

УДК 621.385

ВОЛНЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЧЕРЕНКОВСКИХ МИКРОВОЛНОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

В. М. Пикунов, И. А. Чернявский

Проведено численное исследование свойств волн пространственного заряда микроволнового черенковского устройства. Изучены усиление волн пространственного заряда на частотах, лежащих ниже критической частоты замедляющей системы, и генерация длинноволнового излучения вблизи этой частоты.

Введение

Микроволновые черенковские устройства на основе периодических волноводов и волноводов с частичным диэлектрическим заполнением в настоящее время интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально. Физические принципы работы подобных устройств основаны на эффекте Черенкова—Вавилова — излучении электромагнитных волн при пролете частиц через среду со скоростью, большей скорости света в последней.

Во многих экспериментальных работах по генерации СВЧ-волн сильноточными электронными пучками (например, в [1]) отмечается, что излучение содержит длинноволновую компоненту, спектр которой лежит вблизи критической частоты замедляющей системы. Природа подобного длинноволнового излучения в настоящее время недостаточно изучена. Ниже рассматривается один из возможных механизмов усиления увлекаемых полей электронного потока на частотах, лежащих ниже критической частоты замедляющей системы, и генерация длинноволнового излучения вблизи этой частоты — длинноволновая черенковская неустойчивость [2].

Как известно, спектр излучения Черенкова—Вавилова в бесдисперсной среде начинается с нулевой частоты и простирается до бесконечно больших частот [3]. Электродинамические системы черенковских устройств, нагруженные электронным пучком, можно рассматривать как среды с временной и пространственной дисперсией, одной из особенностей которых является наличие частотных областей непрозрачности, где невозможно распространение электромагнитных волн. В то же время в этих областях (например, для частот ниже критической частоты замедляющей системы) возможно распространение и, более того, усиление электронных волн, переносящих потоки как электромагнитной, так и кинетической мощности [4, 5].

Для увеличения выходной мощности черенковских устройств используются релятивистские электронные пучки, получаемые с помощью сильноточных электронных ускорителей. Важным релятивистским эффектом является возбуждение вихревых полей пространственного заряда [6], которые совместно с потенциальными кулоновскими образуют увлекаемые поля (поля ближней зоны) электронных сгустков, локализованные вблизи них и двигающиеся с их скоростями. Это приводит к тому, что возбуждаемые волны пространственного заряда переносят кроме кинетического потока мощности и поток вихревой электромагнитной мощности. В этом случае становятся неприменимыми формулы для расчета параметров волн пространственного заряда, основанные на учете одних потенциальных увлекаемых полей и приведенные, например, в работе [7].

Указанные выше обстоятельства требуют более тщательного изучения свойств волн пространственного заряда в релятивистских черенковских устройствах. Исследование проводится для частного случая — устройства на основе волновода с частичным заполнением диэлектриком, однако полученные выводы справедливы и для других типов микроволновых черенковских устройств.

1. Основные уравнения и предположения

Рассмотрим односекционное черенковское устройство (рис. 1) на основе круглого волновода радиуса r_0 , ко внутренней поверхности которого плотно прилегает диэлектрическая втулка с внутренним радиусом r_e и длиной l . Диэлектрическая проницаемость втулки является кусочно-непрерывной функцией координат, имеющей действительную и мнимую части:

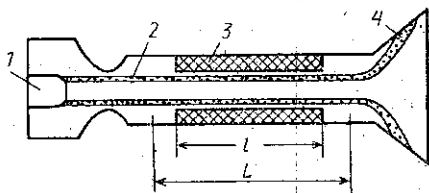


Рис. 1. Схема черенковского устройства на основе волновода с частичным диэлектрическим заполнением: 1 — катод, 2 — электронный пучок, 3 — диэлектрическая втулка, 4 — рупор

Заменим катодную и коллекторную области устройства отрезками полубесконечных гладких волноводов радиуса r_0 , а вносимые ими отражения электромагнитных волн учтем с помощью коэффициентов трансформации, задаваемых во входном ($z=0$) и выходном ($z=L$) сечениях устройства. Рассматриваемая электродинамическая система нагружена кольцевым электронным потоком с наружным r_{be} и внутренним r_{bi} радиусами. Электронный поток фокусируется бесконечно большим продольным магнитным полем, и вследствие этого движение электронов одномерное. Предположим также, что электронный поток возбуждает аксиально-симметричные электромагнитные поля E -типа. Ограничимся линейной задачей, когда переменные составляющие $a(r)$ рассматриваемых величин $A=a_0(r) + a(r)\exp\{i\omega t\}$ много меньше их постоянных составляющих $a_0(r)$.

С учетом сделанных предположений запишем системы уравнений для определения переменных и постоянных во времени величин:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{H} - i\omega \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \mathbf{J}, \\ \text{rot } \mathbf{E} + i\omega \mu_0 \mathbf{H} = 0, \\ \frac{dV}{dz} + i\omega V/V_0 = -\eta \bar{E}_z / (\gamma_0^3 V_0), \\ \frac{dJ}{dz} + i\omega \rho = 0, \\ \mathbf{J} = (\rho_0 V + \rho V_0) \Psi(r) \mathbf{z}_0. \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{H}_0 = \mathbf{J}_0, \\ \text{div } \epsilon \text{ grad } U = -J_0 / (\epsilon_0 V_0), \\ V_0/c = \sqrt{U/[mc^2(1+U/(mc^2))]}, \\ \mathbf{J}_0 = \rho_0 V_0 \Psi(r) \mathbf{z}_0. \end{array} \right. \quad (2)$$

Здесь (r, φ, z) — цилиндрическая система координат; $\mathbf{E} = \{E_r, 0, E_z\}$, $\mathbf{H} = \{0, H_\varphi, 0\}$ — рассматриваемые компоненты электромагнитных полей; ρ_0, V_0, J_0 — постоянные, а ρ, V, J — переменные составляющие плот-

ности пространственного заряда, скорости и плотности тока электронного пучка соответственно; $\eta = |e|/m$; e , m — заряд и масса покоя электрона; U — скалярный потенциал; c — скорость света; $\gamma_0 = 1 + U/(mc^2)$ — релятивистский фактор Лоренца; черта сверху означает усреднение по сечению электронного пучка; $\Psi(r)$ — заданная функция распределения тока пучка по радиусу.

Первые два уравнения (1) — уравнения Максвелла; третье и четвертое — линеаризованные уравнения одномерного релятивистского движения и непрерывности соответственно; пятое — выражение для линейной части плотности конвекционного тока. Первое уравнение (2) — уравнение Максвелла для определения постоянной составляющей магнитного поля; из второго — уравнения Пуассона — и третьего уравнений можно определить постоянные составляющие скалярного потенциала U и скорости электронного пучка V_0 ; четвертое — выражение для постоянной составляющей плотности конвекционного тока.

Будем искать решения уравнений (1) и (2), удовлетворяющие следующим дополнительным условиям:

1) условия излучения и возбуждения электронных волн во входном $z=0$ и выходном $z=L$ сечениях черенковского устройства:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \\ V \\ J \end{pmatrix}_{z=0,L} = \sum_m A_{\pm m} \begin{pmatrix} \vec{\mathcal{E}} \\ \vec{\mathcal{H}} \\ v \\ \mathcal{Y} \end{pmatrix}_{\pm m} + \sum_m T_{\mp m} \begin{pmatrix} \vec{\mathcal{E}} \\ \vec{\mathcal{H}} \\ v \\ \mathcal{Y} \end{pmatrix}_{\mp m} + \sum_m \begin{pmatrix} \vec{\mathcal{E}} \\ \vec{\mathcal{H}} \\ v \\ \mathcal{Y} \end{pmatrix}_{\pm m} \sum_n T_{\mp m} \Gamma_{\pm m \mp n}, \quad (3)$$

где $(\vec{\mathcal{E}}, \vec{\mathcal{H}}, v, \mathcal{Y})_{\pm m}$ — электромагнитные поля, скорость и плотность тока собственных электронных волн в гладком волноводе, нагруженном электронным пучком, распространяющихся в прямом (+) и обратном (—) направлениях; $\Gamma_{\pm m \mp n}$ — коэффициенты трансформации нормальных электронных волн гладкого волновода на неоднородностях входного и выходного трактов черенковского устройства; $A_{\pm m}$ — заданные амплитуды электронных волн на входе и выходе устройства; $T_{\mp m}$ — неизвестные, подлежащие определению амплитуды излученных во входном и выходном сечениях электронных волн; $m, n=1, 2, \dots$;

2) граничным условиям на поверхности разрыва диэлектрика для тангенциальной компоненты электрического поля

$$E_\tau|_{r=r_\varepsilon+0} = E_\tau|_{r=r_\varepsilon-0}; \quad (4)$$

3) граничным условиям на металлической поверхности волновода:

$$E_\tau|_{r=r_w} = 0; \quad (5)$$

4) условиям равенства скалярного потенциала ускоряющему напряжению на поверхности и его ограниченности на оси волновода:

$$U|_{r=r_w} = U_0, \quad U|_{r=0} \leq \text{const.} \quad (6)$$

Уравнения (1) и (2) совместно с граничными условиями (3)—(6) отражают самосогласованный процесс взаимодействия электронов и электромагнитных полей в линейном приближении.

2. Электронные волны черенковского устройства

Воспользуемся результатами и обозначениями работ [2, 5, 8] и сведем исходные уравнения и граничные условия к краевой задаче для однородной системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mathbf{W}}{dz} = \hat{F}\mathbf{W}, \\ \hat{D}^{(1)}\mathbf{W}(0) = \mathbf{b}^{(1)}, \\ \hat{D}^{(2)}\mathbf{W}(L) = \mathbf{b}^{(2)}, \\ z \in [0, L]. \end{array} \right. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{W} — вектор длины $2N+2$, содержащий комплексные амплитуды электрического $\mathbf{W}^{(e)}$ и магнитного $\mathbf{W}^{(h)}$ полей волн замедляющей структуры и переменные составляющие скорости V и конвекционного тока J (транспонированный вектор $\mathbf{W}^T = \{\mathbf{W}^{(e)T}, \mathbf{W}^{(h)T}, V, J\}$); \hat{F} — квадратная матрица размерности $(2N+2)$, зависящая от продольной координаты z и описывающая взаимодействие линейных волн черенковского устройства; $\hat{D}^{(1)}$ и $\hat{D}^{(2)}$ — прямоугольные матрицы граничных условий размерности $(N+2) \times (2N+2)$ и $N \times (2N+2)$ соответственно; $\mathbf{b}^{(1)}$ и $\mathbf{b}^{(2)}$ — векторы длиной $N+2$ и N соответственно, содержащие заданные амплитуды полей на входе и выходе устройства; вектор $\mathbf{b}^{(1)}$ содержит кроме того еще амплитуды скоростной и токовой модуляции во входном сечении устройства; N — число базисных функций в методе Галеркина. Подробное описание матричных элементов и структуры матриц \hat{F} , $\hat{D}^{(1)}$ и $\hat{D}^{(2)}$, векторов $\mathbf{b}^{(1)}$ и $\mathbf{b}^{(2)}$ дано в работах [2, 5, 8]. Рассматриваемая краевая задача для однородной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (7) относится к числу жестких задач и для ее решения разработан специальный численный алгоритм [8].

Постоянные составляющие скорости электронного пучка и скалярного потенциала можно найти с помощью итерационного алгоритма [5].

Замедляющие системы рассматриваемых черенковских устройств содержат достаточно протяженные секции, для которых $\hat{F} = \text{const}$ и имеет смысл задача на собственные электронные волны

$$(\hat{F} - \lambda_m \hat{E}) \mathbf{e}_m = 0, \quad (8)$$

где λ_m — собственные значения матрицы \hat{F} , являющиеся нормированными продольными постоянными распространения электронных волн $k_z^{(m)} = \lambda_m \omega_0 / V_0$; \mathbf{e}_m — собственный вектор матрицы \hat{F} ; ω_0 — критическая частота волновода радиуса r_w , $m = 1, 2N+2$. Численное решение полной проблемы собственных значений (8) позволяет построить реальную и мнимую части дисперсионной характеристики $(\omega/\omega_0, \lambda_m)$. Кроме того, собственный вектор $\mathbf{e}^{(m)}$ определяет структуру электрического $\vec{\mathcal{E}}^{(m)}$ и магнитного $\vec{\mathcal{H}}^{(m)}$ полей, величины скоростной $\mathcal{V}^{(m)}$ и токовой $\mathcal{J}^{(m)}$ компонент электронной волны в выбранной точке дисперсионной характеристики [5]. Для каждой электронной волны справедлива теорема о потоке кинетической мощности — теорема Чу:

$$(1/2) \operatorname{Re} \oint_S [\vec{e}^{(m)} \times \vec{H}^{(m)*}] ds = (1/2) \operatorname{Re} \oint_S V_{\text{kin}}^{(m)} \vec{j}^{(m)*} ds,$$

где $V_{\text{kin}}^{(m)} = \gamma_0^3 V_0 \mathcal{P}^{(m)}/\eta$ — релятивистский кинетический потенциал m -й электронной волны.

Введем в рассмотрение потоки кинетической $S_m^{(e)}$ и электромагнитной энергии $S_m^{(EM)}$, переносимые m -й электронной волной. Знание потоков электромагнитной и кинетической мощности позволяет ввести следующую классификацию электронных волн [5]: если $|S_m^{(e)}| \gg |S_m^{(EM)}|$, то подобные электронные волны будем называть волнами пространственного заряда; в случае, когда $|S_m^{(e)}| \ll |S_m^{(EM)}|$, волна соответствует волноводной моде; если же $|S_m^{(e)}| \approx |S_m^{(EM)}|$, то такая волна соответствует связанной волне пространственного заряда и волноводной моды (в терминах теории связанных волн [9]). Знак потока кинетической мощности определяет медленную ($S_m^{(e)} < 0$) и быструю ($S_m^{(e)} > 0$) волны пространственного заряда. Знак потока электромагнитной мощности определяет прямую ($S_m^{(EM)} > 0$) и обратную ($S_m^{(EM)} < 0$) волны замедляющей системы.

Приведенная здесь классификация электронных волн будет использоваться далее при обсуждении численных результатов.

3. Численные исследования волн пространственного заряда

Вначале обсудим свойства волн пространственного заряда в гладком цилиндрическом волноводе радиуса $r_w = 2,5$ см, нагруженного кольцевым электронным пучком с $r_{b1} = 1,1$ см и $r_{b2} = 1,3$ см. На частотах ниже критической частоты волновода существуют лишь две распространяющиеся волны — медленная (МВПЗ) и быстрая (БВПЗ) волны пространственного заряда. Наличие электронного пучка в волноводе приводит к некоторому смещению частоты отсечки низшей волноводной моды E_{01} вверх. На частотах выше критической ветви волн пространственного заряда всегда расположены правее ветви распространяющейся волноводной моды E_{01} . Отметим, что электронная нагрузка приводит лишь к деформации ветвей волноводных мод, однако пересечения их между собой и с ветвями волн пространственного заряда отсутствуют при любых энергиях и при токе, меньшем критического для данного волновода.

Для удобства дальнейшего изложения введем в рассмотрение величину $\zeta_m = S_m^{(e)}/S_m^{(EM)}$, определяющую соотношение потока кинетической мощности и потока электромагнитной мощности, переносимых электронной волной с номером m . В табл. 1 приведены результаты чис-

Таблица 1

ω/ω_0	$\mathcal{E} = 50$ кэВ			$\mathcal{E} = 650$ кэВ			$\mathcal{E} = 2,0$ МэВ		
	МВПЗ ζ_1	БВПЗ ζ_2	E_{01} $1/\zeta_3$	МВПЗ ζ_1	БВПЗ ζ_2	E_{01} $1/\zeta_3$	МВПЗ ζ_1	БВПЗ ζ_2	E_{01} $1/\zeta_3$
0,6	-12	7	—	-5	3	—	-3	1,2	—
1,8	-25	21	450	-10	4	13	-4	1,3	7
3,0	-42	34	3 200	-15	8	17	-6	1,5	4,2
4,2	-62	51	12 000	-19	11	55	-7,5	1,8	4,1

ленного расчета величины ζ_m для медленной ($m=1$) и быстрой ($m=2$) волн пространственного заряда и величины $1/\zeta_m$ для низшей волноводной моды ($m=3$). Из таблицы видно, что при увеличении скорости электронов поток электромагнитной энергии вихревого поля, переносимый волнами пространственного заряда, и поток кинетической энергии, переносимый волноводной модой, увеличиваются. Таким образом, при увеличении кинетической энергии электронного потока (\mathcal{E}) стираются резкие различия между волнами пространственного заряда и волноводными модами и необходимо использовать представления об электронных волнах. Этот вывод подтверждает и исследование структуры электромагнитных полей волн пространственного заряда. Если при нерелятивистских энергиях электромагнитное поле волн пространственного заряда является потенциальным и локализовано вблизи электронного потока (штриховые кривые на рис. 2), то при увеличении энергии электронов содержание вихревой компоненты возрастает, поле расплывается по радиусу, становясь объемным и похожим на поле низшей волноводной моды (сплошные кривые на рис. 2).

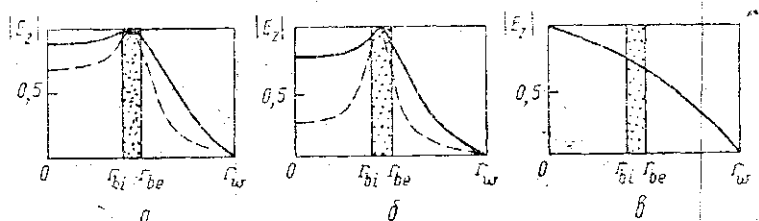


Рис. 2. Поперечное распределение нормированной продольной компоненты электрического поля для БВПЗ (а), МВПЗ (б) и моды E_{01} (в) в гладком волноводе, нагруженном электронным пучком (штриховая кривая соответствует $\mathcal{E}=30$ кэВ, сплошная — 150 кэВ)

Рассмотрим односекционное черенковское устройство на основе круглого волновода того же радиуса r_w с частичным диэлектрическим заполнением, имеющего внутренний радиус втулки $r_e=1,5$ см, $\epsilon'=3,67$ ($\epsilon''=0$), длину $l=120$ см. Параметры электронного пучка: постоянная составляющая тока $I_0=0,5 \div 6,5$ кА, $\mathcal{E}=50 \div 650$ кэВ.

Граница черенковской неустойчивости по энергии для бесконечной диэлектрической среды может быть оценена по формуле $\mathcal{E}=511 \times [(1-1/\epsilon')^{-1/2}-1]$ кэВ и составляет $\mathcal{E} \approx 88$ кэВ. При энергии пучка, большей этой, возможно возникновение черенковской неустойчивости. Однако из-за наличия зазора между пучком и поверхностью диэлектрической втулки (что типично для реальной геометрии устройства) область неустойчивости для низшей волноводной моды смещена далеко в высокие частоты, которым соответствует много распространяющихся мод. Наблюдается зависимость частотной границы черенковской неустойчивости от энергии пучка. С ростом энергии область неустойчивости сдвигается вниз по частоте. Так, при энергии $\mathcal{E}=110$ кэВ низшая зона неустойчивости располагается в диапазоне частот $\omega/\omega_0 \approx 3,40 \div 3,90$, где распространяются четыре волноводные моды.

На рис. 3, а приведена дисперсионная характеристика (ДХ) для случая $\mathcal{E}=170$ кэВ ($I_0=1,0$ кА). Низшая область неустойчивости опускается здесь до частоты $\omega/\omega_0 \approx 1,10$, лежащей пока еще выше критической, и простирается до $\omega/\omega_0 \approx 2,2$. В этом диапазоне частот распространяются две низшие волноводные моды. В табл. 2 приведена величина ζ_m на различных частотах для трех ветвей данной ДХ. На запрещенных частотах волна ветви 2 обладает свойством волноводной моды

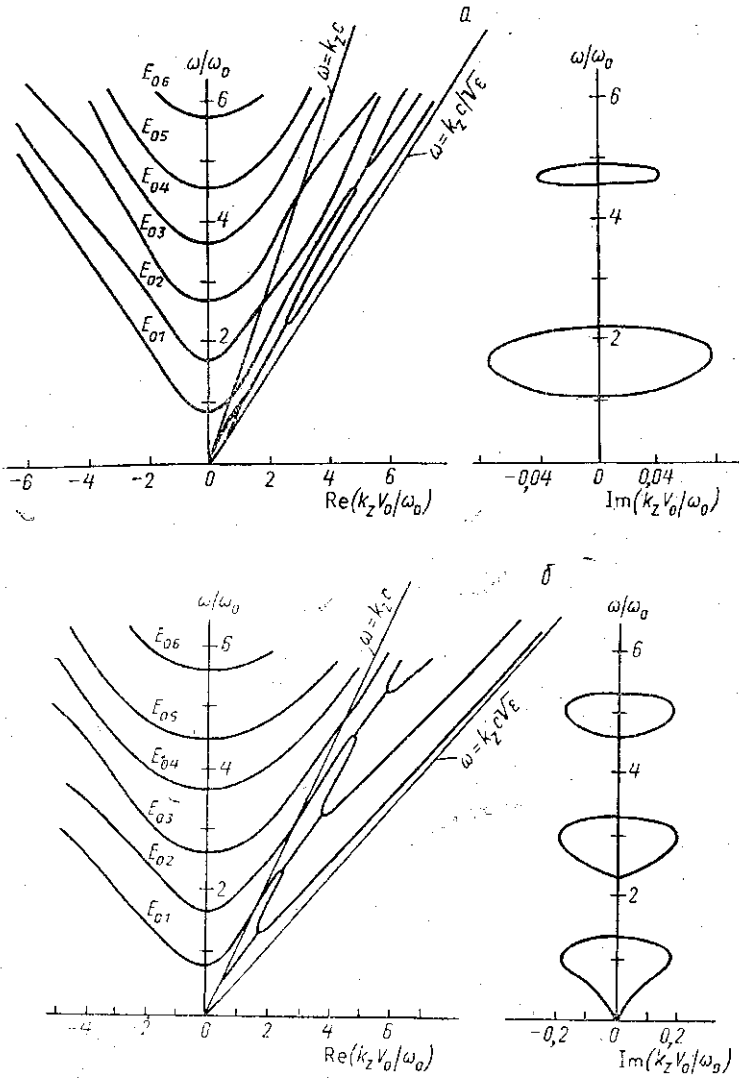


Рис. 3. Действительная и мнимая части дисперсионных характеристик черенковского устройства при кинетической энергии электронов: $\mathcal{E} = 170$ (а) и 650 кэВ (б)

Таблица 2

$\mathcal{E} = 170$ кэВ			
ω/ω_0	ξ_1	ξ_2	ξ_3
0,2	-2,19	0,4	—
0,6	-2,16	0,08	—
0,7	-2,10	-0,03	—
0,9	-1,85	-0,33	0,5
1,0	-1,60	-0,55	0,7
1,1	-0,99	-0,99	0,75
1,3	-0,99	-0,99	2,6
1,7	-0,98	-0,98	5,2
2,0	-0,97	-0,97	5,5
2,5	-6,7	-0,06	4,8

$\mathcal{E} = 650$ кэВ			
ω/ω_0	ξ_1	ξ_2	ξ_3
0,2	-0,99	-0,99	—
0,5	-0,99	-0,99	—
0,8	-0,99	-0,99	1,8
1,0	-0,99	-0,99	3,0
1,2	-0,99	-0,99	6,8
1,4	-4,0	-0,16	7,6
1,6	-7,1	-0,03	6,0
1,8	-6,6	-0,01	3,9
2,0	-5,1	-0,004	2,2
2,2	-3,1	-0,002	0,6

($\zeta_2 \ll 1$), а при $\omega/\omega_0 \approx 0,7$ величина ζ_2 меняет знак, что говорит о связи этой волны с МВПЗ. Сближение ветвей 1 и 2 в диапазоне частот $\omega/\omega_0 \approx 0,8 \div 1,10$ сопровождается стремлением $\zeta_{1,2} \rightarrow -1$. Ветвь 3 в этом же диапазоне частот имеет свойства волноводной моды ($\zeta_3 \ll 1$).

Дальнейшее увеличение энергии пучка приводит к тому, что частота начала низшей области неустойчивости становится ниже, чем частота отсечки волновода (вплоть до нуля). На рис. 3, б показана ДХ для случая $\mathcal{E} = 650$ кэВ ($I_0 = 6,5$ кА), а в табл. 2 — величины ζ_m для трех ветвей этой ДХ. На запредельных частотах имеются две волны с комплексно-сопряженными волновыми числами. Действительные части ветвей 1 и 2 на ДХ слиты в одну кривую, а мнимые части соответственно нарастающей и затухающей волнам. Наличие области длинноволновой неустойчивости отражает взаимодействие волн пространственного заряда.

При появлении длинноволновой неустойчивости мнимые части ветвей на ДХ вытягиваются в сторону низких частот. На рис. 3, б сильная вытянутость имеется у низшей области неустойчивости и более слабая — у второй. С дальнейшим ростом энергии пучка такая особенность появляется и у более высоких мод. Однако особый интерес представляет исследование низшей зоны неустойчивости, где нет распространяющихся волноводных мод.

Изучим изменение свойств электронных волн в зависимости от энергии пучка на фиксированной частоте $\omega/\omega_0 = 0,50$, лежащей ниже критической частоты диэлектрической замедляющей системы.

Таблица 3

\mathcal{E} , кэВ	ζ_1	ζ_2	λ , см
30	-5,5	2,6	—
50	-4,6	1,9	—
70	-4,4	1,7	14,6
100	-3,2	1,0	15,3
125	-3,0	0,9	—
150	-2,5	0,6	37,5
175	-2,0	0,3	52,9
176	-2,0	0,01	—
177	-2,0	-0,01	56,4
185	-1,8	-0,2	77,7
195	-1,3	-0,7	229,3
197	-1,0	-1,0	∞
400	-1,0	-1,0	∞
650	-1,0	-1,0	∞

На этой частоте существуют лишь две ветви распространяющихся электронных волн. Величины отношения ζ_m для этих волн при разной энергии электронов приведены в табл. 3. На рис. 4 показано изменение в поперечной структуре z -компоненты электрического поля с увеличением энергии пучка. При энергиях $\mathcal{E} \leq 30 \div 50$ кэВ в устройстве существуют быстрая ($m=2$) и медленная ($m=1$) волны пространственного заряда ($|\zeta_{1,2}| \gg 1$), имеющие поперечную структуру поля, сходную со случаем гладкого волновода (см. рис. 2). При $\mathcal{E} \geq 70$ кэВ ветвь 2 пересекает

линию скорости света в диэлектрике и поле, соответствующее ей, проникает в диэлектрик (кривые 1 на рис. 4). При $\mathcal{E} \approx 100$ кэВ поток вихревого электромагнитного поля, переносимого волной ветви 2, равен, а при $\mathcal{E} \approx 125$ кэВ превышает поток кинетической мощности. У этой волны начинают преобладать свойства волны замедляющей системы (рис. 4, кривые 2). При $\mathcal{E} \approx 150$ кэВ ветвь 1 также пересекает линию скорости света в диэлектрике и поле ее волны проникает в него (рис. 4, кривые 3). Ветви 1 и 2 при дальнейшем росте энергии сближаются. При $\mathcal{E} \approx 177$ кэВ ветвь 2 пересекает линию $\omega = k_z V_0$, а величина ζ_2 для нее меняет знак — появляется связь с МВПЗ. При достижении порога черенковской неустойчивости для данной частоты ($\mathcal{E} = 197$ кэВ) ветви 1 и 2 сливаются, проходя ниже линии $\omega = k_z V_0$, и отношение потоков

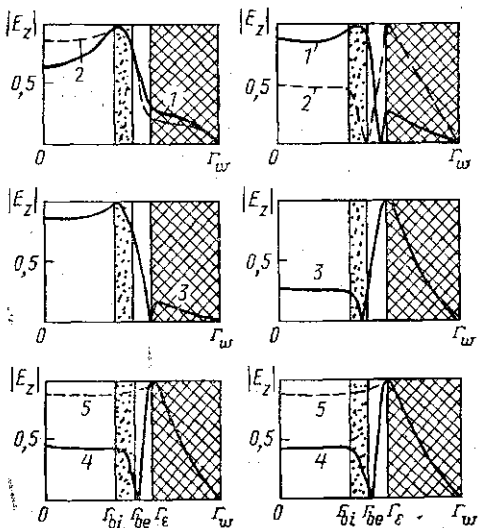
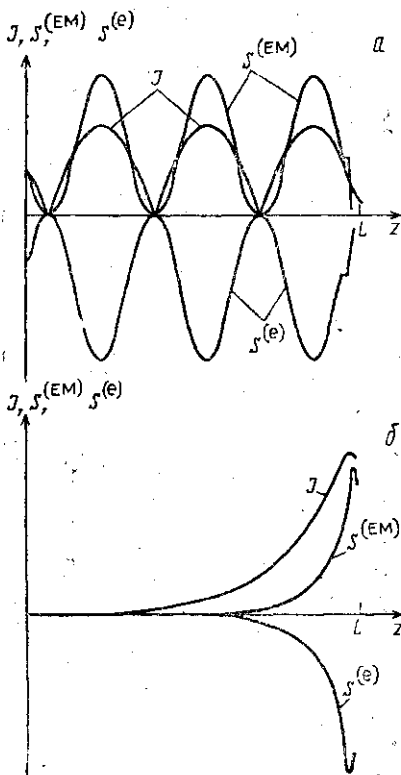


Рис. 4. Поперечное распределение нормированной продольной компоненты электрического поля для первой (слева) и второй (справа) ветвей электронных волн в черенковском устройстве при различных энергиях пучка на фиксированной частоте $\omega/\omega_0=0,5$; $\mathcal{E}=70$ (1), 125 (2), 150 (3), 197 (4) и 650 кВ (5)

Рис. 5. Распределения нормированных величин потоков электромагнитной $S^{(EM)}$ и кинетической $S^{(e)}$ мощностей и переменной составляющей тока J электронного пучка вдоль черенковского устройства на частоте $\omega/\omega_0=0,5$ при энергии электронов: $\mathcal{E}=150$ (а) и 210 кВ (б)



мощности $|\zeta_{1,2}|$ волн становится величиной порядка единицы. Постоянные распространения становятся комплексными, а поперечная структура полей обеих волн — одинаковой (рис. 4, кривые 4). Отметим, что обе рассматриваемые ветви относятся к волнам, бегущим в прямом направлении. При дальнейшем возрастании энергии потока поперечная структура поля взаимодействующих волн становится все более сходной с нижней волноводной модой (рис. 4, кривые 5).

Наличие комплексных корней может приводить к усилению электронных волн в черенковском устройстве на частотах ниже критической частоты замедляющей системы. Для подтверждения вывода о возможности усиления электромагнитного излучения в этом случае численно решалась краевая задача (7), когда на входе устройства задавались обе распространяющиеся электронные волны с равными амплитудами.

При энергиях электронного пучка ниже порога черенковской неустойчивости вдоль устройства наблюдался колебательно-волновой процесс. Картина продольного распределения потоков $S^{(EM)}$ и $S^{(e)}$ и также переменной составляющей тока J для энергии электронов $\mathcal{E}=150$ кВ и тока пучка $I_0=1,0$ кА приведена на рис. 5, а. В последней колонке табл. 3 приведены длины волн плазменных колебаний λ при различной энергии электронов. С ростом энергии λ растет и может превысить длину устройства.

При энергии электронов, превышающей порог черенковской неустойчивости, процессы вдоль устройства носят экспоненциально нарастающий (затухающий) характер. Картина продольного распределения различных величин для случая $\mathcal{E}=210$ кэВ, $I_0=1,4$ кА приведена на рис. 5, б. Наблюдается нарастание увлекаемых полей электронного потока вдоль устройства за счет уменьшения кинетической энергии лучка.

Таким образом, эффект длинноволновой черенковской неустойчивости приводит к усилению электронных волн. Коэффициент усиления для рассматриваемого устройства составляет $10 \div 30$ дБ, что может быть использовано при создании новых типов микроволновых устройств, основанных на преобразовании вихревых неизлучаемых полей электронного потока в электромагнитные излучаемые поля.

Подобное явление усиления возможно и в других частотных областях длинноволновой черенковской неустойчивости, лежащих выше критической частоты заземляющей системы. В отличие от запредельных частот, где нет обратных распространяющихся волн, в этих областях возможны возникновение обратной связи и генерация длинноволнового излучения. Это может служить одним из объяснений появления широкополосной длинноволновой составляющей в спектре излучения экспериментальных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бугаев С. И., Дейчули М. П., Канавец В. И. и др.//Радиотехн. и электроника. 1987. 32, № 11. С. 2386. [2] Пикунов В. М., Колесникова И. Ю.//Радиотехн. и электроника. 1988. 33, № 11. С. 2381. [3] Тамм И. Е., Франк И. М.//ДАН СССР. 1937. № 14. С. 107. [4] Вайнштейн Л. А.//ЖТФ. 1956. 26, № 1. С. 126. [5] Пикунов В. М., Чернявский И. А.//Радиотехн. и электроника. 1992. 37, № 11. С. 2032. [6] Пикунов В. М., Родякин В. Е., Сандалов А. Н.//Физика и применение микроволн. Ч. 2: Тр. Всесоюз. школы-семинара. 22—27 мая 1991. С. 177. [7] Branch G. M., Mirman T. G.//IRE Trans. 1955. ED-2. P. 3. [8] Пикунов В. М., Чернявский И. А.//Радиотехн. и электроника. 1992. 37, № 11. С. 2041. [9] Люиселл У.//Связанные и параметрические колебания в электронике М., 1963.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

УДК 517.984

СВОЙСТВА СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ОДНОГО КЛАССА ОТКРЫТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

В. В. Ложечко, Ю. В. Шестопапов

Рассматриваются свойства спектра собственных колебаний открытых цилиндрических резонаторов, поперечное сечение которых образовано полуплоскостью с конечной нерегулярностью границы, допускающей корректную постановку на бесконечности парциальных условий Райхардта—Свешникова. Задача в обобщенной постановке сводится к анализу фредгольмовой оператор-функции частотного спектрального параметра, заданной на римановой поверхности аналитического продолжения фундаментального решения. Доказываются дискретность спектра, отсутствие конечных предельных точек. Выделяются области отсутствия точек спектра.

Опишем класс Π_{ab}^∞ исследуемых неограниченных двумерных областей Ω , образующих поперечное сечение исследуемого семейства резонаторов, в которых допустима постановка краевых задач для уравнения Гельмгольца с обобщенными парциальными условиями на бесконечности типа Райхардта—Свешникова [1, 2]. Ранее, начиная с работ