

УДК 538.3

ОСОБЕННОСТИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОДЕ С ДИСПЕРСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ

А. С. ВАРДАНЯН¹, Э. Д. ГАЗАЗЯН², А. Д. ТЕР-ПОГОСЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июня 1998 г.)

Получены выражения для поля излучения периодической последовательности заряженных цилиндрических ступков в волноводе с дисперсной диэлектрической средой. Проанализирован спектр черенковских волн для выбранной модели диэлектрической проницаемости, исследованы фазовые и групповые скорости этих волн. Полученные результаты иллюстрированы на графиках для случая гауссовского распределения заряда вдоль длины ступка.

1. Введение. Проблеме черенковского излучения посвящено большое количество работ, обобщенных в нескольких обзорах. В частности, в наиболее позднем и полном обзоре Б.М.Болотовского [1] приведено выражение для тормозящей силы в случае точечного заряда, движущегося в волноводе как со сплошной дисперсной средой, так и с каналом, прорезанным внутри такой среды. К числу первых работ, в которых рассматривалось излучение Вавилова-Черенкова в волноводе, можно отнести работу [2], где методом собственных функций волновода решалась задача излучения последовательности линейных ступков. Этим же методом авторами настоящей работы рассматривалось излучение точечного заряда в волноводе с движущейся дисперсной средой [3] и было получено выражение для групповой скорости черенковской волны с учетом дисперсии. В перечисленных работах приводились выражения для тормозящей силы (потерь энергии) в виде бесконечной суммы по черенковским частотам, ибо только учет дисперсии мог бы ограничить спектр, что привело бы к суммированию конечного числа членов суммы.

Цель нашей работы – приблизиться к условиям реального физического эксперимента. Поэтому, во-первых, мы проводим обобщенное рассмотрение для случая, когда в волноводе движется последовательность цилиндрических ступков с однородным распределением заряда в поперечном сечении и с произвольной функцией распределения заряда (в частности, гауссовской) вдоль длины ступка. Нам представляется интересным исследовать не столько тормозящую силу, сколько продоль-

ную компоненту поля излучения для выяснения возможности использования этого поля в целях ускорения. Во-вторых, мы на примере конкретного закона дисперсии и, в частности, конкретного диэлектрика, определим число членов суммы ряда, приведем численные расчеты продольной компоненты поля излучения для параметров пучка стэнда Линус-20 ЕрФИ и, наконец, исследуем конечный спектр излучения и групповые скорости черенковских волн. Работа будет состоять из двух частей. В настоящей части мы рассмотрим сплошное заполнение волновода, в дальнейшем будет рассмотрено излучение в канале. Поскольку метод собственных функций для канала неприменим, мы будем решать непосредственно волновые уравнения с заданным распределением заряда.

2. Черенковское излучение последовательности сгустков в волноводе с дисперсной средой. Пусть периодическая последовательность N одинаковых цилиндрических сгустков радиусом r_0 и зарядом q движется со скоростью $v = \beta c$ по оси z круглого цилиндрического волновода, заполненного дисперсной средой. Расстояние между сгустками — d . Распределение заряда вдоль длины каждого из сгустков дается функцией $f(\xi)$, в поперечном сечении сгустки однородны. Запишем плотность заряда ρ :

$$\rho(r, z - vt) = \frac{q}{\pi r_0^2} \sigma(r) \frac{\sum_{k=1}^N \int f(\xi) \delta[z - vt - (k-1)d - \xi] d\xi}{\int f(\xi) d\xi} \quad (j_z = \rho v), \quad (1)$$

где

$$\sigma(r) = \begin{cases} 1, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0; \end{cases} \quad (1a)$$

причем плотность заряда нормирована из условия $\int \rho dv = Nq$.

Для решения задачи достаточно определить скалярный потенциал φ , поскольку векторный потенциал A имеет только одну компоненту A_z , обусловленную током $j_z = \rho v$ и связанную с φ калибровочным условием Лоренца $\partial A_z / \partial z + (\epsilon \mu / c) \cdot (\partial \varphi / \partial t) = 0$. В цилиндрической системе координат (r, φ, z) с осью z , направленной по оси волновода, волновое уравнение для скалярного потенциала имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho. \quad (2)$$

Разложим скалярный потенциал φ и плотность заряда ρ в 4-кратный интеграл Фурье в цилиндрической системе координат:

$$\varphi, \rho = \int \varphi_{\omega k}, \rho_{\omega k} \exp\{-i[\omega t - k_z r \cos(\varphi - \varphi') - k_z z]\} k_r dk_r dk_z d\varphi' d\omega, \quad (3a)$$

$$\varphi_{\omega k}, \rho_{\omega k} = (2\pi)^{-4} \int \varphi, \rho \exp\{i[\omega t - k_z r \cos(\varphi - \varphi') - k_z z]\} r dr dz d\varphi dt, \quad (3b)$$

причем интегрирование по ω, t, z и k_z ведется от $-\infty$ до $+\infty$, по r и k_r ,

от 0 до ∞ , по φ и φ' от нуля до 2π . Подставив (3а) в волновое уравнение (2), найдем связь между фурье-компонентами $\rho_{\omega k}$ и $\varphi_{\omega k}$:

$$\varphi_{\omega k} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \left(k_r^2 + k_z^2 - \varepsilon \mu \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{-1} \rho_{\omega k}. \quad (4)$$

Величину $\rho_{\omega k}$ найдем из обратного преобразования Фурье (3б), подставив туда выражение (1) для ρ :

$$\rho_{\omega k} = \frac{q}{\pi(2\pi)^2 v} \delta\left(\frac{\omega}{v} - k_z\right) \frac{J_1(k_r r_0)}{k_r r_0} \phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right). \quad (5)$$

В (5) $J_1(k_r r_0)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка, функция $\phi_{\text{посл}}(\omega/v)$ отвечает за излучение N сгустков:

$$\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right) = \phi\left(\frac{\omega}{v}\right) \sum_{k=1}^N \exp\left[-i\frac{\omega}{v}(k-1)d\right] = \phi\left(\frac{\omega}{v}\right) \exp\left[-i(N-1)\frac{\omega d}{2v}\right] \frac{\sin N\frac{\omega d}{2v}}{\sin\frac{\omega d}{2v}}, \quad (6)$$

а функция

$$\phi\left(\frac{\omega}{v}\right) = \left(\int f(\xi) d\xi \right)^{-1} \int f(\xi) \exp\left(-i\frac{\omega}{v}\xi\right) d\xi \quad (7)$$

отвечает за излучение одного сгустка.

Подставим (4) и (5) в (3а) и после интегрирования по φ , k_z и k_r получим:

$$\varphi(r, z-vt) = \frac{q}{\pi v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} \left[K_0(kr) + \alpha I_0(kr) \right] \left[\frac{2I_1(kr_0)}{kr_0} \phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right) \right] \exp\left[i\frac{\omega}{v}(z-vt)\right] d\omega, \quad (8)$$

где $k^2 = \frac{\omega^2}{v^2}(1 - \varepsilon\mu\beta^2)$, а I_0 , I_1 , K_0 – модифицированные функции Бесселя и Ганкеля. Слагаемое $\alpha I_0(kr)$ добавлено нами, чтобы удовлетворить граничному условию на стенке волновода $r=a$, состоящему в обращении в ноль продольной компоненты электрического поля

$$E_{z\omega} = -\frac{i\omega}{v}(1 - \varepsilon\mu\beta^2)\varphi_{\omega}, \quad (9)$$

откуда $\alpha = -K_0(ka)/I_0(ka)$.

При выполнении условия Черенкова $\varepsilon\mu\beta^2 > 1$ k становится мнимой величиной: $k = -i\sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1} = -is$ (знак минус выбран по принципу излучения [1]), и подынтегральное выражение в (8) имеет полюсы на частотах

$$J_0(sa) = 0, \quad \frac{\omega_n}{v} \sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1} a = \mu_{0n}, \quad (10)$$

где μ_{0n} – корни функции Бесселя нулевого порядка $J_0(\mu_{0n}) = 0$. В поле излучения дает вклад лишь второе слагаемое, тогда как первое обуслов-

лено поляризационными потерями [1,4]. Продольную компоненту поля излучения запишем из (8) и (9):

$$E_z(r, z - vt) = \frac{q}{c^2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \mu \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \mu \beta^2} \right) \frac{N_0(sa)}{J(sa)} J_0(sr) \frac{J_1(sr_0)}{sr_0} \phi_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v} \right) e^{i \frac{\omega}{v} (z - vt)} i \omega d\omega. \quad (11)$$

Интегрирование в (11) производится в комплексной плоскости ω введением малой мнимой части диэлектрической проницаемости, положительной для частот $\omega_n > 0$, и отрицательной для $\omega_n < 0$ (у нас временная зависимость $e^{-i\omega t}$). Парные полюсы $\omega_n = \pm \mu_{0n} / v \sqrt{\varepsilon \mu \beta^2 - 1}$ смещаются вниз от действительной оси, и мы берем замкнутый контур интегрирования, включающий действительную ось и нижнюю полуокружность с обходом полюсов сверху. Согласно лемме Жордана, интеграл по полуокружности обращается в ноль при $z < vt$. При $z > vt$ контур интегрирования замыкается в верхней полуокружности и интеграл равняется нулю, т.е. поле впереди заряда отсутствует. Позади же заряда ($z < vt$) поле равно

$$E_z = -\frac{2q}{a^2} \sum_n \frac{J_0\left(\mu_{0n} \frac{r}{a}\right)}{J_1^2(\mu_{0n})} \frac{\sqrt{\varepsilon \mu \beta^2 - 1}}{\varepsilon \frac{d}{d\omega} (\omega \sqrt{\varepsilon \mu \beta^2 - 1})} \frac{2J_1\left(\mu_{0n} \frac{r}{a}\right)}{\mu_{0n} \frac{r}{a}} F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega_n}{v} \right). \quad (12)$$

Здесь суммирование ведется по положительным частотам ω_n , удовлетворяющим дисперсионному уравнению (10), ε и μ являются функциями этих частот, а

$$F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega_n}{v} \right) = \left(\int f(\xi) d\xi \right)^{-1} \sum_{k=1}^N \int f(\xi) \cos \frac{\omega_n}{v} [z - vt - \xi - (k-1)d] d\xi. \quad (13)$$

Для сгустков с гауссовским распределением ($f(\xi) = (\pi \xi^2)^{-1/2} \times \exp(-\xi^2 / \xi^2)$),

$$F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega_n}{v} \right) = \exp \left(-\frac{\omega_n^2}{4v^2} \xi^2 \right) \frac{\sin N \frac{\omega_n d}{2v}}{\sin \frac{\omega_n d}{2v}} \cos \frac{\omega_n}{v} \left[z - vt - (N-1) \frac{d}{2} \right]. \quad (13a)$$

При $N=1$ приходим к случаю одного сгустка.

3. Анализ спектра черенковского излучения в волноводе и выбор модели диэлектрической проницаемости среды. Если в свободном пространстве черенковское излучение представляет собой цилиндрические волны, исходящие от траектории сгустка (заряда), то в волноводе эти волны, отражаясь от идеально проводящих стенок, формируют волновые пакеты, состоящие из собственных мод волновода, возбужденных на частотах [2]

$$\omega_n = \frac{\kappa_n v}{\sqrt{\varepsilon \mu \beta^2 - 1}} \quad (\varepsilon \mu \beta^2 > 1), \quad (14)$$

где κ_n – собственные значения поперечного сечения волновода (для круглого волновода $\kappa_n = \mu_{0n}/a$). Условие возникновения черенковского излучения в волноводе при этом сводится к условию

$$\omega_n = \kappa_n v, \quad (15)$$

где $k_{zn} = \sqrt{\epsilon\mu\omega^2/c^2 - \kappa_n^2}$ – постоянная распространения волны в волноводе, а само условие (15) является аналогом известной формулы черенковского излучения в свободном пространстве: $\cos\theta = 1/\beta n$. Отсюда же волноводная длина волны черенковских волн равняется $\lambda_{волн} = 2\pi/k_{zn} = 2\pi v/\omega_n$. В отсутствие дисперсии для фазовой $v_{фн} = \omega/k_{zn}$ и групповой $v_{гн} = d\omega/dk_{zn}$ скоростей получаются соотношения [5]

$$v_{фн} = v, \quad v_{гн} = v/\epsilon\mu\beta^2 \quad (v_{гн} v_{фн} = c^2/\epsilon\mu), \quad (16)$$

т.е. все черенковские моды распространяются с одинаковыми фазовыми и групповыми скоростями и излучаются под одним и тем же углом к оси волновода. В результате этого они формируют волновые пакеты, движущиеся за излучающим сгустком (зарядом) со скоростью $v_{гн} < v$. Между тем, наличие дисперсии приводит к нарушению этой картины. Как было показано в [3], хотя фазовая скорость черенковских волн, как и прежде, остается равной скорости сгустка, групповая скорость черенковских волн оказывается зависящей от дисперсии среды и описывается выражением

$$v_{гн} = \frac{v}{\beta^2 \epsilon\mu} \left[1 + \frac{\omega_n}{2\epsilon\mu} \frac{d(\epsilon\mu)}{d\omega_n} \right]^{-1}. \quad (17)$$

В качестве модели дисперсионной среды, наиболее приближенной к действительности, рассмотрим экстраполяционную модель

$$\epsilon = 1 + \frac{\epsilon_0 - 1}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (\mu = 1), \quad (18)$$

где ϵ_0 – статическое значение ϵ (при $\omega\tau \ll 1$), τ – время релаксации среды, значение которого для большинства диэлектриков лежит в пределах $10^{-12} \div 10^{-14}$ сек. Если выбрать, например, $\tau = 7,22 \cdot 10^{-13}$ сек, то (18) хорошо аппроксимирует зависимость $\epsilon(\omega)$ для тефлона (фторопласта), для которого получается отличное согласие с измеренными [6] данными (см. табл.):

Таблица

f(ГГц)	$\epsilon_{изм.}$	$\epsilon_{расчет.}$
$3 \cdot 10^2$	2.1	2.10
$3 \cdot 10^6$	2.1	2.10
$3 \cdot 10^9$	2.1	2.10
$3 \cdot 10^{10}$	2.08	2.08
$3 \cdot 10^{11}$	–	1.40
$3 \cdot 10^{12}$	–	1.29

Из (14) и (18) приходим к биквадратному уравнению для определения черенковских частот ω_n . Из четырех его корней выбираем тот единственный, который при $\tau \rightarrow 0$ переходит в (14):

$$\omega_{\text{черп}} = \left\{ \frac{\varepsilon_0 \beta^2 - 1 - (\nu \kappa_n \tau)^2 - \sqrt{(\varepsilon_0 \beta^2 - 1 - (\nu \kappa_n \tau)^2)^2 - 4(1 - \beta^2)(\nu \kappa_n \tau)^2}}{2(1 - \beta^2)\tau^2} \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

а условие действительности частоты приводит к требованию

$$\varepsilon_0 \beta^2 - 1 > (\nu \kappa_n \tau)^2 + 2\sqrt{1 - \beta^2} |\nu \kappa_n \tau|. \quad (20)$$

Условие (20) приводит к ограничению числа мод черенковских волн в волноводе:

$$\kappa_n < \frac{1}{c\tau} \left(\sqrt{\varepsilon_0 - 1} - \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \right) \equiv \kappa_{\text{max}}. \quad (20a)$$

Отсюда следует, что спектр черенковского излучения оказывается ограниченным сверху частотой

$$\omega_{\text{max}} = \frac{1}{\tau} \left(\beta \frac{\sqrt{\varepsilon_0 - 1}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)^{1/2} \approx \frac{\gamma^{1/2} (\varepsilon_0 - 1)^{1/4}}{\tau}. \quad (21)$$

Таким образом, максимальная частота спектра черенковского излучения зависит от энергии частицы (γ - лоренц-фактор) и от параметра среды τ , но, как и следовало ожидать, не зависит от параметров волновода.

Следует также отметить, что для выбранной модели $d\varepsilon/d\omega < 0$, и групповые скорости черенковских волн оказываются большими, чем в бездисперсной среде с $\varepsilon = \varepsilon_0$, оставаясь при этом меньше скорости излучающего заряда. С приближением $v_{\text{гр}}$ к скорости заряда черенковское излучение прекращается.

Поле черенковского излучения, создаваемое периодической последовательностью сгустков (см. (12) и (13a)), характеризуется множителем $\sin N(\omega_n d / 2\nu) / \sin(\omega_n d / 2\nu)$. Если предположить, что некоторая i -ая мода, удовлетворяет условию

$$\frac{\omega_{im}}{2\nu} d = \pi m, \quad (22)$$

где m - целое число, то напряженность поля будет усилена в N раз, тогда как остальные моды, подвергаясь деструктивной интерференции, не дадут сколько-нибудь заметного вклада в поле излучения. Интенсивность при этом возрастает в N^2 раза. Этого эффекта при заданных характеристиках пучка можно добиться выбором соответствующего размера волновода из условия (22) с учетом (10) и (18). Таким образом, напряженность (интенсивность) поля излучения периодической последовательности сгустков определится уже не количеством суммируемых мод, но числом когерентно излучающих сгустков, поля излучения которых эффективно суммируются на одной выбранной моде [2].

4. Результаты численного анализа. Как было указано выше, выбранная модель, хорошо описывая реальную картину поля, например, для тефлона, наглядно иллюстрирует влияние дисперсии среды на формирование полей черенковского излучения в волноводе. Расчеты продольной компоненты черенковского поля проводились по формулам (12) и (13а) для случая одного сгустка. В расчетах использовались параметры пучка стенда Линус-20 ЕрФИ: $\gamma=10$ ($\beta=0,995$), число электронов в сгустке $3 \cdot 10^9$ с гауссовским распределением заряда вдоль длины сгустка ($\sqrt{\xi^2} = 0,5$ см), радиус сгустков $r_0 = 0,5$ см, радиус волновода $a = 3,685$ см. На рис.1 приведена продольная компонента поля излучения E_z от одного сгустка для среды без дисперсии с $\epsilon = 2,1$, на рис.2 – для тефлона с $\epsilon_0 = 2,1$ и $\tau = 7,22 \cdot 10^{-13}$ с (стрелки на рисунках указывают направление движения сгустка и распространения черенковских волн). Число излученных мод, согласно (20а), равно 51, поэтому для недисперсной среды мы ограничились тем же числом мод. Первая мода излучается на частоте $\nu_1 = \omega_1 / 2\pi = 1,8 \cdot 10^{10}$ Гц, последняя – на частоте $\nu_{\max} = \omega_{\max} / 2\pi = 5 \cdot 10^{11}$ Гц. При этом в формировании поля излучения эффективно участвуют лишь первые несколько мод, для которых изменение групповой скорости незначительно.

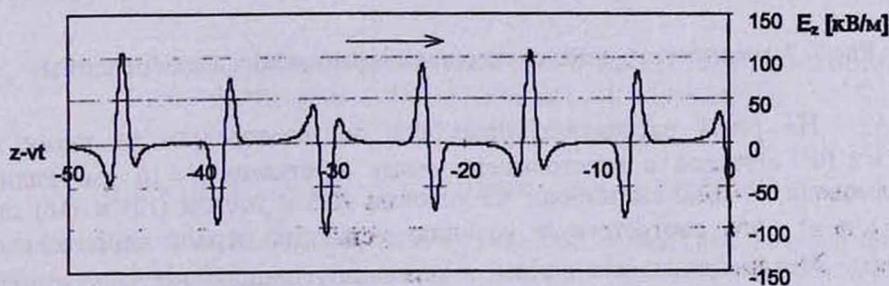


Рис.1. E_z -компонента поля излучения одиночного сгустка в зависимости от $z-vt$ в среде без дисперсии.

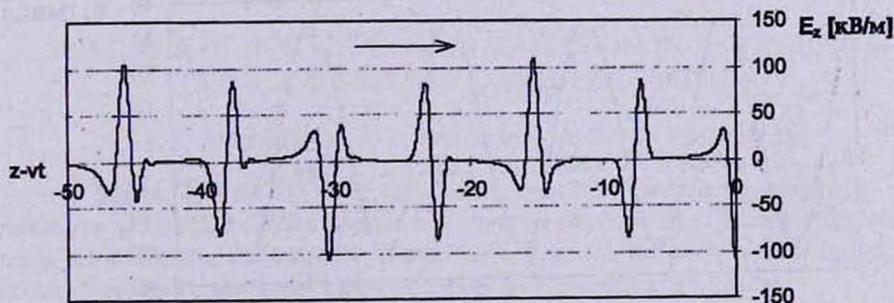


Рис.2. E_z -компонента поля излучения одиночного сгустка в зависимости от $z-vt$ в дисперсной среде ($\tau = 7,22 \cdot 10^{-13}$ с).

Сравнение рис.1 и 2 показывает небольшое смещение пакета волн в случае дисперсной среды в сторону движения ступка, происходящее вследствие увеличения групповой скорости, а также незначительное уменьшение амплитуды.

Рис.3. показывает медленный рост отношения $v_{гр}/c$ (в зависимости от частоты), вычисленного по формуле (17). Как видим, групповая скорость на максимальной частоте остается меньше скорости движения ступка: $v_{гр} < v = 0,995c$. Здесь приведена также постоянная групповая скорость черенковских волн в среде с $\epsilon = 2,1$ в отсутствие дисперсии ($v_{гр}/c = 1/\beta\epsilon = 0,4786$).

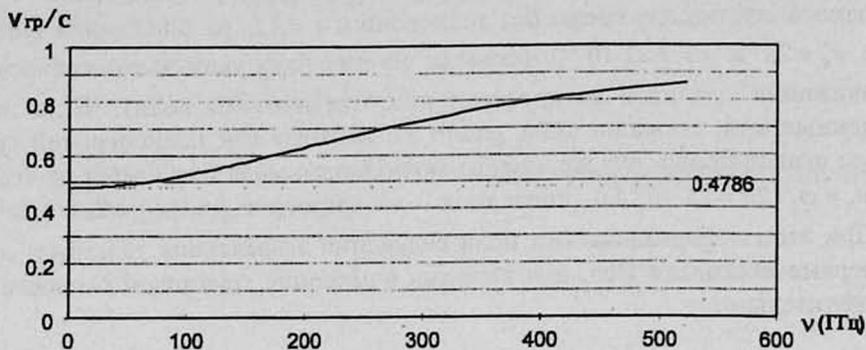


Рис.3. Зависимость групповых скоростей черенковских волн от частоты.

На рис.4 рассчитано поле для последовательности таких же $N = 3 \cdot 10^3$ ступков с расстоянием между ступками $d = 10$ см. Радиус волновода $a = 3,685$ см выбран из условия (22) с учетом (10) и (18) при $i = 1, m = 1$, что соответствует условию усиления первой черенковской моды. Это приводит, как видим, к квазисинусоидальному колебанию с увеличением амплитуды в N раз и волноводной длиной волны $\lambda_{волн} = d = 10$ см. Суммарный вклад остальных мод здесь ничтожно мал.

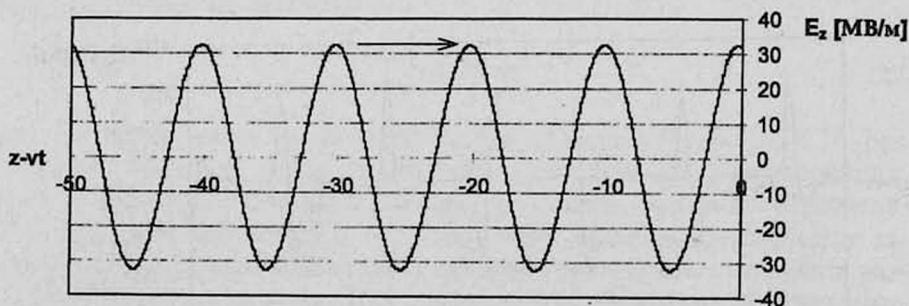


Рис.4. E_z -компонента поля излучения последовательности ступков.

5. **Заклучение.** Учет дисперсии позволяет строить физически обоснованную картину поля. Для сред со слабой дисперсной зависимостью (каковой является, например, тефлон) роль дисперсии сводится, в основном, к ограничению спектра (числа мод в волноводе) сверху, что позволяет строго оценить ожидаемые напряженности черенковских полей. С другой стороны, в случае периодической последовательности излучающих сгустков путем подбора радиуса волновода можно добиться эффективного усиления одной выбранной моды и полностью отвлечься от влияния дисперсии.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ А-087.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.М.Болотовский. УФН, 75, вып.2, 295 (1961).
2. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. О черенковском излучении в волноводе. Изв. АН Арм. ССР, физ.-мат. науки, 16, 79 (1963).
3. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев, А.Д.Тер-Погосян. Поле заряженной частицы и излучение Вавилова-Черенкова в волноводе с бесконечной движущейся средой. Препринт ЕрФИ, ЕФИ-412(19)-80, Ереван, 1980, 16 с.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
5. E.A.Begloyan, E.D.Gazazian, V.G.Kocharian, E.M.Laziev. The Interaction of the Charged Particles Bunches and Waveguide-Cavity Structures. Linac-17, Tsukuba (Japan), 1, 230 (1994).
6. Дж.К.Саусворт. Принципы и применения волноводной передачи. М., Сов. Радио, 1955.

ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԴԻՍՊԵՐՍՍԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ԼՅՎԱԾ ԱԼԻՔՍԱՐՈՒՄ

Ա. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ա. Դ. ՏԵՐ-ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Ստացված են արտահայտություններ լիցքավորված գլանաձև թանձրուկների պարբերական հաջորդականության ճառագայթման դաշտերի համար՝ դիսպերսային դիէլեկտրական միջավայրով լցված ալիքատարում: Քննարկված են Չերենկովյան ալիքների սպեկտրը դիէլեկտրական բախանցելիության ընտրված մոդերի դեպքում, ինչպես նաև այդ ալիքների փուլային և ալիքային արագությունները: Լիցքի գառայան բաշխում ունեցող թանձրուկների համար ստացված արդյունքները ցուցադրված են գրաֆիկների վրա:

FEATURES OF THE CHERENKOV RADIATION IN A WAVEGUIDE WITH A DISPERSIVE DIELECTRIC MEDIUM

A. S. VARDANIAN, E. D. GAZAZIAN, A. D. TER-POGOSSIAN

Expressions for the field of charged cylindrical bunches periodical sequence radiation in a waveguide with a dispersive medium are obtained. The Cherenkov spectrum for the selected model of the dielectric permittivity is analyzed, the phase- and group velocities of these waves are investigated. Obtained results are illustrated in the graphs.