

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

70/83

3/1-83

P9-82-640

Ю.И.Алексахин, Э.А.Перельштейн

ВЛИЯНИЕ ДИАФРАГМ
НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В ЛИУ

Направлено в "Журнал теоретической физики"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время вновь усиливается интерес к линейным индукционным ускорителям электронов /ЛИУ/, что обусловлено широтой круга задач, для решения которых могут найти применение получаемые с помощью ЛИУ электронные пучки^{/1/}; отметим такие из них, как накачка лазеров, коллективное ускорение ионов в прямых и кольцевых электронных пучках, получение мощных нейтронных потоков.

Одно из серьезных ограничений на параметры пучка в ЛИУ связано с электростатической дефокусировкой^{/2/}. Заряды, индуцируемые пучком на металлических элементах /кожухах индукторов, витках фокусирующих соленоидов/, затягивают пучок на стенку канала. Магнитостатические изображения пучка в феррите индукторов усиливают дестабилизирующее действие наведенных зарядов^{/3/}. Напряженность продольного магнитного поля, необходимая для удержания пучка вблизи оси канала, растет с увеличением энергии электронов^{/3/} и превосходит значение, требуемое для компенсации кулоновского расталкивания.

В диафрагмах, применяемых для защиты ускорительной трубки от высадки электронов^{/4/}, смещенный относительно оси электронный пучок индуцирует токи, частично компенсирующие действие наведенных зарядов. Можно ожидать поэтому, что при определенном выборе геометрии диафрагм ограничения на параметры ускорителя будут существенно ослаблены. Последовательность диафрагм, однако, представляет собой замедляющую структуру, взаимодействие с которой может вызвать неустойчивость высокочастотных колебаний пучка.

В настоящей работе исследуется влияние экранирования электромагнитного поля пучка последовательностью диафрагм на устойчивость поперечного движения пучка. Диафрагмы упрощенно представляются в виде полых идеально проводящих цилиндров радиуса d и высоты h , расположенных последовательно вдоль оси z с периодом L .

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЧКА В СТРУКТУРЕ

Пусть вдоль оси структуры распространяется электронный пучок с равновесной плотностью заряда* и тока:

$$\rho_0(r) = \frac{eN_e}{\pi a^2} \sigma(a-r), \quad j_{z0} = v_0 \rho_0, \quad /1/$$

где N_e - число электронов на единицу длины пучка, a - радиус пучка, v_0 - скорость продольного движения электронов, $\sigma(x)$ - функция Хевисайда.

Вводя декартову систему координат в плоскости $z = \text{const}$, возмущение плотности заряда, связанное с отклонением пучка от оси, представим в виде

$$\rho_1 = -\frac{\partial \rho_0}{\partial r} \frac{x \cdot x_c + y \cdot y_c}{a}, \quad /2/$$

где $x_c = x_c(z, t)$, $y_c = y_c(z, t)$ - координаты центра масс пучка ($|x_c|, |y_c| \ll a$). Совершая замену $\xi_s = (x_c - i y_c)/2$, $s = \pm 1$, для возмущения плотностей заряда и тока пучка в цилиндрической системе координат (r, θ, z) получим

$$\rho_1 = -\frac{\partial \rho_0}{\partial r} \sum_{s=\pm 1} \xi_s e^{is\theta}, \quad j_{z1} = v_0 \rho_1, \quad /3/$$

$$j_{r1} = \rho_0 \sum_{s=\pm 1} \xi_s e^{is\theta}, \quad j_{\theta 1} = \frac{\partial j_{r1}}{\partial \theta}, \quad j_{r1} = -\frac{\partial j_{\theta 1}}{\partial \theta},$$

где точка обозначает полную производную по времени: $\dot{\xi}_s = (\partial/\partial t + v_0 \partial/\partial z) \xi_s$.

Электромагнитное поле, возбуждаемое пучком в структуре, можно представить в виде суперпозиции полей падающего /поля неэкранированного пучка $\vec{E}^{(0)}$, $\vec{B}^{(0)}$ / и отраженного от диафрагм \vec{E}^{ind} , \vec{B}^{ind} .

Рассмотрим возмущения, имеющие вид бегущих волн $\xi_s = \xi_{s0} * \exp(ik_z z - i\omega t)$, ограничивая анализ случаем волн большой длины:

$$|k_r d|^2 = |k_z^2 - \omega^2/c^2| d^2 \ll 1. \quad /4/$$

Решения волновых уравнений для падающего поля имеют вид

$$E_z^{(0)} = -\frac{2iI}{v_0} (k_z - \beta_0 k) \epsilon_s \xi_{s0} \cdot \begin{cases} r/a^2, & r < a, \\ 1/r, & r \geq a, \end{cases} \quad /5/$$

$$B_z^{(0)} = -\frac{2sI}{v_0} (k - \beta_0 k_z) \epsilon_s \xi_{s0} \cdot \begin{cases} r/a^2, & r < a, \\ 1/r, & r \geq a, \end{cases}$$

где $I = ev_0 N_e$ - ток пучка, $\epsilon_s = \exp(ik_z z + is\theta - i\omega t)$, $k = \omega/c$, $\beta_0 = v_0/c$, c - скорость света. Для нахождения поперечных компонентов полей можно воспользоваться соотношениями

$$\begin{aligned}
DE_r &= \frac{\partial^2 E_z}{\partial r \partial z} - \frac{1}{cr} \frac{\partial^2 B_z}{\partial t \partial \theta} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_r}{\partial t}, \\
DE_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial \theta} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 B_z}{\partial t \partial r} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_\theta}{\partial t}, \\
DB_r &= \frac{1}{cr} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t \partial \theta} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial r \partial z} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_\theta}{\partial z}, \\
DB_\theta &= -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \theta \partial z} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_r}{\partial z},
\end{aligned} \quad /6/$$

где оператор $D = \partial^2 / \partial z^2 - 1/c^2 \partial^2 / \partial t^2$.

Отраженные поля будем искать в виде разложений по пространственным гармоникам:

$$\begin{aligned}
E_z^{ind} &= \epsilon_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i w_n z} G_n(r, d) \frac{\lambda_n^2}{w_n + k_z} a_{1n}, \\
B_z^{ind} &= -i s \epsilon_s d \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i w_n z} G'_n(r, d) \frac{\lambda_n^2}{w_n + k_z} a_{2n},
\end{aligned} \quad /7/$$

где

$$w_n = 2\pi n/L, \quad \lambda_n^2 = k^2 - (k_z + w_n)^2, \quad /8/$$

$$G_n(r, r') = \frac{\pi i}{2} J_1(\lambda_n r_{\min}) H_1^{(1)}(\lambda_n r_{\max}).$$

G'_n - производная функция Грина /8/ по координате источника, $J_1(x)$ - функция Бесселя и $H_1^{(1)}(x)$ - функция Ганкеля первого рода. Учитывая непрерывность E_r^{ind} и B_θ^{ind} в зазорах между диафрагмами и равенство нулю E_θ и B_r на поверхности диафрагм, приходим к следующим уравнениям:

$$\left. \begin{aligned}
\sum_n e^{i w_n z} \left(a_{1n} - \frac{k}{w_n + k_z} a_{2n} \right) &= 0, \\
\sum_n e^{i w_n z} \left(a_{2n} - \frac{k}{w_n + k_z} a_{1n} \right) &= 0,
\end{aligned} \right\} h < z < L, \quad /9/$$

$$\left. \begin{aligned}
\sum_n e^{i w_n z} \left(G_n a_{1n} + d^2 G_n'' \frac{k}{w_n + k_z} a_{2n} \right) &= sd E_{\theta_0}, \\
\sum_n e^{i w_n z} \left(G_n \frac{k}{w_n + k_z} a_{1n} + d^2 G_n'' a_{2n} \right) &= -sd B_{r_0},
\end{aligned} \right\} 0 < z < h, \quad /10/$$

где $G_n = G_n(d, d)$, G_n'' - смешанная производная функция Грина /8/ по координатам источника и точки наблюдения, взятая при $r \rightarrow r' = d$; E_{θ_0} , B_{r_0} - амплитудные значения падающего поля ($E_{\theta_0}^{(0)} = E_{\theta_0} \cdot \epsilon_s$).
 Далее помимо условия /4/ будем считать выполненным также условие $\kappa^2 = (L/2\pi d)^2 \ll 1$.

Выполнение этого условия позволяет вместо цилиндрических функций, входящих в G_n и G_n'' , использовать при $n \neq 0$ их асимптотические выражения при больших значениях аргумента. В силу условия /4/ для цилиндрических функций в G_0 и G_0'' можно воспользоваться разложениями при малых значениях аргумента, удерживая члены второго порядка. Вводя новые коэффициенты:

$$\begin{aligned}
\eta_{10} &= a_{10} - \beta_\phi a_{20}, & \eta_{1n} &= a_{1n} - kd \frac{n}{\kappa} a_{2n}, \\
\eta_{20} &= a_{20} - \beta_\phi a_{10}, & \eta_{2n} &= a_{2n} - kd \frac{\kappa}{n} a_{1n},
\end{aligned} \quad /11/$$

где $\beta_\phi = k/k_z$, получим системы функциональных уравнений:

$$\sum_{n \neq 0} e^{i w_n z} \frac{\eta_{1n}}{|n|} = -\frac{1}{\kappa} (\eta_{10} - 2sd E_{\theta_0} + \beta_\phi g(k_r d) a_{20}), \quad 0 < z < h, \quad /12/$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i w_n z} \eta_{1n} = 0, \quad h < z < L,$$

$$\sum_{n \neq 0} e^{i w_n z} |n| \eta_{2n} = -\kappa (\eta_{20} - 2sd B_{r_0} - \beta_\phi g(k_r d) a_{10}), \quad 0 < z < h, \quad /13/$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{i w_n z} \eta_{2n} = 0, \quad h < z < L,$$

где

$$g(x) = 2(I_1(x)K_1(x) + x^2 I_1'(x)K_1'(x)), \quad g(x \rightarrow 0) = x^2 / 2 \ln(x^2/2),$$

$I_1(x)$ - модифицированная функция Бесселя, $K_1(x)$ - функция Макдональда, штрих означает производную по аргументу.

Система /12/ подстановками

$$x_n = \frac{n}{|n|} \eta_{1n} e^{-in\theta}, \quad \theta = \pi(1-h/L), \quad F = -2sd E_{\theta_0} + \beta_\phi g a_{20},$$

$$b_0 = (\eta_{10} + F)/\kappa, \quad \phi = 2\pi z/L + \theta,$$

а система /13/ подстановками

$$x_n = e^{in\theta} \eta_{2n} / n, \quad \theta = \pi h/L, \quad b_0 = \eta_{20},$$

$$F = \kappa (2sd B_{r_0} + \beta_\phi g a_{10}), \quad \phi = 2\pi z/L - \theta$$

приводятся к системе

$$\sum_{n \neq 0} e^{in\phi} \frac{|n|}{n} x_n = -\kappa b_0 + F, \quad |\phi| < \theta, \quad /14/$$

$$\sum_{n \neq 0} e^{in\phi} \frac{x_n}{n} = -b_0, \quad \theta < \phi < 2\pi - \theta,$$

решение которой дано в работе^{/5/} и имеет вид

$$b_0 = \frac{\ln \frac{2}{1+u}}{1 + \kappa \ln \frac{2}{1+u}} \cdot F, \quad /15/$$

$$x_n = -\frac{1}{2} \frac{P_n(u) - P_{n-1}(u)}{1 + \kappa \ln \frac{2}{1+u}} \cdot F,$$

где $u = \cos \theta$, $P_n(u)$ - полином Лежандра n -го порядка.

Для коэффициентов a_{10} , a_{20} , определяющих нулевую пространственную гармонику отраженных полей, несложно получить систему уравнений:

$$a_{10} - \beta_\phi (1 - f_E g(k_r d)) a_{20} = 2sdf_E E_{\theta_0}, \quad /16/$$

$$-\beta_\phi (1 + f_H g(k_r d)) a_{10} + a_{20} = 2sdf_H B_{r_0},$$

где $f_{E,H}$ - коэффициенты экранирования электростатического и магнитного полей пучка, имеющие вид ($u = \cos(\pi h/L)$):

$$f_E = \frac{1}{1 + \kappa \ln \frac{2}{1-u}}, \quad f_H = \frac{\kappa \ln \frac{2}{1+u}}{1 + \kappa \ln \frac{2}{1+u}}. \quad /17/$$

Коэффициенты $f_{E,H}$ удовлетворяют известному в теории дифракции принципу взаимности^{/5/}: f_E и $(1 - f_H)$ получаются друг из друга при замене ширины полос на ширину зазоров и наоборот.

Детерминант системы /16/ равен

$$D(k, k_z) = 1 - \beta_\phi^2 [1 - (f_E - f_H) g(k_r d)] = (1 - \beta_\phi^2) \Delta(k, k_z), \quad /18/$$

где

$$\Delta(k, k_z) = 1 + (f_E - f_H) \frac{(kd)^2}{2} \ln \frac{(k_z^2 - k^2) d^2}{2}. \quad /19/$$

Решения уравнения $D(k, k_z) = 0$ определяют дисперсионные характеристики свободных волн, которые могут распространяться в ненагруженной пучком структуре. Хотя $\beta_\phi = 1$ /то есть $k_z = k$ / и является решением этого уравнения, волны с фазовой скоростью, строго рав-

ной скорости света, не существуют; это видно из того, что члены разложения /7/ с $n=0$ содержат множитель $\lambda_0^2 = -k_z^2 (1 - \beta_\phi^2)$, обращающийся в нуль при $\beta_\phi = 1$. Другое решение, удовлетворяющее уравнению $\Delta(k, k_z) = 0$, дает следующую связь между постоянной распространения k_z и частотой волны $\omega = kc$:

$$k_z^2 = k^2 + \frac{2}{d^2} \exp\left[-\frac{2}{f(kd)^2}\right], \quad /20/$$

где $f = f_E - f_H$ - разность коэффициентов экранирования электрического и магнитного полей. Фазовая скорость распространения волны вдоль структуры

$$v_{\phi_0} = c \beta_{\phi_0} = c \left[1 + \frac{2}{(kd)^2} \exp\left[-\frac{2}{f(kd)^2}\right]\right]^{-1/2} \quad /21/$$

заметно отлична от скорости света только в области частот, для которых $kd \sim 1$.

Минимальное значение фазовой скорости достигается при $kd = \sqrt{2/f}$ и равно

$$\beta_{\phi_{\min}} = (1 + f/e)^{-1/2}. \quad /22/$$

Замедления волны не происходит, если $f = 0$, что возможно в двух случаях: а/ структура представляет собой сплошной цилиндр ($f_E = f_H = 1$); б/ структура отсутствует ($f_E = f_H = 0$).

3. ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Анализ взаимодействия электронного пучка со структурой проведем для случая моноэнергетического пучка, что оправдано малым энергетическим разбросом получаемых в ЛИУ пучков. Пренебрегая также нелинейными эффектами, мы учтем действие на движение электронов только нулевой пространственной гармоники отраженных полей, имеющей ту же длину, что и падающее поле.

Уравнения движения центра масс пучка в продольном фокусирующем магнитном поле B_{z0} и собственных полях имеют вид

$$m \gamma_0 \ddot{x}_c = \frac{e}{c} B_{z0} \dot{y}_c + F_x^{\text{ind}}, \quad /23/$$

$$m \gamma_0 \ddot{y}_c = -\frac{e}{c} B_{z0} \dot{x}_c + F_y^{\text{ind}},$$

где F^{ind} - сила Лоренца, обусловленная индуцированными полями, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор движения электронов. Поля незранированного пучка в уравнения /23/, описывающие движение пучка как целого, не входят - при отсутствии границ все положения в пространстве равноправны*.

* Полевой поправкой к массе, пропорциональной логарифму радиуса пучка, мы пренебрегаем.

Переходя в уравнениях /23/ к переменным $\xi_s = (x_c - isy_c)/2$, получим систему развязанных уравнений:

$$m \gamma_0 \ddot{\xi}_s = is \frac{e}{c} B_{z0} \dot{\xi}_s + F_{rs}^{ind} \cdot e^{-is\theta}, \quad s = \pm 1. \quad /24/$$

Совершая в /24/ преобразование Фурье по времени и продольной координате, получим дисперсионное уравнение

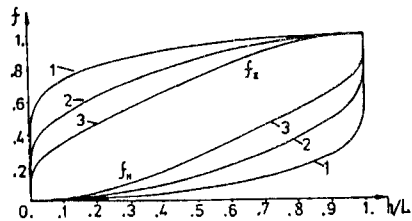
$$(k - \beta_0 k_z)^2 + \frac{se B_{z0} (k - \beta_0 k_z)}{mc^2 \gamma_0} + \frac{2eI}{mc^3 \beta_0 \gamma_0 d \Delta} (f_E - \beta_0^2 f_H) = 0, \quad /25/$$

которое мы будем рассматривать как уравнение для постоянной распространения k , считая заданной частоту колебаний центра масс пучка $\omega = kc$. Неустойчивости соответствуют решения уравнения /25/ с $\text{Im} k_z < 0$. В области низких частот $kd \ll 1$, в частности для стационарных отклонений пучка от оси канала, $\Delta \approx 1$ и условие устойчивости имеет вид

$$B_{z0} > \frac{2}{cd} \sqrt{\frac{2I I_0 \gamma_0}{\beta_0} (f_E - \beta_0^2 f_H)}, \quad /26/$$

где $I_0 = mc^3/e$ ($I_0 = 17$ кА в единицах СИ). При $f_E \approx 1$ и $f_H \approx -1$, что соответствует экранировке пучка магнитодиэлектриком с $\epsilon, \mu \gg 1$, условие /26/ совпадает с требованием, полученным в работе /3/. Приведем для примера численную оценку. При $I = 1$ кА, $\gamma_0 = 3$, $d = 3$ см, $f_E \approx 1$ и $f_H \ll 1$ из /26/ получим $B_{z0} > 693$ Гс. Выбирая геометрию структуры так, чтобы $f_E - f_H \ll 1$, можно, в принципе, добиться существенного ослабления требований на величину фокусирующего магнитного поля B_{z0} . На рис. 1 показаны коэффициенты экранирования электрического и магнитного полей пучка в зависимости от отношения ширины диафрагм h к периоду структуры L при разных значениях параметра $\kappa = L/2\pi d$. Из графиков видно, что для уменьшения дефокусирующего влияния диафрагм следует выбирать отношение периода структуры к ее радиусу по возможности большим.

Рассмотрим теперь высокочастотные колебания центра масс пучка /связанные с флуктуациями плотности тока, отбираемого с катода, а также с возбуждением структуры фронтом смещенного отно-



Коэффициенты экранирования электрического и магнитного полей пучка $f_{E,H}$ для разных значений κ : $1/\kappa = 0,1$; $2/\kappa = 0,25$; $3/\kappa = 0,5$.

сительно оси пучка/. При отсутствии экранов ($d \rightarrow \infty$) решение уравнения /25/ дает следующие значения фазовой скорости распространения поперечных возмущений: $v_\phi = v_0 \pm e B_{z0} / mc \gamma_0 k_z$ /циклотронная мода/ и $v_\phi = v_0$ /дрейфовая мода/. Поскольку фазовая скорость свободных волн в структуре близка к скорости света, то при напряжениях фокусирующего поля $|e B_{z0} d / mc^2 \gamma_0| \gg 1$ резонансно взаимодействовать со структурой может только дрейфовая мода поперечных колебаний пучка* при достаточно высоком релятивизме ($\beta_0 \approx 1$).

Раскладывая резонансный знаменатель $\Delta(k, k_z)$ по k_z в окрестности решения уравнения /20/ $k_{z0}(k)$:

$$\Delta(k, k_z) = \Delta'(k) (k_z - k_{z0}(k)), \quad /27/$$

для волн с $v_\phi \approx v_0$ получим дисперсионное уравнение

$$(k_z - k/\beta_0)(k_z - k_{z0}(k)) = \frac{4sI}{v_0 B_{z0} d^3} f^{3/2} F(\sqrt{f} kd), \quad /28/$$

где $F(x) = x^{-3} \exp(-2x^{-2})$. Уравнение /28/ для поляризации $s = \text{sign} B_{z0}$ имеет комплексные корни. При точном синхронизме пучка и волны ($v_0 = v_\phi$) коэффициент пространственного нарастания волны $\Gamma = -\text{Im} k_z$ равен

$$\Gamma(k) = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{I}{v_0 d B_{z0}}} f^{3/2} F(\sqrt{f} kd), \quad /29/$$

где под I и B_{z0} подразумеваются абсолютные значения соответствующих величин. Ширина резонансной полосы определяется соотношением

$$|\beta_0 - \beta_\phi(k)| < 2\Gamma(k)/k. \quad /30/$$

Инкремент /29/, как функция частоты, максимален при $kd = \sqrt{4/3f}$ и равен

$$\Gamma_{\max} = \frac{2}{d} \left(\frac{I}{v_0 d B_{z0}} \right)^{1/2} \left(\frac{3f}{4e} \right)^{3/4}. \quad /31/$$

Здесь e - основание натуральных логарифмов.

* Взаимодействие обратной циклотронной волны ($v_\phi < 0$) со структурой к неустойчивости не приводит - этот случай, согласно классификации Стэррока /7/, соответствует "исчезающим" волнам.

Рассмотренная неустойчивость развивается на сравнительно малой длине. Так, при $I = 1$ кА, $B_{z0} = 1$ кГс, $d = 3$ см и $f = 0,5$ из /31/ получим $\Gamma_{\max} = 0,0275$ см⁻¹, то есть амплитуда колебаний нарастает в e раз на длине $l = \Gamma_{\max}^{-1} = 36$ см. Частота, соответствующая максимуму инкремента, в этом случае равна 2,6 ГГц. Энергия электронов при точном синхронизме с волной $\gamma_0 = 2,64$.

Поскольку фазовая скорость продольных волн в пучке также близка к скорости электронов, то можно ожидать сильной связи продольного и поперечного движений пучка. Анализ показывает, что развитие неустойчивости сопровождается ростом энергетического разброса, полная ширина которого

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} = \frac{2eB_{z0}a}{mc^2\gamma_0} k\xi_{s_0} \quad /32/$$

пропорциональна амплитуде колебаний ξ_{s_0} . Для приведенных выше параметров и $a = 1$ см $\Delta\gamma/\gamma_0 = 0,72 \cdot \xi_{s_0}/d$.

Соотношение /31/ показывает, что нарастание амплитуды поперечных колебаний может быть ослаблено за счет увеличения радиуса канала и напряженности фокусирующего поля, а также за счет уменьшения фактора $f = f_E - f_H$, для чего следует увеличивать параметр k , то есть период структуры. Таким образом, представляется более предпочтительной компоновка секции ЛИУ, при которой напряжение, создаваемое всеми индукторами секции, приложено к одному ускоряющему зазору /6/.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Д.Г.Кошкарёву, В.К.Плотникову и Л.А.Юдину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leiss J. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1979, NS-26, No.3, pt.2, p.3870.
2. Woods C.H. Rev.Sci.Instr., 1970, vol.41, p.959.
3. Алексaхин Ю.И., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-13056, Дубна, 1980.
4. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. Атомиздат, М., 1978, с.104.
5. Агранович З.С., Марченко В.А., Шестопалов В.П. ЖТФ, 1962, т.32, с.381.
6. Briggs R.J. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1981, NS-28, No.3, pt.2, p.3360.
7. Стэррок П.А. Кинематика нарастающих волн. В сб.: Колебания сверхвысоких частот в плазме. ИЛ, М., 1961, с.71.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1982 года.

Алексaхин Ю.И., Перельштейн Э.А. Р9-82-640
Влияние диафрагм на устойчивость электронного пучка в ЛИУ

Рассмотрено влияние экранирования электромагнитного поля электронного пучка последовательностью металлических диафрагм, применяемых в линейных индукционных ускорителях для защиты ускоряющей трубки от высадки заряда, на устойчивость поперечного движения пучка. Определены значения напряженности продольного магнитного поля, необходимые для когерентной фокусировки пучка. Показано, что последовательность диафрагм представляет собой замедляющую структуру, в которой возможно распространение несимметричных гибридных волн. Найден инкремент неустойчивости высокочастотных поперечных колебаний электронного пучка, взаимодействующего с замедленной волной в структуре.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Alexahin Yu.I., Perelstein E.A. Р9-82-640
Effect of Diaphragms on the Electron Beam Stability in ILA

The effect of shielding of electron beam electromagnetic field by sequence of metallic diaphragms used in ILA to protect the accelerator tube, on the stability of the beam transverse motion is considered. The strength of the longitudinal magnetic field needed for the beam coherent focusing is determined. The sequence of diaphragms is shown to form a slow wave structure, in which asymmetric hybrid wave can propagate. The growth rate of the beam high-frequency oscillations coupled with the slow wave in the structure is found.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute

Перевод О.С.Вишгородовой.