

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

9-85-769

Н.Ю. Казаринов, В.И. Казача

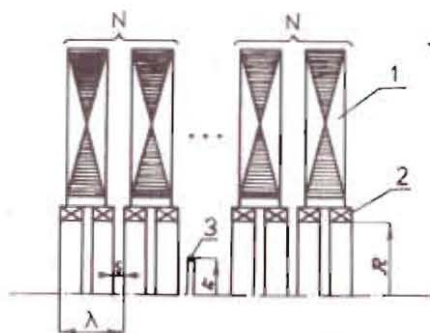
О ДОПУСКАХ НА СЛУЧАЙНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ  
УСКОРЯЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ  
В ИНДУКЦИОННОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ  
КУТИ-20 (ЛУЭК-20)

1985

Ускоряющее электрическое поле  $E_z$  в линейном индукционном ускорителе электронно-ионных колец /ЛУЭК-20/, являющемся частью коллективного ускорителя тяжелых ионов /КУТИ-20/, создается с помощью системы индукторов с встроенными в них катушками ведущего магнитного поля  $B_z$ <sup>1/</sup> /рис.1/. В разрабатываемом ускорителе ЛУЭК-20 каждая ускоряющая секция содержит 36 пермалловых сердечников, и внутри каждого сердечника находится по две запитываемые последовательно катушки ведущего магнитного поля. Зазор между соседними сердечниками  $s$ , в котором формируется ускоряющее напряжение  $u$ , равен 0,6 см, а период структуры индукторов  $\lambda$  равен 5 см. В<sup>2/</sup> получены ограничения на величины амплитуд гармоник  $B_z$  и  $E_z$ , связанные с возможностью пересечения ряда резонансов дипольных колебаний и колебаний малых размеров кольца, а в<sup>3/</sup> определены допуски на случайные возмущения параметров системы формирования магнитного поля в ЛУЭК-20. Однако увеличение амплитуды дипольных колебаний может происходить и из-за случайных возмущений в электрическом поле, связанных с колебаниями  $\delta u$  на плато импульса напряжения в ускоряющих зазорах между индукторами, с разбросом величин зазоров  $\delta s$ ; а также с разбросом величины смещения индукторов как целых  $\delta z_0$  и величины сдвига зазоров  $s$  внутри индукторов  $\Delta z$ . В данной работе определяются корреляционные функции, связанные с флуктуациями вышеуказанных параметров системы формирования  $E_z$ , и оцениваются допустимые величины их разбросов, требуемые для устойчивого ускорения самофокусирующегося электронно-ионного кольца.

1. При определении предельной амплитуды дипольных колебаний реального кольца считалось, что начальные размеры сечений электронного и ионного колец совпадают ( $a_{z_e} = a_{z_i} = a_{r_e} = a_{r_i} = a_{z_0}$ ), и анализировалось полученное в<sup>3/</sup> соотношение

Рис.1. Геометрия индукционной ускоряющей системы ЛУЭК-20.  
1 - пермалловые сердечники;  
2 - катушки ведущего магнитного поля;  
3 - электронно-ионное кольцо.



$$\frac{a_{z_0}}{p_{z_0}} = \sqrt{1 + \frac{\Delta p_{zE}^2 + \Delta p_{zB}^2}{2 \cdot a_{z_0}^2}} + \sqrt{1 + \frac{\Delta p_{rE}^2 + \Delta p_{rB}^2}{2 \cdot a_{z_0}^2}} \quad /1/$$

в котором учитывалось увеличение  $\Delta p_{zE}$  и  $\Delta p_{rE}$  не только вследствие случайного разброса параметров системы формирования  $E_z$  в ЛУЭК-20, но и случайного разброса параметров магнитной системы  $\Delta p_{zB}$  и  $\Delta p_{rB}$  / . Здесь  $p_{z_0}$  - равновесное значение аксиальной по-

ляризации электронно-ионного кольца  $p_{z_0} = \frac{W \cdot (1 + \xi)}{\omega^2 \cdot (1 - f)}$  ;  
 $W = \frac{e \cdot E_{z_0} \cdot (1 - f)}{\gamma \cdot \mu \cdot (1 + \xi)}$  ;  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона;  $\gamma$  - рел-

ативистский фактор вращения электронов в кольце;  $\omega$  - частота дипольных колебаний в электронно-ионном кольце;  $f$  - коэффициент нейтрализации;  $\xi$  - фактор загрузки;  $E_{z_0}$  - амплитуда ускоряющего электрического поля на радиусе кольца.

Выражения для  $\Delta p_{zB}$  и  $\Delta p_{rB}$  были взяты из работы [3]. Выражение для  $\Delta p_{zE}$  получается аналогично выражению для  $\Delta p_{zB}$  и имеет вид

$$\frac{\Delta p_{zE}}{p_{z_0}} = \frac{\omega}{2E_{z_0}} \cdot \sqrt{\sum_{n=1}^4 \frac{\pi}{W} \int_{k_0}^{\infty} \frac{\bar{F}_0^n(k)}{k} dk} \quad /2/$$

где  $k_0$  - начальное значение волнового числа;  $\bar{F}_0^n(k)$  - фурье-образы нулевых гармоник корреляционных функций  $\bar{F}_0^n(v) = \langle \delta E_z(z) \cdot \delta E_z(z-v) \rangle_n$ ;  $\delta E_z$  - случайное возмущение аксиального компонента ускоряющего электрического поля со средним, по всем реализациям равным нулю;  $n = 1$  соответствует разбросу  $\delta u$ ;  $n = 2$  - разбросу  $\delta z_0$ ;  $n = 3$  - разбросу  $\Delta z$  и  $n = 4$  - разбросу  $\delta s$ . Вид функций  $\bar{F}_0^n(v)$  и  $\bar{F}_0^n(k)$  приведен в Приложении. На рис.2 /кривая 1/

показана рассчитанная по формуле /п.6/ нулевая гармоника /  $j = 0$  / корреляционной функции  $\bar{F}_0^1(v)$ , соответствующая флуктуациям  $\delta u$ .

Кривая  $\bar{F}_0^1$  сосчитана при следующих параметрах индукционной ускоряющей системы:  $R = 8,5$  см;  $s = 0,6$  см;  $\lambda = 5$  см /см. рис.1/ и большом радиусе электронно-ионного кольца  $r_0 = 4$  см. Кривая нормирована на максимальное значение функции  $\bar{F}_0^1(v)$ . Остальные корреляционные функции  $\bar{F}_0^{2,3,4}$  для случайных флуктуаций  $\delta z_0$ ,  $\Delta z$  и  $\delta s$  оказываются в -100 раз меньше  $\bar{F}_0^1$ . На рис.3 /кривая 1/ показано рассчитанное значение фурье-образа  $\bar{F}_0^1(k)$  для корреляционной функции  $\bar{F}_0^1(v)$ . Кривая нормирована на максимальное значение функции  $\bar{F}_0^1(k)$ .

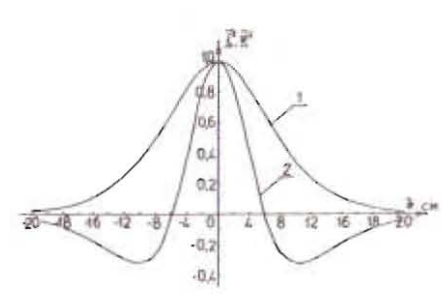


Рис.2. Графики нулевых гармоник корреляционной функции  $\bar{F}_0^1(v)$  /кривая 1/ и корреляционной функции  $\bar{F}_0^1(k)$  /кривая 2/.

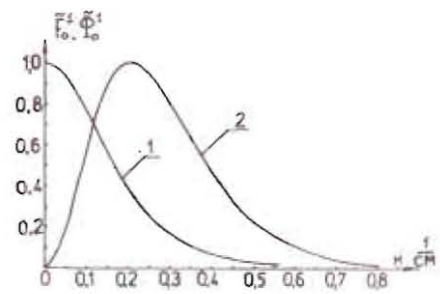


Рис.3. Графики фурье-образов  $\bar{F}_0^1(k)$  для функции  $\bar{F}_0^1(v)$  /кривая 1/ и  $\Phi_0^1(k)$  для функции  $\bar{\Phi}_0^1(v)$  /кривая 2/.

2. В процессе ускорения из-за случайных разбросов указанных выше параметров индукционной ускоряющей системы возможна раскачка не только аксиальной  $p_{zE}$ , но и радиальной  $p_{rE}$  составляющей дипольных колебаний электронно-ионного кольца. Выражение для  $\Delta p_{rE}$  получается аналогично выражению для  $\Delta p_{zB}$  и имеет вид

$$\Delta p_{rE}^{(z)} = \frac{(e/m\gamma)}{\Omega_1^2 - \Omega_2^2} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2W} \cdot [(\Omega_1^2 + (\Omega_1^2 - \omega_0^2)) \cdot \frac{f}{\xi}] \cdot \sum_{n=1}^4 \int_{k_1(z)}^{k_0} \frac{\bar{\Phi}_0^n(k)}{k} dk}^{1/2} + [(\Omega_2^2 + (\Omega_2^2 - \omega_0^2)) \cdot \frac{f}{\xi}] \cdot \sum_{n=1}^4 \int_{k_2(z)}^{k_0} \frac{\bar{\Phi}_0^n(k)}{k} dk]^{1/2} \quad /3/$$

где  $\bar{\Phi}_0^n(k)$  - фурье-образы нулевых гармоник корреляционных функций  $\bar{\Phi}_0^n(v)$ ;  $k_i = \frac{\Omega_i}{\beta_z \cdot c}$  ( $i = 1, 2$ );  $c$  - скорость света;  $\beta_z = \frac{z}{c}$ , а

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (\omega_0^2 + \omega_e^2 + \omega_i^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{[(\omega_0 + \omega_i)^2 + \omega_e^2] \cdot [(\omega_0 - \omega_i)^2 + \omega_e^2]} \quad /4/$$

Здесь  $\omega_0$  - частота вращения электронов;  $\omega_{e,1}$  - частоты колебаний электронов в поле ионов и ионов в поле электронов соответственно.

На рис.2 /кривая 2/ показан график нулевой гармоники корреляционной функции  $\bar{\Phi}_0^1(v)$ . На рис.3 /кривая 2/ показан график фурье-



образа  $\bar{\Phi}_0^1(k)$  для корреляционной функции  $\bar{\Phi}_0^1(v)$ . Из рис. 2 видно, что в рассмотренном случае функции  $\bar{\Gamma}_0^1(v)$  и  $\bar{\Phi}_0^1(v)$  существенно отличны от нуля на расстоянии /длина корреляции возмущений/ порядка  $3R = 26$  см.

3. Для оценки допусков использовались следующие значения характерных параметров ЛУЭК-20 и электронно-ионных колец <sup>1/</sup>:  $r_{z_0} = 0,033$  см;  $E_{z_0} = 10$  кВ/см;  $\gamma = 0,1$ ;  $\gamma = 31,5$ ;  $\xi = 47,5$ ;  $\omega = 4,1 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>;  $R = 8,5$  см;  $r_0 = 4$  см.

Расчеты показали, что на раскачку дипольных колебаний в ускоряющемся электронно-ионном кольце решающее влияние оказывает случайный разброс параметров магнитной системы. Допуски на их разброс оказываются более чем на два порядка жестче, чем допуски на разброс параметров системы формирования  $E_z$ . Такую оценку можно получить, просто сравнивая выражения для  $\Delta p_{zB}$  и  $\Delta p_{rB}$ , найденные в <sup>3/</sup>, с выражениями /2/ и /3/, откуда видно, что отношения  $\frac{\Delta p_{zB}}{\Delta p_{zE}}$  и  $\frac{\Delta p_{rB}}{\Delta p_{rE}}$  пропорциональны отношению  $\frac{V_{z_0}}{E_{z_0}}$ . Учитывая, что  $V_{z_0} = 1,36$  Т, а  $E_{z_0} = 10$  кВ/см, получаем  $\frac{\Delta p_{zB}}{\Delta p_{zE}}$  и  $\frac{\Delta p_{rB}}{\Delta p_{rE}} \sim 4 \cdot 10^2$ .

Так, для десяти ускоряющих секций ЛУЭК-20 допуск на однородность импульса ускоряющего напряжения  $[\frac{<(\delta u)^2>}{u^2}]^{1/2}$  становится  $\leq 5\%$  только тогда, когда значения допусков  $[\frac{<(\delta I)^2>}{I^2}]^{1/2}$  и  $\delta L/L$  <sup>3/</sup> для магнитной системы отклоняются от границы области допустимых значений в сторону уменьшения на величину  $\leq 10\%$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычисление корреляционных функций  $\langle \delta E_{z,r}(z_1) \cdot \delta E_{z,r}(z_2) \rangle$ .

Будем считать, что электронно-ионное кольцо движется в ускоряющем электрическом поле, создаваемом бесконечной периодической структурой, изображенной на рис. 1. Для расчетов удобно воспользоваться следующим выражением для  $E_z$ -компонента ускоряющего электрического поля в азимутально-симметричной системе:

$$E_z(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik(z-z')} \cdot E_z(z', R) \cdot \frac{I_0(|k|r)}{I_0(|k|R)} \cdot dk \cdot dz'. \quad /п.1/$$

Здесь  $I_0$  - модифицированная функция Бесселя, функция  $E_z(z', R)$  описывает распределение  $E_z$  компонента на внутренней границе индукционной ускоряющей системы /на радиусе  $R$ /. Используя формулу

/п.1/, получим среднее по реализации случайного процесса произведение  $\langle \delta E_z(z_1) \cdot \delta E_z(z_2) \rangle$  на радиусе кольца  $r_0$ :

$$\langle \delta E_z(z_1) \cdot \delta E_z(z_2) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_1(z_1-z')} \cdot e^{ik_2(z_2-z'')} \cdot \bar{A}(|k_1|) \cdot \bar{A}(|k_2|) \cdot \langle \delta E_z(z', R) \cdot \delta E_z(z'', R) \rangle dz' \cdot dz'' \cdot dk_1 \cdot dk_2 \quad /п.2/$$

$$\bar{A}(|k|) = \frac{I_0(|k|r_0)}{I_0(|k|R)}$$

Для вычисления  $\langle \delta E_z(z', R) \cdot \delta E_z(z'', R) \rangle$  рассмотрим бесконечный набор ускоряющих зазоров величины  $s$  с периодом  $\lambda$ , причем они объединены в группы по  $N$  зазоров, на которых одна и та же амплитуда ускоряющего напряжения. Тогда распределение электрического поля на границе можно представить в виде

$$E_z(z, R) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} u_j \sum_{m=1}^N \frac{1}{s_{mj}} \cdot \sigma \left[ \frac{s_{mj}^2}{4} - (z - z_{mj})^2 \right], \quad /п.3/$$

где  $u_j$  - напряжение на ускоряющих зазорах,  $z_{mj} = z_j + \frac{\lambda}{2} (2m-1-N)$  - координата центра ускоряющего зазора / $z_j$  - координата центра группы ускоряющих зазоров/. Возмущения ускоряющего электрического поля могут создаваться отклонениями от идеальных значений величин напряжений  $u_j$ , координат центров групп зазоров  $z_j$ , длин зазоров  $s_{mj}$  и координат центров зазоров  $z_{mj}$ . В дальнейшем будем считать, что  $\delta z_{mj} = \delta z_j + \Delta z_{mj} / \Delta z_{mj}$  - сдвиг центра отдельного ускоряющего зазора внутри индуктора/.

Предполагая, что все флуктуации друг с другом не коррелированы и распределены нормально с дисперсиями  $\langle (\delta u)^2 \rangle$ ,  $\langle (\delta z_0)^2 \rangle$ ,  $\langle (\Delta z)^2 \rangle$  и  $\langle (\delta s)^2 \rangle$  соответственно и проводя вычисления, аналогичные <sup>3/</sup>, найдем корреляционные функции для различного типа возмущений:

$$\langle \delta E_z(z_1) \cdot \delta E_z(z_2) \rangle_n = \sum_{l=0}^{+\infty} \bar{\Gamma}_l^n(z_2 - z_1) \cdot \cos \frac{\pi \cdot l \cdot (z_1 + z_2)}{\lambda_N} \cdot \epsilon_l \quad /п.4/$$

( $n = 1, 2, 3, 4$ ),  
где  $\epsilon_l = 1$  при  $l \neq 0$  и  $\epsilon_l = 1/2$  при  $l = 0$ , а функции  $\bar{\Gamma}_l^n(z_2 - z_1)$  представляются в виде интеграла Фурье

$$\tilde{F}_1^n(z_2 - z_1) = \int_0^{+\infty} \tilde{F}_1^n(k) \cdot \cos k \cdot (z_2 - z_1) \cdot dk, \quad /п.5/$$

$$\text{Здесь } \tilde{F}_1^1(k) = \frac{8 \cdot \lambda \cdot E_{z_0}^2}{\pi \cdot N} \cdot \frac{\langle (\delta u)^2 \rangle}{u^2} \cdot \bar{A}(|k + \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \cdot \bar{A}(|k - \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \times$$

$$\times \frac{\sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2}}{(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \cdot s} \cdot \frac{\sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2}}{(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \cdot s} \cdot \frac{(-1)^j - \cos N \cdot \lambda \cdot k}{\cos \frac{\pi j}{N} - \cos \lambda k} \quad /п.6/$$

( $\lambda_N = N \cdot \lambda$ ).

Поскольку в нашем случае длительность импульса ускоряющего напряжения на индукторах равна времени пролета кольца через одну ускоряющую секцию, запитываемую одним модулятором, то в формуле /п.6/ в расчетах полагаем  $N = 1$ . Это означает, что мы опреде-

ляем величину допуска  $[\frac{\langle (\delta u)^2 \rangle}{u^2}]^{1/2}$  на степень однородности вершины импульса ускоряющего напряжения на индукторах. Далее,

$$\tilde{F}_1^2(k) = \frac{8 \cdot \lambda \cdot E_{z_0}^2}{\pi \cdot N} \cdot \frac{\langle (\delta z_0)^2 \rangle}{s^2} \cdot \bar{A}(|k + \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \cdot \bar{A}(|k - \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \cdot \sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \times$$

$$\times \sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \cdot \frac{(-1)^j - \cos N \cdot \lambda \cdot k}{\cos \frac{\pi j}{N} - \cos \lambda \cdot k} \quad /п.7/$$

( $\lambda_N = N \cdot \lambda$ ).

$$\times \sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \cdot \frac{(-1)^j - \cos N \cdot \lambda \cdot k}{\cos \frac{\pi j}{N} - \cos \lambda \cdot k} \quad /п.7/$$

( $\lambda_N = N \cdot \lambda$ ).

Так как в каждом индукторе встроено по две пары последовательно соединенных катушек, то в расчетах полагаем в формуле /п.7/  $N = 2$ .

$$\tilde{F}_1^3(k) = \frac{8 \cdot \lambda \cdot E_{z_0}^2}{\pi} \cdot \frac{\langle (\Delta z)^2 \rangle}{s^2} \cdot (-1)^{j-(N+1)} \cdot \bar{A}(|k + \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \cdot \bar{A}(|k - \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \times$$

$$\times \sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \cdot \sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \quad /п.8/$$

( $\lambda_N = \lambda$ ).

$$\times \sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \cdot \sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \quad /п.8/$$

( $\lambda_N = \lambda$ ).

$$\tilde{F}_1^4(k) = \frac{2 \cdot \lambda \cdot E_{z_0}^2}{\pi} \cdot \frac{\langle (\delta s)^2 \rangle}{s^2} \cdot (-1)^{j \cdot (N+1)} \cdot \bar{A}(|k + \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \cdot \bar{A}(|k - \frac{\pi j}{\lambda_N}|) \times$$

$$\times \left[ \frac{2 \cdot \sin(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2}}{(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) s} - \cos(k + \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \right] \times$$

$$\times \left[ \frac{2 \cdot \sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2}}{(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) s} - \cos(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \right]. \quad /п.9/$$

$$\times \left[ \frac{2 \cdot \sin(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2}}{(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) s} - \cos(k - \frac{\pi j}{\lambda_N}) \frac{s}{2} \right].$$

Для вычисления корреляционных функций  $\langle \delta E_r(z_1) \cdot \delta E_r(z_2) \rangle$  учтем, что в рассматриваемой области пространства  $\text{rot } \vec{E} = 0$ . Тогда  $\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial E_r}{\partial z}$ , и для дальнейших расчетов получаем следующую формулу, связывающую  $E_r$ -компонент ускоряющего электрического поля с  $E_z(z', R)$ -компонентом на границе:

$$E_r(z, r) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int e^{ik(z-z')} \cdot \frac{|k|}{k} \cdot \frac{I_1(|k|r)}{I_0(|k|R)} \cdot E_z(z', R) dk dz' \quad (r < R). \quad /п.10/$$

Здесь  $I_1$  - модифицированная функция Бесселя. Аналогично предыдущему получаем

$$\langle \delta E_r(z_1) \cdot \delta E_r(z_2) \rangle_n = \sum_{j=0}^{+\infty} \tilde{\Phi}_j^n(z_2 - z_1) \cdot \cos \frac{\pi \cdot j \cdot (z_1 + z_2)}{\lambda_N} \cdot \dot{\epsilon}_j \quad /п.11/$$

( $n = 1, 2, 3, 4$ ).

где

$$\tilde{\Phi}_j^n(z_2 - z_1) = \int_0^{+\infty} \tilde{\Phi}_j^n(k) \cdot \cos k(z_2 - z_1) dk, \quad /п.12/$$



$$\bar{\Phi}_j^1(k) = \frac{8 \cdot \lambda \cdot E_{z0}^2}{\pi \cdot N} \cdot \frac{\langle (\delta u)^2 \rangle}{u^2} \cdot \bar{A}_1 \left( \left| k + \frac{\pi j}{\lambda_N} \right| \right) \cdot \bar{A}_1 \left( \left| k - \frac{\pi j}{\lambda_N} \right| \right) \times \quad /п.13/$$

$$\times \frac{\sin \left( k + \frac{\pi j}{\lambda_N} \right) \frac{s}{2}}{\left( k + \frac{\pi j}{\lambda_N} \right) s} \cdot \frac{\sin \left( k - \frac{\pi j}{\lambda_N} \right) \frac{s}{2}}{\left( k - \frac{\pi j}{\lambda_N} \right) s} \cdot \frac{(-1)^j - \cos N \cdot \lambda \cdot k}{\cos \frac{\pi j}{N} - \cos \lambda \cdot k}, \quad (\lambda_N = N \cdot \lambda).$$

Здесь  $\bar{A}_1(|k|) = \frac{|k|}{k} \cdot \frac{I_1(|k|r)}{I_0(|k|R)}$ . Аналогично получаем выражения для

$\bar{\Phi}_j^{2,3,4}(k)$  путем замены в функциях  $\bar{F}_j^{2,3,4}(k)$  выражения  $\bar{A}(|k|)$  на  $\bar{A}_1(|k|)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.
2. Казаринов Н.Ю., Казача В.И. ОИЯИ, 9-83-148, Дубна, 1983.
3. Казаринов Н.Ю., Казача В.И., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, 9-85-176, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 октября 1985 года.

Казаринов Н.Ю., Казача В.И.

9-85-769

О допусках на случайные возмущения ускоряющего электрического поля в индукционной ускоряющей системе КУТИ-20 /ЛУЭК-20/

Для индукционной ускоряющей системы КУТИ-20 /ЛУЭК-20/ определяются корреляционные функции случайных процессов, связанных с флуктуациями следующих параметров системы формирования ускоряющего электрического поля  $E_z$ : амплитуды ускоряющего напряжения на зазорах, смещения индукторов как целого, сдвига зазоров внутри индукторов и аксиальных размеров зазоров. Определяются допустимые значения величин их разбросов, требуемые для устойчивого ускорения в электрическом и вращающемся магнитном  $B_z$  полях самофокусирующего электронно-ионного кольца. Показано, что на расщепку дипольных колебаний в ускоряющемся электронно-ионном кольце решающее влияние оказывает разброс параметров магнитной системы. Показано также, что допуски на разброс параметров системы формирования  $E_z$  оказываются на два порядка менее жесткими по сравнению с допусками на параметры магнитной системы и могут быть легко реализованы.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Kazarinov N.Yu., Kazacha V.I.

9-85-769

On Tolerances for Random Perturbations of Accelerating Electric Field in the KUTI-20 Induction Accelerating System (LUEK-20)

For the KUTI-20 induction accelerating system (LUEK-20) the correlation functions of random processes connected with fluctuations of the following parameters of the accelerating electric field  $E_z$  forming system are determined. These are the peak value of accelerating voltage on gaps, the shift of the inductor as a unite, the shift of gaps inside the inductors and the axial dimensions of the gaps. Permissible values of their spread required for the self-focusing electron-ion ring stable acceleration in electric and guiding magnetic  $B_z$  fields are determined. It is shown that the spread of the magnetic system parameters exerts a decisive influence on the formation of dipole oscillations in the accelerating electron-ion ring. It is also shown that the tolerances on the spread of  $E_z$  forming system parameters proved to be by two orders less rigid than tolerances on the magnetic system parameters and can be easily realized.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985