(27). Так как система однородна и детерминант ее при (κ_j, h_j) равен нулю, то величины f_{1t} , f_{2t} , $t=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \mathcal{L}2$ определяются с точностью до общего постоянного множителя. Последний можно использовать для нормировки собственных функций. Выбор матрицы \hat{M} в виде (34) определяет и нумерацию неизвестных в программе:

$$f_{1t} \equiv X_{2*\mathcal{J}-1}, f_{2t} \equiv X_{2*\mathcal{J}}, (-\mathcal{K} \leq t \leq \mathcal{K}, \mathcal{K} \equiv \mathcal{L}2), \mathcal{J} = t + \mathcal{L}2 + 1 \quad (40)$$

Таким образом система (28), (29) приводится к виду $\hat{M} \bar{X} = 0$.

Расчетные формулы для A_{1n} , A_{2n} , $B_{1n'}$, $B_{2n'}$:

$$A_{1n} = \frac{\pi d}{2D} \left(\sum_{j=1}^{2*\mathcal{L}2+1} \alpha_{1n}^{(-\mathcal{L}2-1+j)} X_{2j-1} \right), A_{2n} = \frac{\pi d}{2D} \left(\sum_{j=1}^{2*\mathcal{L}2+1} \alpha_{2n}^{(-\mathcal{L}2-1+j)} X_{2j} \right) \quad (41)$$

$$B_{1n'} = \pi \left(\sum_{j=1}^{\mathcal{L}2} \beta_{1n'}^{(j-\mathcal{L}2-1)} X_{2j-1} \right), B_{2n'} = \pi \left(\sum_{j=1}^{\mathcal{L}2} \beta_{2n'}^{(j-\mathcal{L}2-1)} X_{2j} \right), (n' = 0, 1, 2, \dots, \mathcal{L}2) \quad (42)$$

*) Значение N последовательно "ставится" программой, т.е. дается в цикле от $N = -(\mathcal{L}2 + N \in N)$ до $N = \mathcal{L}2 + N \in N$.

можно представить в виде, см. (7):

$$|E_{\lambda z}^I|^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\lambda z n}^I(z) \varepsilon_{\lambda z n'}^{I*}(z) e^{i(h_{\lambda} + \frac{2\pi n}{D})z} e^{-i(h_{\lambda} + \frac{2\pi n'}{D})z}$$

то после интегрирования, с учетом формулы $\int_{-D/2}^{D/2} e^{i\frac{2\pi}{D}(n-n')z} dz$

получится

$$\int_{V_I} |E_{\lambda z}^I|^2 dV = 2\pi D \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^a |\varepsilon_{\lambda z n}^I(z)|^2 z dz$$

Аналогичные выражения будут и для $E_{\lambda z}^I, E_{\lambda \varphi}^I$. Для области

см. (13):

$$|E_{\lambda z}^{II}|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \varepsilon_{\lambda z n}^{II}(z) \varepsilon_{\lambda z n'}^{II*}(z) \cos[\frac{n\pi}{d}(z+d/2)] \cos[\frac{n'\pi}{d}(z+d/2)]$$

$$\int_{V_{II}} |\varepsilon_{\lambda z}^{II}|^2 dV = 2\pi d \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1+\delta_{0n})}{2} \int_a^b |\varepsilon_{\lambda z n}^{II}(z)|^2 z dz$$

В случаях $E_{\lambda z}^{II}, E_{\lambda \varphi}^{II}$ множитель $(1+\delta_{0n})$ отсутствует

Явные выражения для функций $\varepsilon(z)$ известны, но не все ин-

удается взять в конечном виде. Поэтому приходится выполнять

рование численно, что сделать можно, т.к. числовые значения

коэффициентов $A_{in}, \dots, B_{zn'}$ уже определены. В программе при-

Симпсона, числа разбиения интервалов $(0, a), (a, b)$. Со-

сно обозначены I5 и I6. Процедура интегрирования проводится

подпрограмме GRRR и, таким образом, окончательным вых-

одается выдача нормированных коэффициентов, входящих в явные

выражения собственных функций.

Окончательное аналитическое выражение для интенсивности

даваемого вихревого поля, получается из (3) после предельных

переходов по t и ρ имеет следующий вид, [1]:

$$I = G^2 \frac{D}{4} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\lambda'} \frac{16\lambda'^2 n^2}{c \left| \frac{dk_{\lambda'}}{dh} \right|_{h=h_{\lambda'}} - \beta} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\lambda''} \frac{16\lambda'' n^2}{c \left| \frac{dk_{\lambda''}}{dh} \right|_{h=h_{\lambda''}} + \beta} \right\}$$

Здесь: $b_{\lambda n}$ - коэффициенты при временном множителе $\exp[i(h + \frac{2\pi n}{D})cvt]$ у функций $f_{\lambda}(t)$, входящих в (2), G - величина, зависящая от геометрии и вида источника, n - индекс суммирования по синхронным с движением источника пространственным гармоникам различных ^{*} собственных функций; $\lambda = \{q, m\}$ - мультииндекс в котором m - азимутальное число, q - индексация последовательности решений (38).

Дисперсионная зависимость $K = K(h)$ обладает четностью и периодичностью по h с периодом $2\pi/D$. Легко заметить, что элементы матрицы \hat{M} являются функциями от K^2 . Поэтому систему решений можно записать в виде $K = \pm K_{qm}(h)$, $K = \pm \beta(h + \frac{2\pi n}{D})$. Графическая схема решений изображена на рис.3, где решение (точки пересечения дисперсионных кривых $K = \pm K_{qm}(h)$ и прямых $K = \pm \beta h + a_n$, $a_n = \frac{2\pi n}{D} \beta$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) даются в полосе периодичности $-\frac{\pi}{D} \leq h \leq \frac{\pi}{D}$. Из рис.4I видна симметрия решений. Таким образом можно ограничиться значениями $K > 0$ - с помощью кривых нижней половины рисунка определяются те же корни на оси Oh . Видно также, что у разных собственных функций, синхронными с движением источника могут оказаться пространственные гармоники с одним и тем же номером. Это отмечено в (49).

Процедура определения корней K_{qm} в подпрограмме GRRR проводится так: отрезок $-\frac{\pi}{D} \leq h \leq \frac{\pi}{D}$ (идентификатор $h \equiv X$) разбивается на части так, что полушаг разбиения HX задается (устанавливаемым в программе) параметром II по формуле $HX = \pi / (D * II)$. В пределах каждого последовательно выполняемого шага индуцируется переход функции $\phi_i(h) \equiv \phi(\pm \beta h + a_n, h; m)$ через нуль. Если такой пере-

^{*} Фиксируя n мы отбираем тем самым ту собственную функцию (быть может не одну), у которой синхронной является $n^{\frac{2}{D}}$ пространственная гармоника.

ход на этом шаге имеет место, то положение нуля внутри шага уточняется методом Ньютона, вычисляется соответствующее значение K и значение dk/dh в этой точке. Эта величина запоминается в массиве ^{*)} $DKHN$. Затем происходит сдвиг на следующий шаг и так далее. В программе можно перебирать значения N в пределах $-(\lambda_2 + NGN) \leq N \leq (\lambda_2 + NGN)$, но в силу симметрии это число можно сократить вдвое.

Вычисление величины $(\frac{dk}{dh})_{h=h_\lambda}$ проводится с помощью процедуры: учитывая, что $d\phi = \frac{\partial \phi}{\partial k}|_\lambda dk + \frac{\partial \phi}{\partial h}|_\lambda dh = 0$, имеем $(\frac{dk}{dh})_\lambda = -(\frac{\partial \phi}{\partial h} / \frac{\partial \phi}{\partial k})_\lambda$, где $(\frac{\partial \phi}{\partial k})_\lambda \approx \frac{1}{\Delta} [\phi(k_\lambda + \Delta, h_\lambda) - \phi(k_\lambda - \Delta, h_\lambda)]$, $(\frac{\partial \phi}{\partial h})_\lambda \approx \frac{1}{\Delta} [\phi(k_\lambda, h_\lambda + \Delta) - \phi(k_\lambda, h_\lambda - \Delta)]$ - при достаточно малом $\Delta \equiv \epsilon \epsilon$.

Для завершения вычислений по формуле (49) остается определить коэффициенты $\beta_{\lambda', n}$, $\beta_{\lambda'', n}$ и множитель G . Эти величины находятся в соответствии с определением функций $f_\lambda(t)$ в (2), после того как задан источник поля.

В программе рассматривается три вида источника.

I) Движущаяся со скоростью $U_z = c\beta$, замкнутая в неоднородное по азимуту кольцо, бесконечно тонкая заряженная лента, шириной $2\tilde{h}_0$ (по z)

Плотность заряда и тока в этом случае:

$$\rho = \rho_0 \frac{\delta(z - d(\varphi))}{2\pi z} \{ \delta[z - (c\beta t - \tilde{h}_0)] - \delta[z - (c\beta t + \tilde{h}_0)] \}, \rho_0 = \frac{Q}{2\tilde{h}_0} \left. \begin{aligned} d(\varphi) = R_0 + \Delta \cdot \sin(\ell\varphi), \ell \geq 1, \text{целое}; j_z = j_\varphi = 0, j_z = c\beta\rho \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

^{*)} 0 массивах VS , HS , в которых запоминаются сами решения (h_j, k_j) уже сказано выше.

$Q = eN$ - полный заряд ленты ^{ж)}, отклонение $\Delta \ll R_0$

2) Заряженный тор прямоугольного сечения ^{жж)}

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{\rho_0}{2\pi R_0} \delta(z-z_1) \delta(z-z_2) \delta(\tilde{h}_0 - |z - c\beta t|), \quad \rho_0 = \frac{Q}{2\tilde{h}_0(z_2-z_1)} \\ j_z &= j_\varphi = 0, \quad j_z = c\beta\rho \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

3) Бесконечно тонкое токовое кольцо радиуса R_0 ^{жжж)}

$$j_\varphi = \frac{c\beta_\perp Q \delta(z-R_0)}{2\pi R_0 z} \delta(z-c\beta t), \quad j_z = j_z = 0 \quad (52)$$

В случае 1) для упрощения вычисления интегралов будем считать, что для всех учитываемых ν_n можно выполнить разложение

$$J_m [\nu_n R_0 + \Delta \cdot \nu_n \sin(\nu\varphi)] \approx J_m(\nu_n R_0) + J_m'(\nu_n R_0) \cdot \nu_n \cdot \Delta \cdot \sin(\nu\varphi)$$

Тогда для этого случая по формуле (5.44) получится

$$f_\lambda = \frac{c\delta_{em}\beta\rho_0\Delta}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\tilde{h}_0 h_n)}{h_n} \frac{A_{1n}}{F_\lambda K_\lambda} \frac{J_m'(R_0 \nu_n) \nu_n}{J_m(a \nu_n)} e^{-i h_n c \beta t} \quad (53)$$

где P - число ячеек в структуре. Можно записать в виде

$$f_\lambda = \frac{G}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_{\lambda n}^* e^{-i h_n c \beta t} \quad (54)$$

$$G = \frac{\beta Q \cdot \Delta \cdot \delta_{em} \cdot c}{2\tilde{h}_0}, \quad b_{\lambda n}^* = \frac{\sin(\tilde{h}_0 h_n)}{h_n} \frac{A_{1n}}{F_\lambda K_\lambda} \frac{J_m'(R_0 \nu_n) \nu_n}{J_m(a \nu_n)} \quad (55)$$

эти выражения и войдут в окончательную формулу (49), (число ячеек P при переходе к пределу $P \rightarrow \infty$ выпадает).

^{ж)} В программе для случая 1) $R_0 \equiv RZ$, $\Delta \equiv DD$, $\tilde{h}_0 \equiv H$; $e=1$

^{жж)} В программе для случая 2) $z_1 \equiv R1$, $z_2 \equiv R2$; $\tilde{h}_0 \equiv H$

^{жжж)} В программе для случая 3) $R_0 \equiv RRO$, $\beta_\perp \equiv VT1$

$Q = eN$ - полный заряд ленты ^{ж)}, отклонение $\Delta \ll R_0$.

2) Заряженный тор прямоугольного сечения ^{жж)}

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{\rho_0}{2\pi R_0} \delta(z-z_1) \delta(z_2-z) \delta(\tilde{h}_0 - |z - c\beta t|), \quad \rho_0 = \frac{Q}{2\tilde{h}_0(z_2-z_1)} \\ j_z &= j_\varphi = 0, \quad j_z = c\beta\rho \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

3) Бесконечно тонкое токовое кольцо радиуса R_0 ^{***)}

$$j_\varphi = \frac{c\beta_\perp Q \delta(z-R_0)}{2\pi R_0 z} \delta(z-c\beta t), \quad j_z = j_z = 0 \quad (52)$$

В случае 1) для упрощения вычисления интегралов будем считать, что для всех учитываемых δ_n можно выполнить разложение

$$J_m [\delta_n R_0 + \Delta \cdot \delta_n \sin(\ell\varphi)] \approx J_m(\delta_n R_0) + J_m'(\delta_n R_0) \cdot \delta_n \cdot \Delta \cdot \sin(\ell\varphi)$$

Тогда для этого случая по формуле (5.44) получится

$$f_\lambda = \frac{c\delta \sin\beta \rho_0 \Delta}{\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\tilde{h}_0 h_n)}{h_n} \frac{A_{1n}}{F_\lambda \cdot K_\lambda} \frac{J_m'(R_0 \delta_n) \delta_n}{J_m(a \delta_n)} e^{-i h_n c \beta t} \quad (53)$$

где ρ - число ячеек в структуре. Можно записать в виде

$$f_\lambda = \frac{G}{\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_{\lambda n}^* e^{-i h_n c \beta t} \quad (54)$$

$$G = \frac{\beta Q \cdot \Delta \cdot \delta \sin \cdot c}{2\tilde{h}_0}, \quad b_{\lambda n}^* = \frac{\sin(\tilde{h}_0 h_n)}{h_n} \cdot \frac{A_{1n}}{F_\lambda \cdot K_\lambda} \frac{J_m'(R_0 \delta_n) \delta_n}{J_m(a \delta_n)} \quad (55)$$

эти выражения и войдут в окончательную формулу (49), (число ячеек ρ при переходе к пределу $\rho \rightarrow \infty$ выпадает).

^{ж)} В программе для случая 1) $R_0 \equiv RZ$, $\Delta \equiv DD$, $\tilde{h}_0 \equiv H$; $\ell = 1$

^{жж)} В программе для случая 2) $z_1 \equiv R.1$, $z_2 \equiv R.2$; $\tilde{h}_0 \equiv H$

^{***)} В программе для случая 3) $R_0 \equiv R.R.0$, $\beta'_\perp \equiv B.T.1$

на печать ^{жж)} и в сомнительном случае вычисление можно повторить при измененном значении HX , т.е. при измененном значении параметра II . Однако практически такая ситуация встречается редко.

3) В программе предусмотрен параметр CLU . В том случае, когда $CLU=0$ выключаются все процедуры, связанные с определением потерь энергии, а по методике, представленной на рис.40 находятся лишь дисперсионные кривые структуры. Выбираемые наклоны секущих β_1, β_2, \dots задаются через массив ВТТ. Значения корней по переменной h печатаются как $VV=...$ (иногда $VVV=...$) также печатается соответствующее значение \mathcal{K} и соответствующее значение групповой скорости: DKN . При $CLU \neq 0$ выполняется полная программа, и для каждого номера пространственной гармоники N (значение ВТ теперь фиксируется как скорость движения источника) выдаются параметры (VV, \mathcal{K}, DKN) собственных функций, у которых эта гармоника синхронна с движением источника и величина $ВВ$, означающая энергетические потери в кэВ на периоде структуры на одну частицу, приходящиеся на данную собственную функцию, при $N_e = 10^{13}$ частиц в сгустке. При $N_e = S \cdot 10^{13}$, соответствующее значение $ВВ$ нужно просто умножить на S .

Программа ALF приводится в качестве приложения I. Комментарии к ней даны в списке в конце программы. Программа предназначена для ЭВМ СДС-6500 и может быть перестроена на БЭСМ-6.

III. Примеры расчетов.

Были выполнены расчеты, которые можно было бы сравнить с некоторыми

^{жж)} В массиве TOR , находящемся внутри подпрограммы $GRRR$ запоминаются, и при установлении "ключа" GQQ (он находится в основной программе) на величину 7, печатаются сразу все, соответствующие друг другу пары h, Φ_1 (как $H=...$, $TOR=...$), которые в $GRRR$ приходилось вычислять.

данными, имеющимися в литературе.

Рассматривался диафрагмированный волновод с размерами $a = 1,98$, $b = 6,515$, $D = 5,5$, $d = 4,9$ см, для которого вычислялась дисперсионная зависимость $K = K(h)$ для двух случаев: 1) аксиально-симметричного, 2) для волн с одной вариацией по азимуту. Зависимости с графической точностью совпали с дисперсионными кривыми того же волновода, приведенными в [4] (рис. I.2 на стр. 21 и рис. I.3 на стр. 22 этой книги).

Были рассчитаны потери энергии на возбуждение E-волн частицей электронного сгустка (см. формулу (59)), для структуры с размерами $a = 5,314$, $b = 8,314$, $D = 15,314$, $d = 7,314$ см в случае сгустка с параметрами $N_e = 10^{13}$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 5$, $R_2 = 0,7$, $R_1 = 0,2$, $\tilde{h}_0 = 0,4$ см. В счете при параметрах $\mathcal{L} 2 = 2$, $NGN = 5$ учитывалось 15 пространственных гармоник у каждой собственной волны *). Найдено 32 собственные волны и такое же число по отношению к ним обратных волн. Максимум охваченного частотного диапазона достигал $k_{max} = 2,96 \text{ см}^{-1}$, что соответствует длине волны свободного пространства $\lambda_{min} \sim 3 \text{ см} \ll$ диаметра апертуры диафрагмы. В таблице I приведено распределение потерь по собственным волнам (в первом столбце таблицы указан номер синхронной гармоники). Таково же распределение потерь для обратных волн. Для общих потерь получается величина $W = 418$ кэВ/период.

Расчет потерь для той же структуры для точечного сгустка с

*) Дальнейшее увеличение размерности системы (матрицы UK) практически не уточняет результат. Изменение значения $\mathcal{L} 2 = 2$, $NGN = 5$, на $\mathcal{L} 2 = 5$, $NGN = 2$ вместо решения $\{h = 0,101329, k = 0,501387\}$ получим, например, $\{h = 0,101336, k = 0,501394\}$.

$N_e = 10^{13}$, $\gamma = 5$ был ранее выполнен в работе Кейла [5].

Там рассмотрен большой диапазон: $\kappa_{max} \sim 10 \text{ см}^{-1}$, в различных частотных областях учитывалось от 10 до 30 пространственных гармоник. Приведенная расчетная величина потерь оказалась: $W = 431 \text{ КэВ/период}$.

Счет по программе *ALF* для тех же параметров системы и сгустка, но с увеличением периода D вдвое показал, что в рассмотренном диапазоне частот потери уменьшаются до $W = 308 \text{ КэВ/период}$. В другом случае была увеличена вдвое глубина ячейки (без изменения периода). Потери возросли до $W = 581 \text{ КэВ/период}$. Этот случай рассматривался также в работе [5], однако для диапазона $\kappa_{max} = 3 \text{ I/см}$. Приводится величина потерь $W = 459 \text{ КэВ/период}$. Таким образом расхождение в этом расчете достигает 26%.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Прейзендорфу за консультации по вопросам программирования.

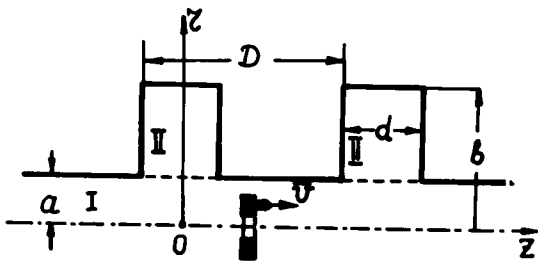


Рис. 1

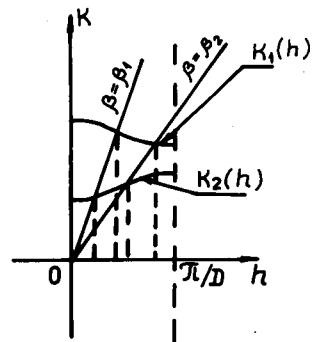


Рис. 2

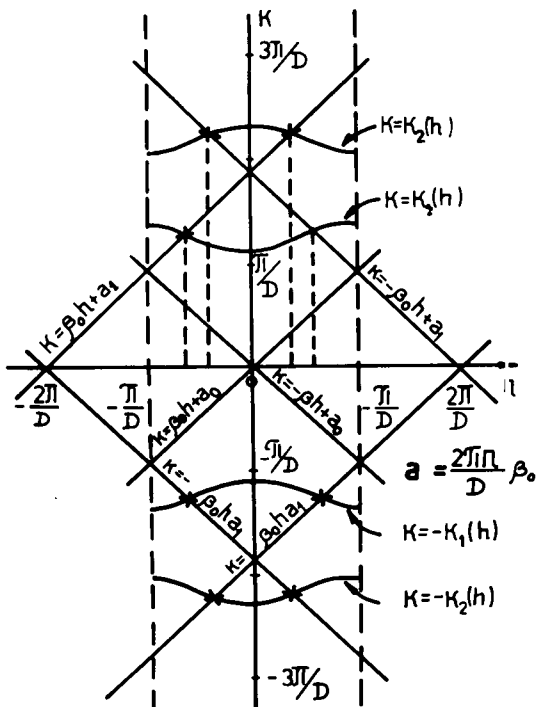


Рис. 3

ТАБЛИЦА I

N	h $\frac{1}{\text{см}}$	K $\frac{1}{\text{см}}$	W $\frac{\text{кэВ}}{\text{пер. раст.}}$
0	---	---	---
1	- 0,08267	0,32107	84,20
	0,10133	0,50139	0,73
2	- 0,20242	0,60580	50,10
	- 0,14118	0,66581	41,51
	- 0,06222	0,74319	6,47
	0,08377	0,88626	5,62
	0,16309	0,96399	14,93
3	- 0,12242	1,08628	1,22
	- 0,19727	1,41501	0,88
4	- 0,18220	1,42978	0,36
	- 0,14188	1,46929	0,13
	- 0,11611	1,49455	0,18
5	- 0,19044	1,82380	0,00
	- 0,18434	1,82976	0,08
	- 0,16616	1,84759	0,85
	- 0,14188	1,87146	0,06
	- 0,05610	1,95544	0,08
	0,13035	2,13827	0,48
6	- 0,10335	2,31122	0,00
	- 0,05176	2,36178	0,12
	0,00954	2,42186	0,83
	0,13137	2,54125	0,00
	0,15301	2,56246	0,06
	0,17714	2,58611	0,08
	- 0,19388	2,62459	0,02
7	- 0,17170	2,64633	0,17
	- 0,11636	2,70055	0,00
	- 0,08023	2,73596	0,03
	- 0,04822	2,76733	0,03
	0,06966	2,88286	0,00
	0,13042	2,94240	0,06
	0,14642	2,95807	0,01

```

PROGRAM ALF (OUTPUT,TAPE2=OUTPUT)
COMMON/DR/A,B,D,D1,P
COMMON/E/ E,Y,MEH,NGN,GQ,GQQ
DIMENSION WA(5,5),WB(5,5),WC(5,5),WD(5,5)
DIMENSION UK(10,10),VP(9),VB(10),IND(10,2)
DIMENSION DKHN(15),A1N(15,15),A2N(15,15),B1N(15,15),B2N(15,15),
/VS(15),KS(15)
DIMENSION BTT(5)
REAL KS
COMPLEX E,Y
COMPLEX CP,CJR,CJA,CJR1,CJR2
COMPLEX CJR3,CJRA
COMMON/S/ CLU
COMMON/R/ BR(5),BI(5),YR(5),YI(5)
DATA(BTT(MP),MP=1,5)=0.98,0.8,0.6,0.4,0.2)
C.....NNN1
CLU=0.
CLU=7.
E=(0.,1.) $ P=3.14159265 $ Y=(1.,0.)
C.....NNN2
A=6.314 $ B=8.314 $ D=15.314 $ D1=7.314
A=5.314
C.....NNN3
C.....NNN4
R2=5. $ R1=4.5 $ H=0.4
C.....NNN5
BT1=0.99 $ RR0=6.
C.....NNN6
M=1 $ H=0.4 $ DD=0.1 $ RZ=4.
C.....NNN7
L2=2 $ NGN=5 $ II=45 $ N0=1 $ MK=7
I5=8 $ I6=8 $ GQ=1.E6 $ EE=0.0003
L21=2*L2+1 $ NN=L2 $ L1=2*(2*L2+1) $ L11=L1-1
N21=2*(L2+NGN)+1
KI=L2+NGN+1+N0
KN=N21
GQQ=7.
GQQ=81.
MEH=0
MEH=2
MEH=1
AX=0.001
DO 7 MQ=1,5
BT=BIT(MQ)
PRINT 707,BT
ABFI=(4.8*DD*D/H)**2*BT*3.9
ABE=(4.8*D/(H*(R2**2-R1**2)))*BT*63.*BT
ABH=(2.4*D*BT1)**2*(1.-BT**2)/BT*63
707 FORMAT(2X,3HBT=,F10.5)
IF(MEH-1) 23,24,25
C.....NNN8
23 M=M
S=0. $ N=0
IF(CLU.EQ.0.) GO TO 41
AX=-P/D+C.0001
DO 1 I=KI,KN
N=I-(L2+NGN+1)
PRINT9,N
9 FORMAT(15X,2HN=,I3)
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,WB,WC,
,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
IF(IJSS.EQ.0) GO TO 1
SS=0. $ DO 2 J=1,IJSS
HN=VS(J)+2.*P*N/D $ PN=KS(J)**2-HN**2
SHN=SIH(HN*H)/HN
CP=CSQRT(Y*PN) $ RP=REAL(CP)*RZ $ YP=AIMAG(CP)*RZ
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJR=BR(M+1)+E*BI(M+1)
CJR1=BR(M)+E*BI(M)-M*CJR/(CP*RZ)
RP=RP*A/RZ
YP=YP*A/RZ
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJA=BR(M+1)+E*BI(M+1)
BB=(REAL(CJR1*CP*SHN/CJA)*A1N(I,J))**2/ABS(DKHN(J)-BT)
BBN=BB*ABFI
PRINT 102,BBN
FORMAT(30X,4HBBN=,E10.3,2X,3HKEV)
73/73 OPT=1

```



```

SS=SS+BB
2 CONTINUE
S=S+SS
SBBN=S*ABFI
PRINT 101,SBBN
101 FORMAT(13X,5HSBBN=,E10.3,2X,3HKEV)
1 CONTINUE
GO TO 37
42 RFL=5.
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,
,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
GO TO 37
C.....NNN9
24 M=0 $ S=0. $ N=0
IF(CLU.EQ.0.) GO TO 40
AX=-P/D+0.001
DO 3 I=KI,KN
N=I-(L2+NGN+1)
PRINT 9,N
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,
,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
IF(IJSS.EQ.0) GO TO 3 $ SS=0.
DO 4 J=1,IJSS $ HN=VS(J)+2*P*N/D
PN=KS(J)**2-HN**2 $ CP=CSQRT(Y*PN)
RP=REAL(CP)*R2 $ YP=AIMAG(CP)*R2
CALL BIKJN(RP,Y,M,BR,BI,YR,YI)
CJR2=BR(2)+E*BI(2)
RP=RP*A/R2 $ YP=YP*R1/R2
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJR1=BR(2)+E*BI(2)
RP=RP*A/R1 $ YP=YP*A/R1
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJA=BR(1)+E*BI(1)
BG=REAL((CJR2*R2-CJR1*R1)/(CP*CJA))
BB=(BG*A1N(I,J))*SIN(HN*H)/HN**2/ABS(DKHN(J)-BT)
BBN=BB*ABE
PRINT 102,BBN
SS=SS+BB
4 CONTINUE
S=S+SS
SBBN=S*ABE
PRINT 101,SBBN
3 CONTINUE
GO TO 37
40 RFL=6.
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,
,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
GO TO 37
C.....NNN10
25 M=0 $ S=0. $ N=0
IF(CLU.EQ.0.) GO TO 43
AX=-P/D+0.001
DO 5 I=KI,KN
N=I-(L2+NGN+1)
PRINT 9,N
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,
,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
IF(IJSS.EQ.0) GO TO 5 $ SS=0.
DO 6 J=1,IJSS $ HN=VS(J)+2*P*N/D
PN=KS(J)**2-HN**2 $ CP=CSQRT(Y*PN)
RP=REAL(CP)*RR0 $ YP=AIMAG(CP)*RR0
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJR3=BR(2)+E*BI(2)
RP=RP*A/RR0 $ YP=YP*A/RR0
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CJRA=BR(2)+E*BI(2)
BGH=REAL(CJR3/CJRA)
PRINT 6003,BGH
8003 FORMAT(15X,E9.2)
BB=(BGH*A2N(I,J))*SIN(HN*H)/HN**2/ABS(DKHN(J)-BT)
BBN=BB*ABH
PRINT 102,BBN
SS=SS+BB
6 CONTINUE
S=S+SS $ SBBN=S*ABH
PRINT 101,SBBN
5 CONTINUE
PROGRAM ALF 73/73 OPT=1 FTN 4.6+460

43 RFG=1.
CALL GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,WA,
,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
37 RFR=1.
7 CONTINUE
END
ROUTINE GRRR 73/73 OPT=1 FTN 4.6+460

```

```

SUBROUTINE GRRR(M,N,BT,AX,II,I5,I6,MK,EE,L2,L1,L11,L21,NN,N21,
,WA,WB,WC,WD,UK,VP,IND,VB,DKHN,A1N,A2N,B1N,B2N,VS,KS,IJSS)
COMMON/E/ E,Y,MEH,NGN,GQ,GQQ
COMMON/S/ CLU
COMMON/DR/ A,B,D,D1,P
COMMON/R/ BR(5),BI(5),YR(5),YI(5)
DIMENSION WA(L21,L21),WB(L21,L21),WC(L21,L21),WD(L21,L21)
DIMENSION UK(L1,L1),VP(L11),VB(L1),IND(L1,2),DT(3)
DIMENSION DKHN(15),A1N(N21,15),A2N(N21,15),
/B2N(N21,15),VS(15),KS(15),FORM(15)
DIMENSION F(3),FF(3)
DIMENSION TOR(300,2)
COMPLEX E,Y
REAL K,KS,K1,K2
COMPLEX CP,CL,CL1,CLR,CLR1,CE,BA,YA,BA1,YA1,BB,Y3,BB1,YB1,BZ,YZ,
BZ1,YZ1
COMPLEX BA5,BA6
DO 1013 K7=1,300
TOR(K7,1)=0.
TOR(K7,2)=0.
1013 CONTINUE
DO 1113 K7=1,15
VS(K7)=0.
1113 CONTINUE
K5=0
R0=0.
C.....NNN11
X=AX $ K=(X+2.*P*N/D)*BT
CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,X,L21,M,IND,DET)
K5=K5+1
TOR(K5,1)=X
TOR(K5,2)=DET
DT(1)=DET $ JSS=0 $ IIM=II+1
DO 1 I=1,IIM $ HX=P/(D*I)
X=AX+2.*HX*(I-1) $ DT(2)=0. $ DT(3)=0.
DO 4 J=2,3 $ X=X+HX $ K=(X+2.*P*N/D)*BT
CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,X,L21,M,IND,DET)
K5=K5+1
TOR(K5,1)=X
TOR(K5,2)=DET
DT(J)=DET
4 CONTINUE
S1=DT(1)*DT(2) $ S2=DT(2)*DT(3)
IF(S1.LE.0. .OR.S2.LE.0.) GO TO 8
DT(1)=DT(3) $ GO TO 1
8 S7=ABS(DT(2)**2/(DT(1)*DT(3)))
IF(S7.9,9,10)
9 X1=AX+2.*HX*(I-1)
IF(S7.LE.1.) GO TO 888
X11=X1+HX*0.41
K=(X11+2.*P*N/D)*BT
CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,X11,L21,M,IND,DET)
K5=K5+1
TOR(K5,1)=X11
TOR(K5,2)=DET $ DT7=DET
S77=ABS(DT7**2/(DT(1)*DT(2)))
IF(S77.LE.1.) GO TO 888
DT(1)=DT(3) $ GO TO 1
888 X2=X1+HX $ U=X1 $ V=X2
DU=DT(1) $ DV=DT(2) $ SVS=V
GO TO 17
10 X1=AX+2.*HX*(I-1)+HX
IF(S7.LE.1.) GO TO 889
X11=X1+HX*0.401 $ K=(X11+2.*P*N/D)*BT
CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,X11,L21,M,IND,DET)
K5=K5+1
TOR(K5,1)=X11 $ TOR(K5,2)=DET
DT8=DET $ S78=ABS(DT8**2/(DT(2)*DT(3)))
IF(S78.LE.1.) GO TO 889
DT(1)=DT(3) $ GO TO 1
889 X2=X1+HX $ U=X1 $ V=X2
DU=DT(2) $ DV=DT(3) $ SVS=V
17 V=V-DV*(V-U)/(OV-DU) $ K=(V+P*2*N/D)*BT
DO 7 L=1,MK
U=SVS $ DU=DV
CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,V,L21,M,IND,DET)
K5=K5+1

```

UTINE GRRR

73/73 OPT=1

FTN 4.6+460

```

TOR(K5,1)=V
TOR(K5,2)=DET
DV=DET $ SVS=V $ DDVU=ABS(V-U)
IF(DDVU.GT.1.0E-13) GO TO 55
PRINT1233,V,K
1233 FORMAT(6X,4HVVV=,F12.7,2HK=,F12.7)
PRINT98,DET
PDV=P/D
DT(1)=DT(3)
TD=ABS(DET*GQ)
IF(V.GT.PDV) GO TO 1017

```

```

123  IF(TD.GT.0.1) GO TO 1
    FORMAT(8X,3HVV=,F12.7,2HK=,F12.7)
    K=(V+2*P*N/D)*BT $JSS=JSS+1 $ VS(JSS)=V $ KS(JSS)=K
    GO TO 56
55  V=V-DV*(V-U)/(DV-DU) $ K=(V+2*P*N/D)*BT
7  CONTINUE
    PRINT 123,V,K
    DT(1)=DT(3)
    PRINT96,DET
98  FORMAT(7X,4HDET=,E10.2)
    TOT=ABS(DET*GQ)
    PDV=P/D
    IF(V.GT.PDV) GO TO 1017
    JFYC=1
    IF(TOT.GT.0.1) GO TO 1
    XHX=HX*0.47
    IF(JSS.EQ.0) GO TO1237
    DEF=ABS(V-VS(JSS))
    IF(DEF.LT.XHX) GO TO 1
1237 UKAS=1.
C.....NNN12
    JSS=JSS+1 $ VS(JSS)=V $ KS(JSS)=K
C.....NNN13
56  V2=V+EE $ V1=V-EE
    CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK, <,V2,L21,M,IND,DET)
    DH2=DET
    CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,V1,L21,M,IND,DET)
    DH1=DET $ K2=K+EE $ K1=K-EE
    CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K2,V,L21,M,IND,DET)
    PRINT99,DH2,DH1
99  FORMAT(3X,4HD2=,E10.2,3X,4HD1=,E10.2)
    DK2=DET
    CALL UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K1,V,L21,M,IND,DET)
    DK1=DET
    DKH=(DH2-DH1)/(DK2-DK1) $ DKHN(JSS)=-DKH
231  PRINT 231,JSS,DKHN(JSS)
    FORMAT(2X,4HJSS=,I3,3X,10HDKHN(JSS)=,E9.2)
    CALL KOFW(L2,WA,WB,WC,WD,K,V,L21,M)
    IF(MEH-1) 30,60,70
C.....NNN14
C.....NNN15
30  DO 2 IK=1,L21
    DO 3 JK=1,L21
    UK(2*IK-1,2*JK)=WD(IK,JK)
    UK(2*IK,2*JK-1)=WA(IK,JK)
    UK(2*IK-1,2*JK-1)=WC(IK,JK)
    UK(2*IK,2*JK)=WB(IK,JK)
3  CONTINUE
2  CONTINUE
    DO 5 LJ=1,L11
    VP(LJ)=-UK(LJ,L1)
5  CONTINUE
    CALL MATIN1(UK,L1,L11,L1,0,IND,NERROR,DETFM)
    DO 6 IL=1,L11
    SP=0.
    DO 11 IM=1,L11
    SP=UK(IL,IM)*VP(IM)+SP
11  CONTINUE
    VB(IL)=SP
6  CONTINUE
    VB(L1)=1
C.....NNN16
    DO 177 LNL=1,N21
    NL=LNL-(NN+NGN+1) $ S1N=0. $ S2N=0. $ T1N=1. $ T2N=0.
    LNL1=LNL-1 $ LNP=LNL1*P
ROUTINE GRRR 73/73 OPT=1 FTN 4.6+460

DO 12 JL=1,L21
QJ=P*D1*(JL-(L2+1)-NL)/D $ FT=V+2.*P*(JL-L2-1)/D
BN=(HT*D1+LNP)/2. $ BN1=BN-LNP
S1N=S1N+VB(2*JL-1)*BESJ0(QJ)
IF(QJ.EQ.0.) GO TO 44
S2N=S2N+VB(2*JL)*BESJ1(QJ)/QJ
GO TO 45
44  S2N=S2N+VB(2*JL)*0.5
45  IIII=1
    T1N=T1N+VB(2*JL-1)*(BESJ0(BN)+(-1.)**LNL1*BESJ0(BN1))
    IF(BN.EQ.0.) GO TO 46
    TB=BESJ1(BN)/BN $ GO TO 47
46  TB=0.5
47  IIIJ=1
    IF(BN1.EQ.0.) GO TO 48
    TB1=BESJ1(BN1)/BN1 $ GO TO 49
48  TB1=0.5
49  T2N=T2N+VB(2*JL)*(TB-(-1.)**LNL1*TB1)
12  CONTINUE
    A1N(LNL,JSS)=S1N*P*D1/(2.*D)
    A2N(LNL,JSS)=S2N*P*D1/(2.*D)
    B1N(LNL,JSS)=T1N*P
    B2N(LNL,JSS)=T2N*P
177  CONTINUE
    GO TO 1

```

```

C.....NNN17
60 DO 61 IK=1,L21
DO 62 JK=1,L21 $UK(IK,JK)=WC(IK,JK)
CONTINUE
61 CONTINUE $ LMO=L21-1
DO 63 LJ=1,LMO $ VP(LJ)=-UK(LJ,L21)
63 CONTINUE
CALL MATIN1(UK,L1,LMO,L1,0,IND,NER,DET)
DO 64 IL=1,LMO $ SP=0.
DO 65 IM=1,LMO
SP=SP+UK(IL,IM)*VP(IM)
65 CONTINUE $ VB(IL)=SP
64 CONTINUE $ VB(L21)=1.
C.....NNN19
DO 178 LNL=1,N21
NL=LNL-(L2+NGN+1)
S1N=C. $ T1N=0.
LNL1=LNL-1 $ LNP=LNL1*P
DO 66 JL=1,L21
QJ=P*D1*(JL-(L2+1)-NL)/D
HT=V+2.*P*(JL-L2-1)/D
BN=(HT*D1+LNP)/2. $ BN1=BN-LNP
S1N=S1N+VB(JL)*BESJ0(QJ)
T1N=T1N+VB(JL)*(BESJ0(BN)+(-1.)*LNL1*BESJ0(BN1))
66 CONTINUE $ A1N(LNL,JSS)=S1N*P*D1/(2.*D)
B1N(LNL,JSS)=T1N*P $ A2N(LNL,JSS)=C. $ B2N(LNL,JSS)=0.
178 CONTINUE $ GO TO 1
C.....NNN20
C.....NNN21
70 DO 71 IK=1,L21
DO 72 JK=1,L21
UK(IK,JK)=WB(IK,JK)
72 CONTINUE
71 CONTINUE $ LMO=L21-1
DO 73 LJ=1,LMO $ VP(LJ)=-UK(LJ,L21)
73 CONTINUE
CALL MATIN1(UK,L1,LMO,L1,0,INC,NER,DET)
DO 74 IL=1,LMO $ SP=0.
DO 75 IM=1,LMO $ SP=SP+UK(IL,IM)*VP(IM)
75 CONTINUE $ VB(IL)=SP
74 CONTINUE $ VB(L21)=1.
C.....NNN22
DO 179 LNL=1,N21
LNL1=LNL-1 $ LNP=LNL1*P
NL=LNL-(L2+NGN+1)
S2N=C. $ T2N=0.
DO 76 JL=1,L21
QJ=P*D1*(JL-(L2+1)-NL)/D $ HT=V+2.*P*(JL-L2-1)/D
BN=(HT*D1+LNP)/2. $ BN1=BN-LNP
IF(QJ.EQ.0.) GO TO 77
S2N=S2N+VB(JL)*BESJ1(QJ)/QJ $ GO TO 78
77 S2N=S2N+VB(JL)*0.5
78 IIII=1 $ IF(BN.EQ.0.) GO TO 79
TB=BESJ1(BN)/BN $ GO TO 80
79 TB=C.5
80 IIIJ=1 $ IF(BN1.EQ.0.) GO TO 91
TB1=BESJ1(BN1)/BN1 $ GO TO 92
91 TB1=0.5
92 T2N=T2N+VB(JL)*(TB-(-1.)*LNL1*TB1)
76 CONTINUE $ A2N(LNL,JSS)=S2N*P*D1/(2.*D)
B2N(LNL,JSS)=T2N*P
A1N(LNL,JSS)=0. $ B1N(LNL,JSS)=0.
179 CONTINUE
1 CONTINUE
1017 IJSS=JSS
C.....NNN23
681 PRINT 681,IJSS
FORMAT(9X,5HIJSS=,I3)
IF(IJSS.EQ.0) RETURN
RFFL=1.
IF(CLU.EQ.0.) GO TO 1076
C.....NNN24
C.....NNN25
DO 18 IQ=1,IJSS
ABT=C.
DO 19 N1=1,N21 $ NS=N1-(L2+NGN+1)
HN1=VS(IQ)+2*P*NS/D
PN1=KS(IQ)**2-HN1**2
CP=CSQRT(Y*PN1)
REA=REAL(CP)
AIMA=AIMAG(CP)
RP=A*REA $ YP=A*AIMA
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
CL=BR(M+1)+E*BI(M+1)
IF(1-M) 101,101,102
CL1=BR(M)+E*BI(M)-M*CL/(CP*A) $ GO TO 103
101 CL1=-BR(2)-E*BI(2)
103 PGP=1.

```

ROUTINE GRRR

FTN 4.6+460

BA=BR(N1+1)+E*BI(M+1) \$ YA=YR(M+1)+E*YI(M+1)
RP=B*ABS(KS(IQ)) \$ YP=0.

```
R=RC  
A11=M*HN1*A1N(N1,IQ)/(A*PN1)+A2N(N1,IQ) $ A12=A1N(N1,IQ)*HN1/PN1  
F(1)=0.  
AT=0.  
DO 20 KI=1,I5  
  DR=A/(2.*I5)  
  R=RC+2*DR*(KI-1)  
  F(2)=C. $ F(3)=0.  
  DO 21 KJ=2,3 $ R=R+DR  
  RR=R*REA $ YP=R*AIMA  
  CALL BIKJN(RR,YP,M,BR,BI,YR,YI)  
  CLR=BR(M+1)+E*BI(M+1)  
  IF(1-M) 107,107,108  
107 CLR1=BR(M)+E*BI(M)-M*CLR/(CP*R) $ GO TO 109  
108 CLR1=-BR(2)-E*BI(2)  
109 PGP=3.  
  C1=REAL(CLR1*CP/CL) $ C2=REAL(CLR/(CP*CL1)) $ C3=REAL(CLR/CL)  
  C4=REAL(CLR1/CL1)  
  F(KJ)=R*((A12*C1-M*A11*C2/R)**2+(A11*C4-M*A12+C3/R)**2+  
  +(A1N(N1,IQ)*C3)**2)  
21 CONTINUE  
  AI=(F(2)+4.*F(2)+F(3))*DR/3.  
  AT=AT+AI $ F(1)=F(3)  
20 CONTINUE  
  ABT=ABT+AT  
19 CONTINUE  
C.....NNN26  
  TBT=0.  
  DO 199 N1=2,L21  
  EN=KS(IQ)**2-(P*(N1-1)/D1)**2  
  CE=CSQRT(Y*EN)  
  REA=REAL(CE) $ AIMA=AIMAG(CE)  
  RP=A*REA $ YP=A*AIMA  
  CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)  
  BA=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YA=YR(M+1)+E*YI(M+1)  
  IF(1-M) 110,110,111  
110 BA1=BR(M)+E*BI(M)-M*BA/(CE*A)  
  YA1=YR(M)+E*YI(M)-M*YA/(CE*A) $ GO TO 112  
111 BA1=-BR(2)-E*YI(2) $ YA1=-YR(2)-E*YI(2)  
112 PGP=4.  
ROUTINE GRRR 73/73 OPT=1 FTN 4.6+460
```

```
RP=B*REA $ YP=B*AIMA  
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)  
BB=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YB=YR(M+1)+E*YI(M+1)  
IF(1-M) 113,113,114  
113 BB1=BR(M)+E*BI(M)-M*BB/(CE*B)  
  YB1=YR(M)+E*YI(M)-M*YB/(CE*B) $ GO TO 115  
114 BB1=-BR(2)-E*BI(2) $ YB1=-YR(2)-E*YI(2)  
115 PGP=5.  
  BA5=BA*YB-YA*BB  
  BA6=BA1*YB1-YA1*BB1  
  Z1=REAL(CE*(BA1*YB-YA1*BB)/BA5)  
  Z2=REAL((BA*YB1-YA*BB1)/(CE*BA6))  
  Z3=1.  
  Z4=1.  
  PNB1=P*(N1-1)*B1N(N1,IQ)  
  A11=PNB1/(2*D1*EN)  
  A12=M*PNB1/(A*D1*EN)-B2N(N1,IQ)  
  FF(1)=A*((M*A12*Z2/(2*A)-A11*Z1)**2+(A12*Z4/2.-  
  -M*A11*Z3/A)**2+B1N(N1,IQ)**2*0.25)  
  BTT=0.  
  DR1=(B-A)/(2.*I6)  
  DO 22 KL=1,I6  
  RZ=A+2*DR1*(KL-1) $ FF(2)=0. $ FF(3)=0.  
  DO 23 KM=2,3 $ RZ=RZ+DR1  
  RRP=RZ*REA $ YRF=RZ*AIMA  
  CALL BIKJN(RRP,YRP,M,BR,BI,YR,YI)  
  BZ=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YZ=YR(M+1)+E*YI(M+1)  
  IF(1-M) 117,117,118  
117 BZ1=BR(M)+E*BI(M)-M*BZ/(CE*RZ)  
  YZ1=YR(M)+E*YI(M)-M*YZ/(CE*RZ) $ GO TO 119  
118 BZ1=-BR(2)-E*BI(2) $ YZ1=-YR(2)-E*YI(2)  
119 PGP=6.  
  Z1=REAL(CE*(BZ1*YB-YZ1*BB)/BA5)  
  Z2=REAL((BZ*YB1-YZ*BB1)/(CE*BA6))  
  Z3=REAL((BZ*YB-YZ*BB)/BA5)  
  Z4=REAL((BZ1*YB1-YZ1*BB1)/BA6)  
  FF(KM)=RZ*((M*A12*Z2/(2*RZ)-A11*Z1)**2+(A12*Z4/2.-  
  -M*A11*Z3/RZ)**2+(B1N(N1,IQ)*Z3*0.5)**2)  
23 CONTINUE  
  BIR=(FF(1)+4.*FF(2)+FF(3))*DR1/3. $ BTT=BTT+BIR  
  FF(1)=FF(3)  
22 CONTINUE  
  TBT=TBT+BTT  
199 CONTINUE  
  RP=A*ABS(KS(IQ))  
  YP=0.
```

```

CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
BA=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YA=YR(M+1)+E*YI(M+1)
RP=B*ABS(KS(IQ)) $ YP=0.
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
UB=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YB=YR(M+1)+E*YI(M+1)
BA5=BA*YB-YA*BB
FF(1)=A*(0.25*B1N(1,IQ))**2 $ CTT=0.
DO 222 KL=1,I6
RZ=A+2*DR1*(KL-1) $ FF(2)=0. $ FF(3)=0.
DO 223 KM=2,3 $ RZ=RZ+DR1
RP=RZ*ABS(KS(IQ)) $ YP=0.
CALL BIKJN(RP,YP,M,BR,BI,YR,YI)
BZ=BR(M+1)+E*BI(M+1) $ YZ=YR(M+1)+E*YI(M+1)
Z3=REAL((BZ*YB-YZ*BB)/BA5)
FF(KM)=RZ*(0.25*B1N(1,IQ)*Z3)**2
223 CONTINUE
BIS=(FF(1)+4*FF(2)+FF(3))*DR1/3.
CTT=CTT+BIS
FF(1)=FF(3)
222 CONTINUE
ATTT=D*ABT+0.5*D1*TBT+D1*CTT
FORM(IQ)=SQRT(2./ATTT)
C.....NNN27
DO 25 I7=1,N21
A1N(I7,IQ)=A1N(I7,IQ)*FORM(IQ)
A2N(I7,IQ)=A2N(I7,IQ)*FORM(IQ)
25 CONTINUE
18 CONTINUE
IF(GQQ.NE.7.) GO TO 1076
PRINT(14,((TOR(K9,K8),K8=1,2),K9=1,K5)
FORMAT(2X,4(X,2HH=,F11.9,X,4HTOP=,E10.2))
1076 RETURN $ END

```

FTN 4.6+460

ROUTINE UD 73773 OPT=1

FTN 4.6+460

```

C.....NNN28
C.....NNN29
SUBROUTINE UD(L2,L1,WA,WB,WC,WD,UK,K,H,L21,M,IND,DET)
REAL K
DIMENSION WA(L21,L21),WB(L21,L21),WC(L21,L21),WD(L21,L21)
DIMENSION IND(L1,2)
COMMON/E/ E,Y,MEH,NGN,GQ,GQQ
COMPLEX E,Y
DIMENSION UK(L1,L1)
CALL KOFW(L2,WA,WB,WC,WD,K,H,L21,M)
IF(MEH-1) 7,8,9
C.....NNN30
7 DO 1 IK=1,L21
DO 2 JK=1,L21
UK(2*IK-1,2*JK-1)=WC(IK,JK)
UK(2*IK,2*JK-1)=WA(IK,JK)
UK(2*IK-1,2*JK)=WD(IK,JK)
UK(2*IK,2*JK)=WB(IK,JK)
2 CONTINUE
1 CONTINUE
CALL MATIN1(UK,L1,L1,L1,0,IND,NER,DAM)
DET=DAM
GO TO 10
C.....NNN31
8 DO 3 IK=1,L21
DO 4 JK=1,L21
UK(IK,JK)=WC(IK,JK)
4 CONTINUE
3 CONTINUE
CALL MATIN1(UK,L1,L21,L1,0,IND,NER,DAM)
DET=DAM
IF(GQQ.NE.77.) GO TO 10
PRINT 17,H,DET
17 FORMAT(5X,2HH=,F19.11,5X,4HTOP=,E10.2)
GO TO 10
C.....NNN32
9 DO 5 IK=1,L21
DO 6 JK=1,L21
UK(IK,JK)=WB(IK,JK)
6 CONTINUE
5 CONTINUE
CALL MATIN1(UK,L1,L21,L1,0,IND,NER,DAM)
DET=DAM
RETURN $ END
ROUTINE KOFW 73773 OPT=1

```

FTN 4.6+460

```

C.....NHN33
SUBROUTINE KOFW(L2,WA,WB,WC,WD,K,H,L21,M)
DIMENSION WA(L21,L21),WB(L21,L21),WC(L21,L21),WD(L21,L21)
COMMON/R/ BR(5),BI(5),YR(5),YI(5)
COMMON/DR/ A,B,D,O1,P
COMPLEX Z1,Z2,Z1P,Z2P,ZZ1,ZZ2,ZZ1P,ZZ2P
COMPLEX PA,PAP,TA,TAP
COMPLEX XI,XI1,XIA,XIB,XIA1,XIB1,PL,PLA
COMMON/E/ E,Y,MEH,NGN,GQ,GQQ
COMPLEX BA,BA1,YA,YA1,BAA,BAA1,BBB,DL,DL1,BB,BBB1,YBB,BB1,YB,YB1,
YBB1,YAA,YAA1
REAL K
COMPLEX E,Y
P2P=2*P $ PP2=P/2.
N21=2*(L2+NGN)+1
DO 1 I=1,L21
I1=I-1
PK=K**2-(P*I/O1)**2
PK1=K**2-(P*I1/O1)**2
XI=CSQRT(Y*PK) $ XI1=CSQRT(Y*PK1)
XIA=XI*A $ XIB=XI*B
RB=REAL(XIB) $ QB=AIMAG(XIB)
RA=REAL(XIA) $ QA=AIMAG(XIA)
288 FORMAT(3X,E15.7)
CALL BIKJN(RA,QA,M,BR,BI,YR,YI)
BA=BR(M+1)+E*BI(M+1)
YA=YR(M+1)+E*YI(M+1)
IF(1-M) 4,4,5
BA1=BR(M)+E*BI(M)-M*BA/XIA
YA1=YR(M)+E*YI(M)-M*YA/XIA $ GO TO 6
5 BA1=-BR(2)-E*BI(2) $ YA1=-YR(2)-E*YI(2)
6 TGT=1.
CALL BIKJN(RB,QB,M,BR,BI,YR,YI)
BB=BR(M+1)+E*BI(M+1)
YB=YR(M+1)+E*YI(M+1)
IF(1-M) 7,7,8
BB1=BR(M)+E*BI(M)-M*BB/XIB
YB1=YR(M)+E*YI(M)-M*YB/XIB $ GO TO 12
9 BB1=-BR(2)-E*BI(2) $ YB1=-YR(2)-E*YI(2)
12 TGT=2.
Z1=BA*YB-YA*BB
Z2=BA*YB1-YA*BB1
Z1P=BA1*YB-YA1*BB
Z2P=BA1*YB1-YA1*BB1
Q1=REAL(Z2/(Z2P*XI))
Q2=Q1*PK
XIA1=XI1*A $ XIB1=XI1*B
RA1=REAL(XIA1) $ QA1=AIMAG(XIA1)
RB1=REAL(XIB1) $ QB1=AIMAG(XIB1)
CALL BIKJN(RA1,QA1,M,BR,BI,YR,YI)
BAA=BR(M+1)+E*BI(M+1)
YAA=YR(M+1)+E*YI(M+1)
IF(1-M) 13,13,14
13 BAA1=BR(M)+E*BI(M)-M*BAA/XIA1
14 YAA1=YR(M)+E*YI(M)-M*YAA/XIA1 $ GO TO 16
16 BAA1=-BR(2)-E*BI(2) $ YAA1=-YR(2)-E*YI(2)
TGT=3.
CALL BIKJN(RB1,QB1,M,BR,BI,YR,YI)
BBB=BR(M+1)+E*BI(M+1)
YBB=YR(M+1)+E*YI(M+1)
IF(1-M) 18,18,19
18 BBB1=BR(M)+E*BI(M)-M*BBB/XIB1
19 YBB1=YR(M)+E*YI(M)-M*YBB/XIB1 $ GO TO 20
20 BBB1=-BR(2)-E*BI(2) $ YBB1=-YR(2)-E*YI(2)
TGT=4.
ZZ1=BAA*YBB-YAA*BBB
ZZ2=BAA*YBB1-YAA*BBB1
ZZ1P=BAA1*YBB-YAA1*BBB
ZZ2P=BAA1*YBB1-YAA1*BBB1
277 FORMAT(2X,6E12.5)
Q11=REAL(ZZ2/(ZZ2P*XI1))
Q31=REAL(ZZ1P/(ZZ1*XI1))
Q41=Q11/PK1
DO 2 J=1,L21
JJ=J-(L2+1) $ HJ=H+P2P*JJ/D $ HJD=HJ*O1
SA=0. $ SB=0. $ SD=0. $ SC=0.
DO 3 LNN=1,N21 $ L=LNN-(L2+NGN+1)
LINE KOFW 73/73 OFT=1

```

FTN 4.6+460

```

HL=H+P2P*L/D
HL2=HL**2 $ HLK=K**2-HL2
PL=CSQRT(Y*HLK) $ PLA=PL*A
AF=P*O1*(JJ-L)/D $ PLR=REAL(PLA) $ PLI=AIMAG(PLA)
BJGA=BESJ0(AF)
BJ1A=BESJ1(AF)
CALL BIKJN(PLR,PLI,M,BR,BI,YR,YI)
DL=BR(M+1)+E*BI(M+1)
IF(1-M) 21,21,22
21 DL1=BR(M)+E*BI(M) $ GO TO 23
22 DL1=-BR(2)-E*BI(2)
TGT=5

```

21
22
23

```

BL2=BL1*HLK $ BL3=1./BL2 $ HLI1=HL*D1/2.
HLL=HLD1+PP2*I $ HLI=HL2-(P*I/D1)**2
HLL1=HLD1+PP2*I1 $ HLI1=HL2-(F*I1/D1)**2
PXL=SIN(HLL)/HLI
PXL1=SIN(HLL1)/HLI1
SSA=BJCA*PXL*BL1*M*HL/A
IF(AF.EQ.(.)) GO TO 15
SSB=BJCA*PXL*BL2/AF
GO TO 17
15 SSB=PXL*.5*BL2
17 HBBH=1.
SSC=BJCA*PXL1*(BL3-BL1*(M*HL/(K*A))**2/HLK)*HL
IF(AF.EQ.0.) GO TO 35
SSD=BJCA*PXL1*BL1*HL2/AF
GO TO 37
35 SSD=PXL1*BL1*HL2*.5
37 HBBH=2.
SA=SA+SSA $ SB=SB+SSB $ SC=SC+SSC $ SD=SD+SSD
3 CONTINUE
BF=(HJD+I*P)/2. $ BF1=(HJD+I1*P)/2.
BFM=BF-I*P $ BFM1=BF1-I1*P
WA(I,J)=SA-M*D*(BESJ0(BF)+(-1.)**I*BESJ0(BFM))*Q1/(4.*A)
WB(I,J)=SB+D*(BESJ1(BF)/BF-(-1.)**I*BESJ1(BFM)/BFM)*Q2/(4.*P*I
/D1)
TDI=1.
WC(I,J)=-SC+TDI*D*(BESJ0(BF1)+(-1.)**I1*BESJ0(BFM1))*(Q31-(M*P*I1
/(K*A*D1))**2*Q41)/4.
WD(I,J)=M/(A*K**2)*(SD+TDI*D*P*I1*(BESJ1(BF1)/BF1-(-1.)**I1*
*BESJ1(BFM1)/BFM1)*Q11/(4.*D1)).
2 CONTINUE
1 CONTINUE
72 FORMAT(2X,5E10.3)
RETURN $ END

```

UTIME BIKJN 73/73 OPT=1

FTN 4.6+460

```

SUBROUTINE BIKJN(X,Y,M,BR,BI,YR,YI)
DIMENSION BR(5),BI(5),YR(5),YI(5)
DIMENSION BQJ(5),BQN(5),BQI(5),BQK(5)
COMPLEX E,EQI,EQY
E=(0.,1.)
M=M+2
P=3.14159265 $ M1=M+1
PS=SQRT(P) $ P4=P/4.
P43=3.*P4
IF(X) 5,5,6
5 SBC=1.
IF(Y-30.) 7,7,8
7 BQI(1)=BESJ0(Y) $ BQK(1)=BESK0(Y)
BQI(2)=BESJ1(Y) $ BQK(2)=BESK1(Y)
GO TO 9
8 SBC=3.
IF(Y-100.) 44,44,45
44 ESY=EXP(Y)
GO TO 47
45 ESY=EXP(100.)
47 SQY=SQRT(2.*Y)
WY=8.*Y
WY2=WY*WY
BQI(1)=ESY*(1.+1./WY+4.5/WY2)/(PS*SQY)
BQK(1)=(1.-1./WY+4.5/WY2)/(ESY*SQY)*PS
BQI(2)=ESY*(1.-3./WY-7.5/WY2)/(PS*SQY)
BQK(2)=(1.+3./WY-7.5/WY2)/(ESY*SQY)*PS
9 DO 1 I=2,M
BQI(I+1)=BQI(I-1)-BQI(I)*2*(I-1)/Y
BQK(I+1)=BQK(I-1)+BQK(I)*2*(I-1)/Y
1 CONTINUE

```



```

DO 2 J=1,M1
J1=J-1
EQI=Ev*J1*BQI(J)
EQY=EQI+(-E)**J1*2*BQK(J)*E/P
EQY=EQY+E
BR(J)=REAL(EQI) $ BI(J)=AIMAG(EQI)
YR(J)=REAL(EQY) $ YI(J)=AIMAG(EQY)
2 CONTINUE $ GO TO 10
6 SBC=2.
IF(X-30.) 11,11,12
11 BQJ(1)=BESJ0(X) $ BQN(1)=BESY0(X)
BQJ(2)=BESJ1(X) $ BQN(2)=BESY1(X)
GO TO 13
12 CIX=COS(X-P4) $ SIX0=SIN(X-P4)
CIX1=COS(X-P43) $ SIX1=SIN(X-P43)
WX=8.*X $ SQX=SQRT(2./(P*X))
WX2=WX*WX $ WX3=WX2*WX
WX4=WX2*WX2
POX=1.-4.5/WX2+459.375/WX4
QOX=-1./WX+37.5/WX3
P1X=1.+7.5/WX2-590.625/WX4
Q1X=3./WX-52.5/WX3
BQJ(1)=SQX*(POX*CIX0-QOX*SIX0)
BQN(1)=SQX*(POX*SIX0+QOX*CIX0)
BQJ(2)=SQX*(P1X*CIX0-Q1X*SIX0)
BQN(2)=SQX*(P1X*SIX0+Q1X*CIX0)
13 DO 3 L=2,M
BQJ(L+1)=-BQJ(L-1)+BQJ(L)*2*(L-1)/X
BQN(L+1)=-BQN(L-1)+BQN(L)*2*(L-1)/X
3 CONTINUE
DO 4 L2=1,M1
BR(L2)=BQJ(L2) $ BI(L2)=0.
YR(L2)=BQN(L2) $ YI(L2)=0.
4 CONTINUE
10 M=M-2
RETURN $ END

```

Комментарии к программе ALF (NNN ≡ N⁹).

- №1 $CLU = 0$ - только поиск корней системы (6.48), (6.49),
например, при $N = 0$
 $CLU \neq 0$ - расчет потерь.
- №2 Параметры структуры.
- №3 Параметры сгустков.
- №4 1) Заряженный сгусток.
- №5 2) Токовый сгусток.
- №6 3) Эксцентричный сгусток.
- №7 Параметры приближения.
- №8 Случай азимутально несимметричный.
- №9 Случай E - волн.
- №10 Случай H - волн.
- №11 Поиск корней системы (6.48), (6.49).
- №12 JSS - счетчик числа найденных корней (при данном N)
- №13 Вычисление $DKHN$ - групповой скорости.
- №14 Несимметричные волны.
- №15 Вычисление коэффициентов $f_{1t} ; f_{2t}$ (массив VB)
- №16 Вычисление коэффициентов $A_{1N}, A_{2N}, B_{1N}, B_{2N}$
- №17 E - волны.
- №18 Вычисление коэффициентов $f_{1t} ; (f_{2t} \equiv 0)$ (массив VB).
- №19 Вычисление коэффициентов A_{1N}, B_{1N} .
- №20 H - волны.
- №21 Вычисление коэффициентов $f_{2t} ; (f_{1t} \equiv 0)$ (массив VB)
- №22 Вычисление коэффициентов A_{2N}, B_{2N} .
- №23 IJSS - число собственных волн, найденных для данного N .
- №24 Вычисление нормы для A_{1N}, A_{2N} .
- №25 I) Интеграл по области распространения.

- №26 2) Интеграл по резонаторной области ячейки.
- №27 Нормировка коэффициентов A_{1N}, A_{2N} .
- №28 Вычисление $\text{Det} \{ U_K(h, \kappa) \} \equiv \text{DET}$
- №29 U_K - матрица основной системы (6.40)-(6.43).
- №30 Несимметричные волны.
- №31 E - волны.
- №32 H - волны.
- №33 Вычисление элементов матрицы U_K .

Л и т е р а т у р а .

1. Ахиезер А.И., Любарский Г.Я., Файнберг Я.Б.
ЖТФ XXV , стр. 2526, 1955.
2. Авдеев Е.В., Воскресенский Г.В. Об уточнении расчета дисперсионных зависимостей диафрагмированного волновода "Ускорители" (сборник статей) МНФН , вып. X , М., Атомиздат, 1968 г., стр. 52.
3. Вальднер О.А., Собенин Н.П., Зверев Б.В., Щедрин И.С.
Справочник по диафрагмированным волноводам М., Атомиздат, 1969.
4. Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорителя электронов с интенсивными пучками, М., Атомиздат, 1979 г.
5. Keil E. CERN-ISR-TN/71-61, Geneva, 1971z.