



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

938/84

13/II-84

P9-83-752

Ю.И.Алексахин, В.И.Казача

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННЫХ ПОЛЕЙ  
НА УСКОРЕНИЕ  
ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА  
В ИНДУКЦИОННОЙ СИСТЕМЕ КУТИ-20

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В коллективном ускорителе тяжелых ионов КУТИ-20<sup>/1/</sup> предполагается ускорять электронно-ионные кольца с числом электронов  $N_e \approx 10^{13}$  в индукционном электрическом поле. Электромагнитные поля, возбуждаемые в ускоряющей системе кольцом с большим зарядом и азимутальным током  $I_\theta \approx 2$  кА, могут заметно снизить темп его ускорения, а при взаимодействии кольца с локальными неоднородностями - вызвать разделение его компонент. Ввиду нерелятивистской скорости движения кольца /конечное значение  $\beta_z = 0,2$ , что соответствует энергии ионов  $\sim 20$  МэВ/нуклон/ эффекты запаздывания, такие, как переходное излучение, возбуждение резонаторных мод колебаний в индукторах, - незначительны. Основным же интересом представляет взаимодействие кольца с квазистационарными полями, исследованию которого и посвящена настоящая работа.

Индукционная ускоряющая секция<sup>/2/</sup> схематически изображена на рис.1. Электронно-ионное кольцо, предварительно ускоренное в спадающем магнитном поле, движется внутри диэлектрической ускорительной трубки, прозрачной для создаваемого при перемагничивании индукторов электрического поля. Ведущее магнитное поле, удерживающее электроны по радиусу, создается встроенными в индукторы многовитковыми катушками.

В работе обсуждаются следующие вопросы: нагрузка индукторов электронно-ионным кольцом; потери энергии кольца на возбуждение токов в катушках ведущего магнитного поля и торможение кольца индуцированными зарядами при его переходе из выводного патрубка в ускоряющую секцию, аналогичное эффекту электростатического запираания электронных пучков.

## 2. НАГРУЗКА ИНДУКТОРОВ УСКОРЯЮЩЕЙ СЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫМ КОЛЬЦОМ

Индуктор ускоряющей секции в простейшем варианте<sup>/3/</sup> можно представить как двойную радиальную линию, короткозамкнутое плечо которой I /рис.1/ заполнено замедляющей средой. Разомкнутое плечо II в квазистационарном режиме является по сути заряженным плоским конденсатором, в краевом поле которого и происходит ускорение. Для упрощения задачи рассмотрим случай, когда катушки ведущего магнитного поля находятся внутри охватывающего сердечник первичного витка, как это сделано в установке ЕТА<sup>/4/</sup>.

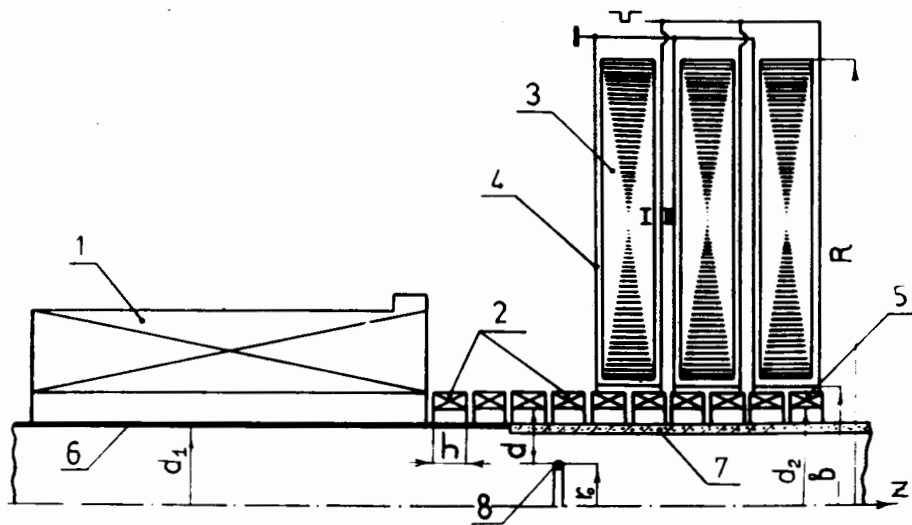


Рис.1. Начальный участок индукционной ускоряющей системы КУТИ-20. 1 - соленоид предварительного ускорения; 2 - катушки переходного участка; 3 - пермаллоевые сердечники индукторов; 4 - витки первичной обмотки сердечника; 5 - катушки ведущего магнитного поля, встроенные в индукторы; 6 - металлический выводной патрубок; 7 - диэлектрическая ускоряющая трубка, 8 - электронно-ионное кольцо.

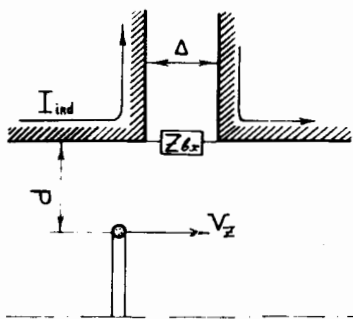


Рис.2. Распределение наведенного тока при пролете кольца мимо ускоряющего зазора.

Будем считать далее, что величина ускоряющего зазора  $\Delta$  мала по сравнению с расстоянием до кольца  $d = b - r_0$ . В этом случае частота отсечки Н-волн  $\omega_H = \pi c / \Delta \cdot \sqrt{\epsilon}$  /  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная изолятора, расположенного между соседними индукторами/ существенно превосходит характерную частоту поля кольца на зазоре  $\omega_0 = v_z / d$ , так что в области II возбуждается только низшая мода Е-колебаний, соответствующая главной /ТЕМ-подобной/

волне в радиальной линии. Таким образом, процесс возбуждения радиальной линии является квазистационарным и может трактоваться на языке теории линий передачи, согласно которой ускоряющий зазор эквивалентен входному импедансу линии  $Z_{вх}$ . /рис.2/. Индуцируемое кольцом падение напряжения на зазоре равно

$$U_{ind} = Z_{вх} \cdot I_{ind}, \quad /1/$$

где  $I_{ind}$  - протекающий по каналу обратный ток. В качестве положительного направления тока выберем направление оси Z. Полный заряд, индуцируемый кольцом на окружающем металле, равен по величине и противоположен по знаку заряду кольца. В силу  $\Delta \ll d$  распределение наведенного на стенки канала тока мало отличается от распределения в сплошной трубе, которое имеет вид

$$I_{ind}(z, t) = -\frac{v_z Q}{\pi b} \int_0^{+\infty} \cos\left[\frac{x}{b}(z - v_z t)\right] \frac{I_0\left(x \frac{r_0}{b}\right)}{I_0(x)} dx. \quad /2/$$

Здесь  $I_0$  - модифицированная функция Бесселя, Q - заряд кольца.

Рассмотрим случай, когда длина радиальной линии  $\ell = R - b < d / \beta_z \sqrt{\epsilon}$ , т.е. отраженная от конца линии волна успевает вернуться к ее входу за время взаимодействия кольца с индуктором. При этом для определения подсадки напряжения необходимо знать условия отражения при  $r = R$ . Оценка сверху может быть получена в предположении, что линия при  $r = R$  разомкнута. Такое предположение соответствует действительности, поскольку волновое сопротивление линии /при  $r = R$ ,  $Z_B = 1 \text{ Ом}$ / намного меньше входного сопротивления питающего индуктор фидера и заполненного ферромагнетиком короткозамкнутого плеча I. Уравнение распространения волны напряжения в радиальной линии имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0. \quad /3/$$

Здесь c - скорость света.

Применяя преобразование Лапласа по времени к уравнению /3/ и требуя равенства нулю тока в точке  $r = R$ , нетрудно найти связь между током и напряжением на входе линии

$$U_{ind} = \int_{-\infty}^t R(t - t') I_{ind}(t') dt', \quad /4/$$

где

$$R(t) = -\frac{\Delta}{\pi \sqrt{\epsilon} b c} \int_{p_0 - i\infty}^{p_0 + i\infty} \frac{J_0(kb) Y_1(kR) - Y_0(kb) J_1(kR)}{J_1(kb) Y_1(kR) - Y_1(kb) J_1(kR)} dp. \quad /5/$$

Здесь  $k = j\rho\sqrt{\epsilon}/c$ ;  $J_m$  и  $Y_m$  - функции Бесселя и Неймана порядка  $m$ ;  $\rho_0$  выбирается так, чтобы все полюса подынтегральной функции лежали левее пути интегрирования в /5/. Помимо полюса  $\rho = 0$  подынтегральная функция имеет совокупность симметрично расположенных на мнимой оси полюсов  $kb = \pm\lambda_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), где  $\lambda_n \approx \pi n / (\alpha - 1)$  ( $\alpha = R/b$ ) - корни уравнения

$$J_1(kb) Y_1(kR) - Y_1(kb) J_1(kR) = 0. \quad /6/$$

Эти полюса соответствуют собственным модам колебаний разомкнутой на концах радиальной линии. Применяя теорию вычетов, из /5/ получим:

$$R(t) = \frac{1}{C} + \frac{4\Delta}{\epsilon b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{J_1^2(\lambda_n)}{J_1^2(\alpha\lambda_n)} - 1 \right]^{-1} \cos \frac{\lambda_n ct}{b\sqrt{\epsilon}}, \quad /7/$$

где  $C = \epsilon(R^2 - b^2)/4\Delta$  - емкость радиальной линии.

В случае медленной зависимости входного тока от времени ( $\ell \ll d/\beta_z\sqrt{\epsilon}$ ) интегралы от быстроосциллирующих членов малы и напряжение на линии такое же, как при зарядке сосредоточенной емкости  $C$  заданным током  $I_{ind}(t)$ :

$$U_{ind}(t) = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^t I_{ind}(t') dt'. \quad /8/$$

Максимальное значение индуцированного при этом напряжения равно  $U_{max} = -Q/C$ . Таким образом, при малых скоростях кольца подсадка напряжения равна просто отношению заряда кольца к заряду на линии, созданному сторонним источником. В таком /квазистатическом/ режиме возможна полная передача запасенной в линии энергии кольцу /при равенстве зарядов/.

Для определения среднего значения напряжения, индуцированного кольцом, найдем работу, совершенную кольцом над полем при пролете мимо ускоряющего зазора. Она, очевидно, равна по величине и противоположна по знаку энергии  $\Delta W$ , приобретенной кольцом:

$$-\Delta W = \int_{-\infty}^{+\infty} [U_0 + U_{ind}(t)] I_{ind}(t) dt = -W_0 + W_{loss}, \quad /9/$$

где  $W_0 = U_0 Q$ ;  $W_{loss} = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{ind}(t) I_{ind}(t) dt$ . Используя /4,7/, найдем:

$$W_{loss} = \frac{1}{2C} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} I_{ind}(t) dt \right]^2 + \frac{2\Delta}{\epsilon b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{J_1^2(\lambda_n)}{J_1^2(\alpha\lambda_n)} - 1 \right]^{-1} \times \\ \times \left[ \left( \int_{-\infty}^{+\infty} I_{ind}(t) \cos \frac{\lambda_n ct}{\sqrt{\epsilon} b} dt \right)^2 + \left( \int_{-\infty}^{+\infty} I_{ind}(t) \sin \frac{\lambda_n ct}{\sqrt{\epsilon} b} dt \right)^2 \right]. \quad /10/$$

Среднее значение индуцированного напряжения определяется через интеграл потерь следующим образом:  $\bar{U}_{ind} = -W_{loss}/Q$ . Подставляя в /10/ выражение обратного тока /2/, получаем:

$$\bar{U}_{ind} = -Q \left\{ \frac{1}{2C} + \frac{2\Delta}{\epsilon b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{J_1^2(\lambda_n)}{J_1^2(\alpha\lambda_n)} - 1 \right]^{-1} \frac{I_0^2\left(\frac{r_0 \lambda_n}{b\sqrt{\epsilon} \beta_z}\right)}{I_0^2\left(\frac{\lambda_n}{\sqrt{\epsilon} \beta_z}\right)} \right\}. \quad /11/$$

В создаваемой индукционной ускоряющей секции КУТИ-20 /1/ картина взаимодействия кольца с индукторами оказывается более сложной, так как в этом случае витки первичных обмоток индукторов представляют собой не радиальные, а полосковые линии и не закрывают сердечника полностью. Однако будем считать, что кольцо нагружает только полосковые линии. Тогда, проводя вычисления аналогично предыдущим, получаем следующее выражение для среднего значения индуцированного напряжения:

$$\bar{U}_{ind} = -Q \left\{ \frac{1}{2C} + \frac{1}{C} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_0^2\left[\frac{\pi n r_0}{\sqrt{\epsilon}(R-b)\beta_z}\right]}{I_0^2\left[\frac{\pi n b}{\sqrt{\epsilon}(R-b)\beta_z}\right]} \right\}. \quad /12/$$

Здесь  $C = k(R-b)a/4\Delta$  - емкость полосковой линии / $k$  - число параллельных витков первичной обмотки индукторов,  $a$  - ширина одного витка/.

Получим численную оценку  $\bar{U}_{ind}$  для параметров, близких к параметрам ускоряющей системы КУТИ-20. При скоростях кольца вплоть до конечного значения  $\beta_z = 0,2$  возбуждение собственных колебаний полосковой линии несущественно и среднее значение индуцированного напряжения равно

$$\bar{U}_{ind} = -\frac{Q}{2C}. \quad /13/$$

Используя значения параметров индукторов ускоряющей системы КУТИ-20:  $R = 26$  см,  $b = 9$  см,  $\Delta = 0,8$  см,  $\epsilon = 4$ ,  $k = 4$  и  $a = 3,5$  см, получаем из /13/:  $\bar{U}_{ind} \approx 7,53$  кВ. При величине рабочего напряжения на индукторе  $U_0 = 46$  кВ относительная подсадка напряжения не превосходит 16%.

Достаточную энергообеспеченность процесса ускорения показывает и сравнение переданной кольцу и запасенной энергии. Энергия, запасенная в полосковых линиях 360 индукторов, при указанных параметрах составляет величину  $W_{зап} = 38$  Дж. Кинетическая энергия кольца на выходе ускорителя при числе ионов урана в кольце  $N_i = 3 \cdot 10^{10}$  должна быть  $W_{отд} = 23$  Дж, тогда  $W_{отд}/W_{зап} = 60\%$ .

Отметим, что для более точной оценки  $\bar{U}_{ind}$  в реальной секции необходимо учитывать возбуждение всех элементов конструкции индукторов /катушек и их подводов/. Для этого желательна экспериментально измерить величину входного импеданса индукторов со стороны кольца.

### 3. ПОТЕРИ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ МНОГОВИТКОВЫХ КАТУШЕК ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Встроенные в индукторы /рис.1/ катушки ведущего магнитного поля наматываются из 10 витков широкой медной ленты /5/. Их можно рассматривать как LCR-контуры, возбуждение которых движущимся кольцом приведет к потере некоторой доли энергии кольца. Оценим эти потери.

Многослойную катушку, возбуждаемую кольцом изнутри, можно представить как виток, нагруженный на полосковую линию, образованную внутренней поверхностью последующего слоя ленты и внешней поверхностью слоя. Длина такой линии равна  $l = 2\pi \bar{r}_k (N - 1)$ , где  $N$  - число витков,  $\bar{r}_k$  - средний радиус катушки. Пусть  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость изоляции между слоями. Тогда время распространения сигнала от входа линии до ее конца и обратно равно  $T = 2l \sqrt{\epsilon} / c$ . При  $\bar{r}_k = 7,6$  см<sup>5/3</sup>,  $N = 10$  и  $\epsilon = 4$  это время составляет  $T \approx 60$  нс. Электронное кольцо при скорости, равной начальному значению  $\beta_{z0} \approx 0,066$ , пройдет за это время расстояние  $\Delta z \approx 120$  см. т.е. уйдет далеко из области взаимодействия с данной катушкой. Поэтому полосковую линию можно считать неограниченной; ее входное сопротивление равно характеристическому импедансу

$$\rho = \frac{4\pi\delta}{c\sqrt{\epsilon}h}, \quad /14/$$

где  $\delta$  - толщина изоляции между слоями ленты, имеющей ширину  $h$ . При  $\delta = 0,07$  см,  $h = 1,7$  см и  $\epsilon = 4$  входное сопротивление линии в практической системе единиц равно  $\rho \approx 7,8$  Ом.

Таким образом, при рассматриваемых скоростях движения кольца катушка эквивалентна LR-контуре, где  $L$  - индуктивность внутреннего слоя ленты /радиус  $d_2 = 7$  см/. Оценим время переходных процессов в контуре:

$$\tau = \frac{L}{c^2\rho} = \frac{\sqrt{\epsilon}d_2h}{c\delta} \left( \ln \frac{16d_2}{h} - 7/4 \right). \quad /15/$$

Подставляя в /15/ значения параметров, получаем  $\tau \approx 28$  нс. Это время на порядок превосходит время взаимодействия с кольцом, так что при определении величины тока на внутреннем витке его можно считать короткозамкнутым. Если расстояние между катушками мало по сравнению с их шириной, то распределение азимутальных

токов, индуцируемых кольцом на внутренних поверхностях катушек, близко к распределению в сплошной проводящей трубе того же радиуса  $d_2$ :

$$j_\theta(z, t) = -\frac{I_\theta r_0}{\pi d_2^2} \int_0^\infty \cos(x \frac{z - v_z t}{d_2}) \frac{I_1(x \frac{r_0}{d_2})}{I_1(x)} dx, \quad /16/$$

где  $j_\theta$  - поверхностная плотность индуцированных токов.

Определяя потери, пренебрежем неоднородностью  $j_\theta$  по ширине катушки. Тогда полный индуцированный на ней ток  $I_p(t) = h j_\theta(t)$ , а напряжение на входе в линию  $U(t) = \rho I_p(t)$ . Для энергии, от данной кольцом в линию, имеем:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} U(t) I_p(t) dt. \quad /17/$$

Используя /16/, найдем потери энергии на единицу длины пройденного кольцом пути:

$$W/h = \frac{4\delta r_0^2 I_\theta^2}{c|v_z|\sqrt{\epsilon}d_2^3} \int_0^\infty \frac{I_1^2(x \frac{r_0}{d_2})}{I_1^2(x)} dx. \quad /18/$$

Радиальная компонента магнитного поля индуцированных токов, действующая на кольцо, соответственно равна

$$B_r^{ret} = -\frac{2\delta I_\theta}{\pi\sqrt{\epsilon}|v_z|d_2^2} F\left(\frac{r_0}{d_2}\right), \quad /19/$$

где

$$F\left(\frac{r_0}{d_2}\right) = \frac{r_0}{d_2} \int_0^\infty \frac{I_1^2(x \frac{r_0}{d_2})}{I_1^2(x)} dx. \quad /20/$$

График функции  $F(r_0/d_2)$  представлен на рис.3. Проведем численную оценку. Пусть  $I_\theta = 2$  кА;  $\beta_z = 0,066$ ;  $r_0/d_2 = 0,55$ . Определяя по графику  $F/0,55/ \approx 0,4$ , найдем  $B_r^{ret} \approx 0,7$  Э. Эквивалентная напряженность электрического поля  $E_z^{ret} \approx 210$  В/см. При напряженности ускоряющего электрического поля  $E_{z0} = 10$  кВ/см потери на возбуждение катушек в начале ускорения составляют  $\sim 2\%$  и по мере увеличения скорости кольца падают, как  $v_z^{-1}$ . Заметим, что учет неоднородности распределения наведенных токов по ширине катушки приводит к относительной поправке  $\sim (h/5d)^2$ , несущественной при выбранных значениях параметров / $r_0 = 4$  см/.

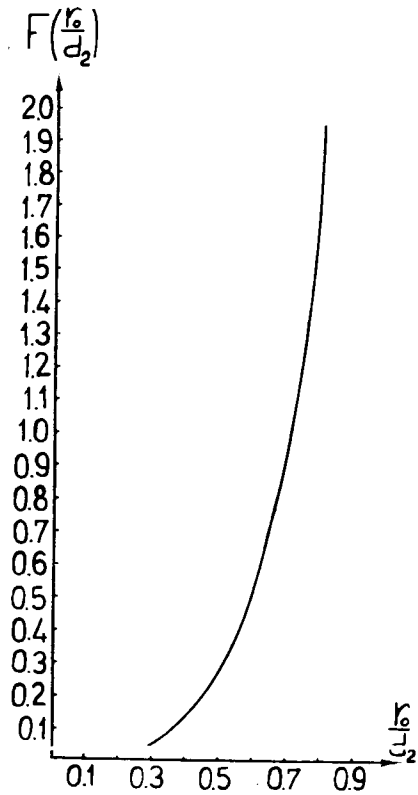


Рис.3. График функции  $F(r_0/d_2)$ .

При малых скоростях движения кольца внутреннюю поверхность катушки можно считать эквипотенциальной, напряжение на входе линии одинаково по ширине катушки и определяется полным током:

$$I_p(t) = \int_{-h/2}^{+h/2} j_\theta(z, t) dz. \quad /21/$$

Тогда из /16/ получаем максимальную величину напряжения, наводимого кольцом на входе линии:

$$|U_{max}| = \frac{2\rho I_\theta r_0}{\pi d_2} \int_0^\infty \sin\left(\frac{xh}{2d_2}\right) \times \quad /22/$$

$$\times \frac{I_1\left(x \frac{r_0}{d_2}\right)}{x I_1(x)} dx.$$

Для приведенных выше значений параметров из /22/ получаем  $|U_{max}| = 1,2$  кВ. Характерное время действия этого импульса напряжения в начале ускорения  $\sim 10$  нс. Соответствующая напряженность электрического поля между витками катушки  $E = 17$  кВ/см.

#### 4. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ КОЛЬЦА

Помимо потерь, обусловленных возбуждением квазистационарных токов в элементах конструкции ускоряющей системы, представляют интерес эффекты, связанные с экранированием квазистатических полей кольца. При ускорении в спадающем магнитном поле кольцо экранировано металлическим патрубком радиуса  $d_1$  /рис.1/, а в индукционной секции - катушками ведущего магнитного поля с радиусом внутренней поверхности  $d_2 > d_1$ . Скачкообразное изменение радиуса экранирования электрического и магнитного полей кольца и соответственно сосредоточенной в них энергии приводит к изменению кинетической энергии его аксиального движения, "встряске", вследствие которой ускоряемые ионы могут быть потеряны.

Выше отмечалось, что катушки ведущего магнитного поля практически полностью экранируют как электрическое, так и магнитное поле кольца, поэтому рассмотрим переход кольца из одной сплошной проводящей трубы радиуса  $d_1$  в другую, радиуса  $d_2$ .

При нерелятивистской скорости движения кольца как целого переходным излучением можно пренебречь и считать, что в каждый момент времени поле кольца имеет стационарное распределение, соответствующее его мгновенному положению. Тогда функция Лагранжа имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - \frac{1}{2} \int_V \rho \phi dV + \frac{1}{2c} \int_V j_\theta A_\theta dV, \quad /23/$$

где  $\mathcal{L}_0$  - функция Лагранжа кольца во внешнем поле;  $j_\theta$  и  $\rho$  - плотность азимутального тока и заряда в кольце,  $A_\theta$  - компонента векторного потенциала собственного магнитного поля кольца,  $\phi$  - его скалярный потенциал. Множитель  $1/2$  перед интегралами в /23/ связан с тем, что взаимодействие каждой пары зарядов при интегрировании учитывается дважды /6/. Интересуясь движением тонкого кольца как целого /  $a/r_0 \ll 1$ , где  $a$  - радиус поперечного сечения/, лагранжиан /23/ можно записать в виде

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - \frac{Q^2}{2C} + \frac{LI_\theta^2}{2c^2}, \quad /24/$$

где  $Q$  и  $I_\theta$  - полный заряд и азимутальный ток в кольце,  $L$  и  $C$  - индуктивность и емкость экранированного трубкой проводника соответствующей формы, являющиеся явной функцией его координат.

Уравнение Лагранжа для продольного движения кольца в однородном внешнем магнитном поле приводится к виду

$$\frac{d}{dt} p_z = - \frac{\partial U_{eff}}{\partial z}, \quad /25/$$

где  $p_z = \partial \mathcal{L}_0 / \partial v_z$  - аксиальный импульс кольца, а  $U_{eff} = \mathcal{L}_0 - \mathcal{L}$  - эффективная потенциальная энергия для аксиального движения кольца, которая в пересчете на один электрон равна:

$$U_{eff}(z) = \frac{e^2 N_e}{2} \left[ \frac{(1-f)^2}{C(z)} - \beta_\theta^2 \frac{L(z)}{(2\pi r_0)^2} \right], \quad /26/$$

где  $N_e$  - число электронов в кольце,  $f$  - фактор зарядовой нейтрализации,  $\beta_\theta$  - скорость вращательного движения электронов, отнесенная к скорости света,  $e$  - заряд электрона.

Различие в знаке между зарядовым и токовым слагаемыми в эффективной потенциальной энергии /26/ отражает тот факт, что наведенные азимутальные токи компенсируют действие индуцированных зарядов на аксиальное движение кольца. Энергия электромагнитного поля кольца является, однако, суммой этих слагаемых и изменяется значительно сильнее, чем эффективная энергия /26/. Нетрудно убедиться, что изменение энергии поля кольца в основном покрывается за счет энергии вращательного движения элект-

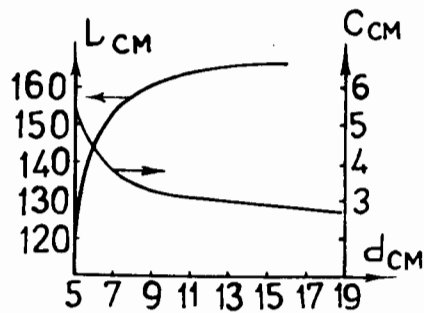


Рис.4. Зависимости емкости кольца  $C$  и индуктивности  $L$  от радиуса экранирующей трубы  $d$ , рассчитанные при  $r_0 = 4$  см и  $a = 0,2$  см.

ронов, которая идет /в равных частях/ на увеличение энергии магнитного поля и пополнение энергии продольного движения кольца, затраченной на увеличение энергии его электрического поля.

Индуктивность и емкость тонкого кольца, экранированного трубой радиуса  $d$ , даются выражениями:

$$C(d) = \pi r_0 \left[ \ln \frac{8r_0}{a} - 2 \int_0^{+\infty} I_0^2(x) \frac{K_0\left(\frac{d}{r_0}x\right)}{I_0\left(\frac{d}{r_0}x\right)} dx \right] \quad /27/$$

и

$$L(d) = 4\pi r_0 \left( \ln \frac{8r_0}{a} - 7/4 \right) - 8\pi r_0 \int_0^{+\infty} I_1^2(x) \frac{K_1\left(\frac{d}{r_0}x\right)}{I_1\left(\frac{d}{r_0}x\right)} dx. \quad /28/$$

Здесь  $I_m(x)$  и  $K_m(x)$  - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда порядка  $m$ . Зависимости  $C(d)$  и  $L(d)$ , рассчитанные по формулам /27,28/ для кольца с  $r_0 = 4$  см и  $a = 0,2$  см, показаны на рис.4.

Кинетическая энергия кольца, приходящаяся на один электрон, равна

$$W_{кин} = \frac{m_e \gamma_1 (1 + \xi) c^2 \beta_z^2}{2}. \quad /29/$$

Здесь  $\gamma_1$  - релятивистский фактор вращательного движения электронов в кольце,  $\xi$  - фактор загрузки. Оценим  $\Delta U_{eff} / W_{кин}$ , считая, что кольцо вылетает из металлического патрубка радиуса  $d_1 = 5$  см, а радиус второй трубы  $d_2 = 7$  см. Тогда для проектируемых параметров КУТИ-20 /1,5/  $N_e = 10^{13}$ ;  $r_0 = 4$  см;  $a = 0,2$  см;  $\xi = 47,5$ ;  $\gamma_1 = 31,25$ ;  $\Gamma = 0,1$  и  $\beta_z = 0,066$  из формул /26-29/ получаем  $\Delta U_{eff} / W_{кин} \sim 10^{-2}$ . При этом напряженность эффективного тормозящего электрического поля оценим, как  $E_{eff}^{rel} = \Delta U_{eff} / e(d_2 - r_0)$ . Отсюда получаем  $E_{eff}^{rel} \sim 5,4$  кВ/см, что меньше предельно допустимой напряженности электрического поля в  $\sim 2,6$  раза.

Малость потерь энергии на переходное излучение продемонстрируем на примере, когда  $d_2 \gg d_1 = d$ . В работе /7/ получена следующая оценка для полных потерь энергии точечного заряда  $Q$ , вылетающего из круглой трубы радиуса  $d$ :

$$\Delta \tilde{W} = \frac{2Q^2 |\beta_z|}{\pi d \sqrt{1 - \beta_z^2}}. \quad /30/$$

Подставляя в /30/  $\beta_z = 0,066$ ;  $d = 5$  см и  $Q$ , соответствующее  $N_e = 10^{13}$ , получаем  $\Delta \tilde{W} / W_{кин} \sim 7 \cdot 10^{-3}$ , в то время как уменьшение энергии продольного движения кольца за счет статических эффектов при тех же параметрах почти на порядок выше:  $\Delta W_{ст} / W_{кин} \sim 5,2 \cdot 10^{-2}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем кратко основные результаты работы.

Энергетические потери электронно-ионного кольца, движущегося с нерелятивистской скоростью в индукционной ускоряющей системе КУТИ-20, определяются в основном квазистационарными эффектами.

Нагрузка индукторов может трактоваться как разрядка линий, образованных первичными витками соседних индукторов, обратным током, наводимым движущимся кольцом. В индукционной ускоряющей системе КУТИ-20 среднее значение подсадки ускоряющего напряжения /до  $\beta_z = 0,2$ / составляет величину  $\sim 16\%$ .

При взаимодействии с достаточно быстро движущимся электронно-ионным кольцом многослойные катушки ведущего магнитного поля ведут себя, как система индуктивно связанных LR-контуров, потери на возбуждение которых уменьшаются обратно пропорционально скорости кольца. Для катушек с выбранными в КУТИ-20 параметрами сила торможения составляет в начале ускорения величину  $\sim 2\%$  от ускоряющей силы. Импульс межвиткового напряжения, наводимого кольцом в катушках, имеет характерную длительность  $\sim 10$  нс и амплитуду  $\sim 1,2$  кВ, что накладывает определенные требования на материал изоляции витков.

Скачкообразное изменение радиуса экранирования электрического и магнитного полей кольца при его движении из выводного патрубка в индукционную ускоряющую секцию приводит к некоторому замедлению кольца. Благодаря компенсирующему действию индуцированных кольцом азимутальных токов уменьшение его продольной кинетической энергии составляет величину всего  $\sim 1\%$ . При этом разделения компонент не происходит, так как эффективная тормозящая сила, действующая на кольцо, в  $\sim 2,6$  раза меньше предельно допустимого значения.

Таким образом, несмотря на большой заряд ( $Q = 10^{13}e$ ) и азимутальный ток /2 кА/ электронно-ионного кольца в КУТИ-20, влияние его собственных полей на процесс ускорения не является зна-



чительным и может быть скомпенсировано соответствующим увеличением напряженности ускоряющего электрического поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П. В кн.: Труды Всесоюзного совещания по проблемам коллективного метода ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.9.
2. Казача В.И. и др. ОИЯИ, Р9-81-809, Дубна, 1981.
3. Leiss J. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1979, NS-26, No.3, pt.2, p.3870.
4. Briggs R.J. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1981, NS-28, No.3, pt.2, p.3360.
5. Казаринов Н.Ю., Казача В.И. ОИЯИ, 9-83-148, Дубна, 1983.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1957, с.15.
7. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. ЖТФ, 1964, т.34, с.711.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 ноября 1983 года.

Алексахин Ю.И., Казача В.И. Р9-83-752  
Влияние собственных полей на ускорение электронно-ионного кольца  
в индукционной системе КУТИ-20

В работе рассматриваются следующие вопросы: нагрузка индукторов в индукционной ускоряющей системе КУТИ-20 электронно-ионным кольцом; потери энергии кольца на возбуждение токов в катушках ведущего магнитного поля и торможение кольца индуцированными зарядами при его переходе из выводного патрубка в индукционную ускоряющую систему, аналогичное эффекту электростатического запираания электронных пучков. Показано, что нагрузка индукторов может трактоваться как разряд линий, образованных первичными витками соседних индукторов, обратным током, наводимым движущимся кольцом. Среднее значение подсадки ускоряющего напряжения для параметров КУТИ-20 составляет величину ~16%. Сила торможения, связанная с потерями энергии кольца на возбуждение катушек ведущего магнитного поля, составляет в начале ускорения величину ~2% от ускоряющей силы и уменьшается обратно пропорционально его скорости. Эффективная тормозящая сила, возникающая при движении кольца из выводного патрубка в ускоряющую систему, имеет значение в ~2,6 раза меньше предельно допустимого и не приводит к разделению компонент.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Alexahin Yu.I., Kazacha V.I. Р9-83-752  
The Effect of Self-Field on the Acceleration of Electron-Ion Ring  
in the KUTI-20 Induction System

The loading of inductors in the KUTI-20 induction accelerating system by the electron-ion ring; the energy losses of the ring due to the excitement of the currents in the guiding magnetic field coils and retardation of the ring by image charges during its transition from the roll-out duct into the induction accelerating system, that is analogous to electrostatic stopping of electron beams are discussed. It is shown that the loading of inductors can be interpreted as discharge of the lines formed by primary windings of the adjacent inductors by return current induced by a moving ring. The mean value of the accelerating voltage decrease for KUTI-20 parameters is equal to ~16%. In the beginning of the acceleration the retarding force, caused by the ring energy losses on the excitement of the guiding magnetic field coils is approximately 2% from the accelerating force and decreases inversely proportional to the ring velocity. The efficient retarding force arising when ring moves from the roll-out duct into the accelerating system is 2.6 times smaller than its top permissible value and does not lead to separation of the ring components.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой