

5177/2-79



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

И-811

17/12-79

P9 - 12614

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

ИЗЛУЧЕНИЕ КОЛЬЦЕВОГО СГУСТКА С ТОКОМ,
ДВИЖУЩЕГОСЯ ВДОЛЬ ОСИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ
КОАКСИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

1979

Иркегулов А.Ш., Уразаков Э.И., Швачка А.Б. Р9 - 12614

Излучение кольцевого сгустка с током, движущегося вдоль оси полубесконечной коаксиальной системы

Исследовано возбуждение полубесконечной коаксиальной системы кольцевым сгустком с азимутальным током, движущимся вдоль оси ускорительного тракта. Система двух парных интегральных уравнений типа Винера-Хопфа-Фока, к которой сводится краевая задача, решена методом факторизации матрицы ядра системы $\hat{L}(2 \times 2)$. Решение получено путем разложения матрицы \hat{L} по проекционным операторам. Проекторы построены с помощью матриц Паули. Получены аналитические выражения для поля излучения, плотности и потока энергии, а также радиационной силы, действующей на сгусток. Выполнены численные расчеты на БЭСМ-6 для конкретных конфигураций каналов. Найдена зависимость потока энергии и радиационной силы от скорости движения сгустка.

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 - 12614

The Radiation of the Ring Bunch with Current Moving along the Axis of the Semiinfinite Coaxial System

The excitation of the semiinfinite coaxial system by ring bunch with azimuthal current moving along the axis of the accelerating channel was studied. The boundary value problem comes to the system of two coupled integral equations of the Wiener-Hopf-Fock type. This system was solved by factorization of the matrix kern of the system of integral equations. The kern was decomposed over the projective matrices and the solution of the system of equations was determined by factorization of the eigenvalues of this expansion. The projective matrices were obtained by using the Pauli matrices. The analytic expressions for the radiation field, energy flux density and the radiative force, acting on the ring bunch were found. The numerical simulation via computer for the special configuration of the channel was performed. The energy flux and radiative force depending on the speed of bunch along the axis of system were determined.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

Во многих приборах СВЧ-электроники, волноводной техники, а также в ускорителях ^{1,2/} движущиеся сгустки с азимутальным током, электронные пучки и кольца взаимодействуют с наведенными полями в сложных волноводных каналах с несколькими разрывами границ. В связи с этим возникает необходимость определения полей возбуждения и расчета потерь энергии летящего сгустка в неоднородной волноводной системе. Конфигурация полей играет существенную роль при решении вопросов фокусировки, стабилизации и устойчивости ускоряемого объекта; по интенсивности переходного или дифракционного излучения можно определить энергию релятивистских частиц.

В работе приведен расчет полей излучения при движении кольцевого незаряженного сгустка с азимутальным переменным током вдоль оси системы, состоящей из круглых коаксиальных труб /см. рис. 1/.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим задачу о возбуждении симметричных электромагнитных волн движущимся вдоль оси z^* кольцевым сгустком с азимутальным монохроматическим током заданной частоты в неоднородном канале /рис. 1/. Предполагается, что форма и размеры сгустка в процессе движения не изменяются.

* Расчет производится в цилиндрической системе координат $\{r, \phi, z\}$. Обозначения соответствуют приведенным в работах ^{3,4/}.

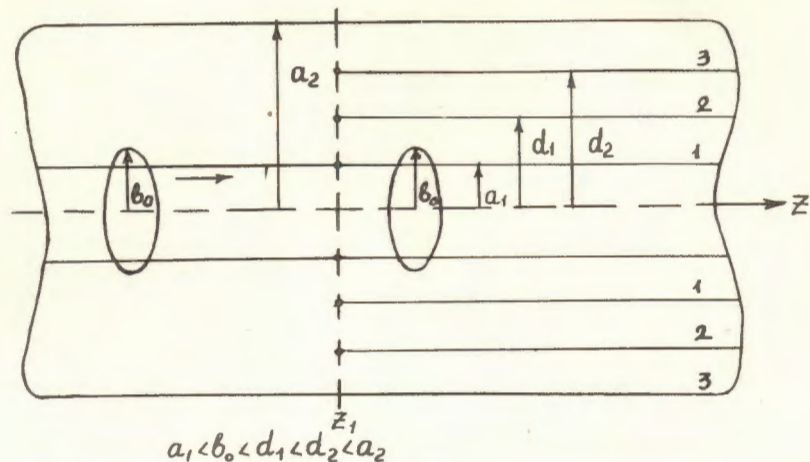


Рис. 1. Конфигурация волноводной системы.

Оси кольца и волноводного тракта совпадают. Используя решение неоднородных уравнений Максвелла в форме запаздывающих потенциалов, с помощью преобразования Фурье определим поля возбуждения внутри и вне полубесконечной коаксиальной линии в виде набора волноводных пространственных гармоник с частотой $\omega = kc$. Запишем граничные условия на поверхности идеального проводника и его продолжении $E_{tg} = 0$ при $z > z_1$, $\partial H_n / \partial r = 0$ при $z < z_1$ / в интегральной форме. Здесь решение задачи о возбуждении волноводной системы сводится к решению матричной системы из двух парных интегральных уравнений Винера-Хопфа-Фока /ВХФ/ относительно фурье-компоненты /ф.к./ плотности тока $F(w)^{3/}$, индуцированного на стенках волноводной системы:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iwz} (\hat{L} \vec{F} + \vec{f}_l) = 0 \quad \text{при } z > z_1, \quad /2.1/$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dw e^{iwz} (\vec{F} + \vec{F}_{0II}) = 0 \quad \text{при } z < z_1,$$

где $w^2 = k^2 - v^2$.

Здесь

$$\hat{L} = \frac{1}{(a'_1, a'_2)} \begin{pmatrix} (a'_1, d'_1)(d'_1, a'_2) & (a'_1, d'_1)(d'_2, a'_2) \\ (a'_1, d'_1)(d'_2, a'_2) & (a'_1, d'_2)(d'_2, a'_2) \end{pmatrix}$$

- матричное ядро системы /2.1/, при этом введено обозначение

$$(a'_1, d'_1) = J_0'(va_1)H_0^{(1)'}(vd_1) - J_0'(vd_1)H_0^{(1)'}(va_1),$$

где $J_0(x)$, $H_0^{(1)}(x)$ - функции Бесселя и Ханкеля 1-го рода нулевого порядка и выполняется условие $a_1 < b_0 < d_1 < d_2 < a_2$. В этих обозначениях ф.к. поля и тока, возбуждаемого на стенках труб радиусов d_1 и d_2 , записываются в виде

$$\vec{f}_l = \frac{(a'_1, bm)}{(a'_1, a'_2)} \begin{pmatrix} (d'_1, a'_2) \\ (d'_2, a'_2) \end{pmatrix}, \quad /2.2/$$

$$\vec{F}_{0II} = - \frac{(d'_1, bm)}{(a'_1, d'_1)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad /2.3/$$

Здесь

$$(a', b) = \frac{\partial}{\partial va} (a, b), \quad (a', bm) = \frac{2\pi^2 i}{c} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db (a', bm), \quad (a', bm) = (a', b') j_\phi.$$

Плотность тока кольцевого источника в собственной системе координат задаем в виде

$$j_\phi = \frac{I_0}{b_0} \delta(b - b_0) \frac{a}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2(z - z_0)^2} e^{-i\omega_0 t}. \quad /2.4/$$

Здесь $\alpha = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\ell}$, ℓ - длина сгустка по z , I_0 - амплитуда тока в сгустке; z_0, b_0 - координаты источника в собственной системе, $\omega_0 = kc$.

3. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

С помощью модифицированного метода ВХФ^{3/} сведем решение системы /2.1/ к решению системы алгебраических урав-

нений относительно плотностей наведенных токов в точках разрыва $z = z_1$ и $z = z_2$. При $z_1 \neq z_2$ решение задачи записывается в виде экспоненциально сходящегося ряда. Так как при $z_1 = z_2$ показатели всех экспонент обращаются в нуль, то решение уравнений /2.1/ сводится к факторизации матричного ядра \hat{L} . Для этого представим ядро \hat{L} в виде ряда по проекционным операторам. Аналитическое продолжение элементов \hat{L} в верхнюю и нижнюю полуплоскости комплексного переменного w сведется к аналитическому продолжению скалярных функций, являющихся собственными значениями разложения ядра \hat{L} по проекторам^{/3/}. Используя эту процедуру, найдем факторизованные ядра \hat{L}_+ , \hat{L}_+^{-1} , \hat{L}_- , \hat{L}_-^{-1} и запишем решение /2.1/ в виде

$$\vec{F} = \hat{L}_+^{-1} [A_+(w) + B_-(w)] e^{-i w z_1} \quad /3.1/$$

Здесь \hat{L}_+^{-1} - факторизованное в верхней полуплоскости w ядро \hat{L}^{-1} . При этом

$$\hat{L}_+^{-1} = \frac{(a'_1, d'_1)_{\pm}^{-1}}{\sqrt{h^1}} \cdot \frac{(\hat{I} \pm \hat{n})}{2} \cdot \frac{\sqrt{h^1}}{(a'_1, d'_1)_{\pm}^{-1} \cdot (d'_1, d'_2)_{\pm}^{-1} \cdot (d'_2, a'_2)_{\pm}^{-1}} \cdot \frac{(\hat{I} \pm \hat{n})}{2} \quad /3.2/$$

где $\frac{1}{2}(\hat{I} \pm \hat{n})$ - проекционные матрицы, вид которых зависит от выбора пространственной области системы.

$$\hat{L} = \hat{S} \hat{I} \pm \hat{p} \hat{n} \cdot h^1 \cdot h e^{iv(a_2 - a_1)} (S, p) e^{iv(a_2 - a_1)}$$

В этой формуле $S = \frac{1}{2} \text{Sp} \hat{L}$ - скаляр матрицы \hat{L} , $p = \sqrt{S^2 - \det \hat{L}}$ - длина вектора матрицы \hat{L} .

$$(a'_1, a'_2)_{\pm}^{-1} = (a'_1, a'_2)_{\pm} e^{iv(a_2 - a_1)} \quad /3.3/$$

Функции h^1 , $(a'_1, a'_2)_{\pm}^{-1}$ и другие выражения такого типа являются факторизованными по ВХФ цилиндрическими функциями и их комбинациями. Они имеют степенной рост при $w \rightarrow \pm \infty$.

Полубесконечная коаксиальная линия существенно влияет на излучение источника до и после пролета ее конца. Волны, рассеянные концами, имеют ту же частоту, что и токи неподвижного излучателя. При движении сгустка в силу эффекта

Допплера рассеянные волны разделяются по частотам и возникает переходное излучение, которое имеет место даже при пролете источников с постоянными зарядами и токами^{/6/}.

Представим ф.к. плотности тока источника в виде $j = j_{\perp} + j_{\parallel}$, где j_{\perp} , j_{\parallel} - ф.к. плотности тока до и после пролета сгустком точки z_1 . В системе, связанной с волноводом,

$$j_{\perp} = T \cdot \Phi_{\perp} \cdot e^{-\left(\frac{k - \gamma k_0}{2\gamma\beta a}\right)^2}, \quad j_{\parallel} = T \cdot \Phi_{\parallel} \cdot e^{-\left(\frac{k - \gamma k_0}{2a\beta\gamma}\right)^2} \quad /3.4/$$

Здесь

$$T = \frac{I_0 \delta(b - b_0)}{2\pi i b_0 c}, \quad \Phi_{\pm} = \frac{e^{i \frac{z_1}{\gamma\beta} \{[\gamma(k \cdot \beta w) - k_0] - z_0(k - \beta k_0)\}}}{\gamma(k \cdot \beta w) - k_0 \pm i\epsilon} \quad /3.5/$$

при этом $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, βc - скорость движения источника вдоль оси $z(\beta = 0)$, $k_0 c$ - частота колебаний тока в сгустке в собственной системе координат, c - скорость света. Учитывая зависимость величин A_+ и B_- /см. формулу /3.1// от j_{\perp} и j_{\parallel} ^{/3/} после интегрирования по объему источника получим явные выражения для A_+ и B_- .

$$A_+ = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{i w_n z_1}}{w - w_n} \left[\frac{v(a'_1, b_n)(a'_1, a'_2)^{-1}}{w \sqrt{h^1} \frac{d}{dv}(a'_1, a'_2)} \cdot \frac{(d'_1, a'_2)}{(d'_2, a'_2)} \right]_{w = w_n} \quad /3.6/$$

/суммирование ведется по нулям величины $(a'_1, a'_2) /$,

$$B_- = \sum_{s=1}^3 B_{s-}^{-}(w) \quad /3.7/$$

Каждое слагаемое в /3.7/ представляет собой сумму по собственным волнам, волновые векторы которых совпадают с нулями функций (a'_1, d'_1) , (d'_1, d'_2) , (d'_2, a'_2) в 1-й, 2-й и 3-й областях волноводной системы:

$$B_{1-}^{-} = \left(\begin{array}{c} 1 \\ 0 \end{array} \right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-i w_k z_1}}{w - w_k} \left[\frac{v(a', b_n)(a'_1, d'_1)^{-1} \cdot (d'_1, d'_2)}{w} \cdot (d'_2, a'_2)_{\pm}^{-1} \right]_{w = w_k} \quad /3.8/$$

$$\vec{B}_{2-} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-iw_k z_1}}{w + w_k} \left[\frac{v(a'_1, d'_1)_+ \cdot (d'_1, d'_2)_+^1 \cdot (d'_2, d'_2)_+^1 \cdot (d'_1, \underline{bm})}{w(d'_1, d_1) \sqrt{h^1} \frac{d}{dv}(d'_1, d'_2)} \right] (d_1, d'_2)_+ \Big|_{(d'_1, d_2)} w = -w_k \quad /3.9/$$

$$\vec{B}_{3-} = \left(\frac{1}{0} \right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-iw_k z_1}}{w + w_k} \left[\frac{v(\underline{bm}, a_2)(a'_1, d'_1)_+^1 \cdot (d'_1, d'_2)_+^1 \cdot (d'_2, a_2)_+^1}{w \sqrt{h^1} \frac{d}{dv}(d'_2, a'_2)} \right] w = -w_k \quad /3.10/$$

Определив $\vec{F} = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix}$, найдем поля рассеянных волн. Все компоненты полей рассеянных волн выражаются через инвариантную комбинацию $[r, \underline{bm}]^{3,4'}$. Например,

$$H_z = -v[r, \underline{bm}] = -v \epsilon [\vec{A}_+ + \vec{B}_-] e^{-iw z_1} \quad /3.11/$$

где

$$\vec{\epsilon} = \hat{L}_+^{-1} \{ [a'_1 | r, d'_1 | a'_2] [a'_1 | r, d'_2 | a'_2] \} = \hat{L}_+^{-1} \vec{N} \quad /3.12/$$

$$[a'_1 | r, d'_1 | a'_2] = \begin{cases} (a'_1, r)(d'_1, a'_2) & \text{при } r < d_1 \\ (a'_1, d'_1)(r, a'_2) & \text{при } r > d_1 \end{cases} \quad /3.12/$$

Для определения полей в различных пространственных областях волноводной системы воспользуемся свойствами проекционных матриц, входящих в выражения для факторизованных ядер. Учитывая, что операторы $\frac{1}{2}(\hat{I} \pm \hat{n})$ имеют различный вид в свободном пространстве и при наличии труб, они по-разному воздействуют на вектор \vec{N} , входящий в выражения для полей:

$$\left(\frac{\hat{I} + \hat{n}}{2} \right) (a'_1, a'_2) \vec{N} = (a'_1, a'_2) \vec{N}, \quad \left(\frac{\hat{I} - \hat{n}}{2} \right) (a'_1, a'_2) \vec{N} = 0 \quad /3.13/$$

в нулях (a'_1, a'_2) .

Аналогично

$$\left(\frac{\hat{I} + \hat{n}}{2} \right) \vec{N} = 0, \quad \left(\frac{\hat{I} - \hat{n}}{2} \right) \vec{N} = \vec{N} \quad /3.14/$$

в нулях выражений (a'_1, d'_1) , (d'_1, d'_2) и (d'_2, a'_2) . Используя соотношения /3.13/ и /3.14/, получим

а/ при $(a'_1, a'_2) = 0$

$$\vec{\epsilon}_{\Pi 1} = \frac{e^{-ivr}}{(a'_1, a'_2)_-^1 \sqrt{h^1}} \{ (d'_1, a'_2)_+^1 e^{ivd_1}, (d'_2, a'_2)_+^1 e^{ivd_2} \}, \quad /3.15/$$

б/ при $(a'_1, d'_1) = 0$

$$\vec{\epsilon}_{\Pi 1} = \frac{\sqrt{h^1} (a'_1, r) e^{-ivr}}{(a'_1, d'_1)_+^1 (a'_1, a'_2)_-^1} \{ 0, 1 \} + \frac{(d'_2, a'_2)_-^1 (d'_1, d'_2)_-^1 (a'_1, r) e^{iv(d_1-r)}}{(a'_1, d'_1)_+^1 \sqrt{h^1}} \{ 1, 0 \}. \quad /3.16/$$

Отметим, что первое слагаемое при интегрировании по w не дает вклада в поле.

в/ при $(d'_1, d'_2) = 0$

$$\vec{\epsilon}_{\Pi 2} = \frac{(a'_1, d'_1)_-^1 (d'_2, a'_2)_-^1 (d'_2, r)^1}{(d'_1, d'_2)_+^1 (d'_1, d_2) \sqrt{h^1}} \{ (d_1, d'_2) e^{iv(r-d_1)}, (d'_1, d_2) e^{iv(d_2-r)} \}, \quad /3.17/$$

г/ при $(d'_2, a'_2) = 0$

$$\vec{\epsilon}_{\Pi 3} = \frac{(a'_1, d'_1)_-^1 (d'_1, d'_2)_-^1 (r, a'_2)^1}{(d'_2, a'_2) \sqrt{h^1}} e^{iv(r-d_2)} \{ 0, 1 \}. \quad /3.18/$$

Ф.к. полей в области $z < z_1$ пропорциональны выражению

$$\frac{\Lambda(w)}{(a'_1, a'_2)_-^1} e^{-iw z_1} \quad /3.19/$$

$$\Lambda(w) = \vec{A}_+ \{ w, j_{\Pi} (w_{\Pi}, w_{\Pi 1}) \} \vec{\epsilon}_{\Pi}$$

которое входит в формулы для полей излученных волн, движущихся с групповой скоростью $\beta_{гр} \beta$. После пролета источником точки $z = z_1$ электромагнитное поле возбуждается во всех областях волноводной системы. Например ³,

$$H_z(w) = v B_{гп} \{w, j_{п}(-w_k, w_{ки})\} \begin{pmatrix} \epsilon_{п1} \\ \epsilon_{п2} \\ \epsilon_{п3} \end{pmatrix} e^{-i w z_1} \quad /3.20/$$

или

$$H_z(w) = \frac{\Pi_{1,2,3}(w)}{(d'_1, d'_j)^{1/2}} e^{-i w z_1}$$

Здесь $w_{ки}$ - продольный волновой вектор в системе координат источника.

При $\beta_{гр} \beta$ продольная компонента напряженности магнитного поля рассеянных волн в фурье-представлении определяется формулой

$$H_z(w) = v \{A \cdot [w, j_{л}(w_{п}, w_{ни})] + B \cdot [w, j_{л}(w_{п}, w_{ни})]\} \epsilon_{л} e^{i w z_1} \quad /3.21/$$

и в области $z > z_1$ имеет вид:

$$H_z(z, k) = \sum_{\rho=0}^{\infty} \text{Res} \{ \epsilon_{л}(w, w_{\rho}) \{A \cdot [w_{\rho}, j_{л}(w_{п}, w_{ки})] + B \cdot [w_{\rho}, j_{л}(w_{п}, w_{ки})]\} e^{i w_{\rho}(z-z_1)} \} \quad /3.22/$$

Это поле представляется набором полей пространственных гармоник с волновыми векторами w_{ρ} , определяемыми из условия $(a'_1, a'_2) = 0$.

При $z > z_1$, согласно /3.20/, напряженность продольного магнитного поля выражается формулой:

$$H_{zB}(z, k) = \sum_{\rho=0}^{\infty} \text{Res} \left\{ \begin{pmatrix} \epsilon_{п1}(w-w_{\rho}) \\ \epsilon_{п2}(w-w_{\rho}) \\ \epsilon_{п3}(w-w_{\rho}) \end{pmatrix} \right\} B_{гп} [w_{\rho}, j_{п}(w_k, w_{ки})] e^{i w_{\rho}(z-z_1)} \quad /3.23/$$

Следует отметить, что волны, возбуждаемые кольцевым током после пролета им разрыва системы в точке $z = z_1$, не возбуждают поверхностных токов и полей в области $z < z_1$, где напряженность продольного магнитного поля, вычисляемая по формуле /3.23/, равна нулю. Эта область есть область "полной тени" для возбужденного поля. Такая зона существует в системе и при возбуждении волн неподвижным источником, расположенным на оси коаксиала с теми же поперечными размерами. Как следует из формул /3.22/ и /3.23/, зависимость напряженности полей от частоты определяется множителем

$$\frac{\exp \frac{i}{\gamma \beta} \{-\omega t - z_1 [\gamma(k - \beta w_k) - k_0] - z_0 (k - \gamma k_0)\}}{\gamma(k \pm \beta w) - k_0 \pm i\epsilon}$$

Здесь верхний знак относится к формуле /3.22/, нижний - к /3.23/. При переходе к временному представлению поле до пролета источником точки z_1 рассчитываем путем замыкания контура интегрирования в верхней полуплоскости комплексного переменного k .

$$H_z(z, t) = 2\pi i \text{Res} \{ H_z(z, k) \}_{k = \gamma^{-1}(k_0 - \gamma \beta w_k)} \quad /3.24/$$

В этой области выполняется условие

$$\text{ct} z_1 \gamma^{-1} - \ell(\gamma \beta)^{-1} = R \quad /3.25/$$

где $R = z - z_1$.

Вклад в напряженность поля излучения дают волны, испущенные сгустком в сторону конца $z = z_1$. Волны с $\beta_{гр} \beta$ рассеиваются на разрыве в точке z_1 только после пролета источником этой точки. В этом случае условие на время пролета сгустка имеет вид

$$\text{ct} z_1 \gamma^{-1} - \ell(\gamma \beta)^{-1} = R, \quad /3.26/$$

что и определяет выбор контура интегрирования при переходе к временному представлению полей излучения. Используя теорему о вычетах ⁵, получаем

$$H_z(z, t) = -2\pi i \text{Re} \{ H_z(z, k) \}_{k = \gamma^{-1}(k_0 - \gamma \beta w_k)} \quad /3.27/$$

При возбуждении системы протяженным источником, движущимся вблизи точки разрыва, поля рассчитываются одновременно по формулам /3.24/ и /3.27/, причем при $l < z_0 \leq l_0$ используем формулу /3.24/, а при $l_0 \leq z_0 < l$ - формулу /3.27/. Величину l_0 определим из условия

$$ct = z_1 \gamma^{-1} - l_0 (\gamma \beta)^{-1} + R.$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Методом численного эксперимента исследовано поведение плотности и потока энергии, а также радиационной силы, действующей на сгусток, в зависимости от скорости сгустка β . Для проведения расчетов на БЭСМ-6 использован пакет программ на языке ФОРТРАН^{/8/}. Плотность, поток энергии и радиационная сила вычислены с помощью выражений для полей, приведенных выше.

В расчетах использованы следующие значения параметров системы: $k_0 = \omega_0 c^{-1} = 11 \text{ см}^{-1}$; обратная полуширина сгустка $a = 10^{-8}$; 0,1; 1; 2; 20 см^{-1} . Радиусы волноводов $d_1 = 2 \text{ см}$; $d_2 = 2,4; 4; 6 \text{ см}$; радиусы внутренней и внешней труб равны соответственно $a_1 = 0$ и $a_2 = 8 \text{ см}$. Координата левого конца полубесконечных труб $z_1 = 12 \text{ см}$, радиус кольцевого сгустка $b_0 = 1,1; 1,5; 1,9 \text{ см}$, релятивистский фактор γ варьировался в пределах от 1 до 10^4 . Правильность расчетов контролировалась с помощью вычисления сохраняющихся величин, при этом относительная погрешность расчетов не превышала 1%.

С помощью пакета программ^{/8/} вычислены потоки энергии, обусловленные как "опережающими" ($|\beta_{\text{гр}}| > |\beta|$), так и "запаздывающими" ($|\beta_{\text{гр}}| < |\beta|$) пространственными гармониками поля излучения^{/3/}. Как показали расчеты, плотность потока энергии излучения вдоль оси z с ростом γ уменьшается по закону γ^{-2} . При этом расчетом предсказывается изменение знака прямого потока энергии излучения ($S_z \uparrow \beta$) и монотонное уменьшение величины обратного потока энергии излучения с ростом γ /см. рис. 2, кривые 1 и 2 соответственно/.

Так как радиационная сила, действующая на сгусток, определяется как прямым, так и обратным потоками излучения, то

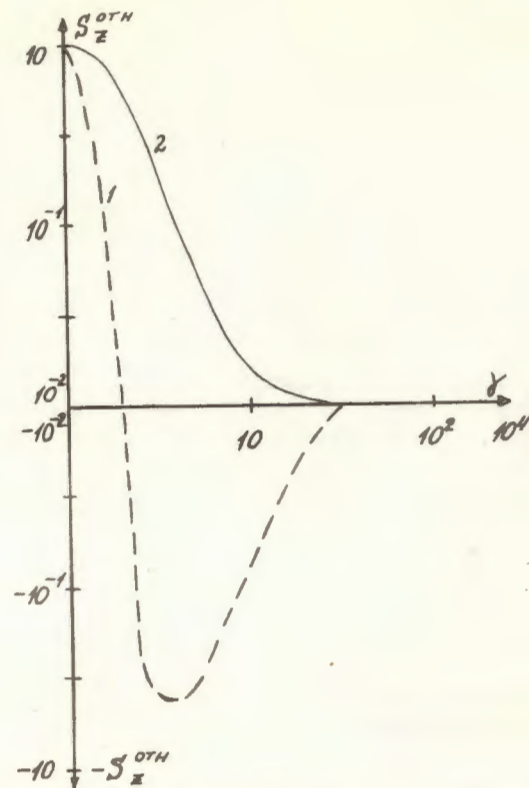


Рис. 2. Плотность потока энергии излучения, рассеянной на разрыве волноводов, как функция скорости сгустка. 1 - плотность потока энергии при $|\beta_{\text{гр}}| > |\beta|$; 2 - плотность потока энергии при $|\beta_{\text{гр}}| < |\beta|$.

при определенных условиях она может менять знак. Численный эксперимент подтверждает наличие областей "автоускорения" сгустка^{/7/} при определенных значениях γ /рис. 3/. Положение областей "автоускорения" сгустка на оси γ зависит от конфигурации волноводной системы, а также от размеров и положения источника.

Колебательный характер радиационной силы /см. рис. 3/ указывает на то, что имеет место передача энергии от сгустка полю и обратно при различных значениях γ , при этом суммарная энергия сгустка и поля излучения остается неизменной.

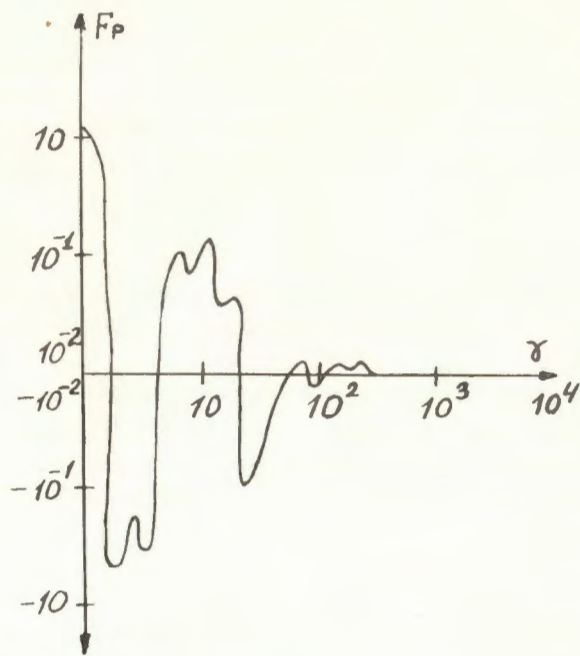


Рис. 3. Продольная радиационная сила, действующая на кольцевой сгусток, как функция его скорости.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная методика решения задачи об излучении кольцевого сгустка с током, движущегося вдоль оси полубесконечной коаксиальной системы, позволяет произвести расчеты при $a_2 \rightarrow \infty$ /система в свободном пространстве/, а также вычислить значения полей, возбуждаемых движущимся источником с постоянным током и зарядом.

Переход от ограниченной /по радиусу/ системы к системе в свободном пространстве осуществляется с помощью предельного перехода $a_2 \rightarrow \infty$.

$$\lim_{a_2 \rightarrow \infty} \frac{(d_2, a_2)_\pm}{(a_1, a_2)_\pm} = \frac{(d_2, \infty)_\pm}{(a_1, \infty)_\pm}$$

$$\lim_{a_2 \rightarrow \infty} \frac{(d_2, a_2)_\pm}{(a_1, a_2)_\pm} = \frac{(d_2, \infty)_\pm}{(a_1, \infty)_\pm} \quad /5.1/$$

При исследовании возбуждения системы движущимся сгустком с постоянным током и зарядом необходимо вычислить значения факторизованных ядер при $k_0 \rightarrow 0$. Для этого следует воспользоваться предельным переходом $k_0 \rightarrow 0$ в выражениях для факторизованных цилиндрических функций и их комбинаций. Этот предельный переход осуществляется с учетом неидеальной проводимости границ волноводной системы /граничные условия Леонтовича/ ³

Отметим, что предложенная методика может быть использована для решения задачи о дифракции цилиндрических волн на разрывах волноводов. В этом случае выражения для j_{\perp} и j_{\parallel} переходят в

$$\delta(w \mp w_{n,k}) \cdot \lim_{z_0 \rightarrow \pm \infty} \pm \frac{i}{2\pi} \frac{e^{i(w \mp w_{n,k})z_0}}{w_{n,k} \mp w} \quad /5.2/$$

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Векслер В.И. и др. ОИЯИ, 9-3440-2, Дубна, 1968.
2. Павлов В.С., Уразаков Э.И., Лобанова В.П. ЖТФ, 1978, 48, с.334.
3. Игушкин Л.П., Уразаков Э.И. Цилиндрические электромагнитные поля и плазменные сгустки, ч. I-III. Изд-во НИИЯФ МГУ, М., 1969.
4. Иркугулов А.Ш., Уразаков Э.И., Швачка А.Б. ОИЯИ, Р9-12613, Дубна, 1979.
5. Молотков В.В., Уразаков Э.И. Радиотехника и электроника, 1976, 21, с.963.
6. Свешников А.Г., Тихонов А.Н. Теория функций комплексного переменного. "Наука", М., 1967.
7. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. ЖТФ, 1964, 34, с.1856.
8. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. Труды РИ АН СССР, 1974, 19, с.46.
9. Иркугулов А.Ш., Швачка А.Б. ОИЯИ, Р11-12661, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1979 года.