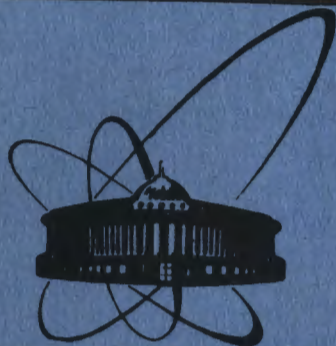


27/II-84



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

1172/84

P9-83-803

Ю.И.Алексахин, В.П.Саранцев

О ВОЗМОЖНОСТИ
МНОГОКРАТНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ
ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Particle Accelerators"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивные пучки ускоренных тяжелых ионов могут найти применение для решения широкого круга физических задач, как фундаментальных /синтез сверхтяжелых элементов, изучение ударных волн в ядрах, поиск новых фазовых состояний ядерной материи/, так и прикладных /инерционный термоядерный синтез, изготовление ядерных фильтров, радиотерапия злокачественных опухолей и др./.

Одним из наиболее перспективных способов ускорения тяжелых ионов является коллективный метод ускорения электронными кольцами ^{1/}. Работоспособность метода доказана в экспериментах на прототипе КУТИ ОИЯИ ^{2/}, в ходе которых наблюдалось ускорение ионов в кольцах с числом электронов $N_e \approx 10^{13}$. Темп ускорения составил $\approx 10Z/A$ МэВ/ м/нукл, где Z и A - средняя зарядность и массовое число ионов. Кольца с близкими параметрами формировались на установках серии "Компрессор" в Беркли ^{3/}.

Интенсивность ионного пучка на выходе ускорителя пропорциональна частоте повторения циклов ускорения, которая вряд ли может превысить $50 \div 100$ Гц в непрерывном режиме вследствие большой рассеиваемой мощности в инжекторе электронов - сильноточном ЛИУ и адгезаторе.

Ионный ток на выходе коллективного ускорителя можно существенно увеличить, если каждое электронное кольцо используется многократно. Возможность челночного режима ускорения ионов наиболее легких элементов рассмотрена в работе ^{4/}. Ускорение тяжелых ионов электронными кольцами имеет свою специфику, связанную с необходимостью остановки кольца для загрузки его ионами и с передачей значительной доли энергии электронов ускоряемым ионам. Соответствующая модификация ускорителя предложена и исследована в работе ^{5/}. Проведенный в этой работе анализ вскрыл принципиальные трудности в реализации рассмотренной схемы, связанные, в первую очередь, с "разогревом" электронного кольца вследствие неадиабатичности процесса его перехода.

В настоящей работе анализируется схема челночного ускорения тяжелых ионов электронными кольцами, позволяющая обойти указанные трудности.

II. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА УСКОРИТЕЛЯ

Напомним вкратце суть предложенного в^{4,5/} способа ускорения. Сформированное в адгезаторе электронное кольцо загружается ионами и ускоряется в статическом спадающем магнитном поле $B_z(z)$. Градиент магнитного поля выбирается с учетом требования удержания ионов^{2/}:

$$B_r = - \frac{r_0}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \lesssim k \frac{\xi + 1}{\xi} f \frac{2|e|N_e}{\pi\beta_\theta r_0 (a_r + a_z)}, \quad /1/$$

где r_0 - радиус кольца, $a_{r,z}$ - полуоси его поперечного сечения, $f = ZN_i/N_e$ - фактор зарядовой нейтрализации, $\xi = m_n AN_i / m_e \gamma N_e$ - фактор загрузки, характеризующий относительное утяжеление кольца, β_θ и γ - азимутальная скорость /в единицах скорости света c / и релятивистский фактор движения электронов, $m_{e,n}$ - массы электрона и нуклона, $k = 0,25 \div 0,33$ - коэффициент запаса, N_i - число ионов в кольце.

Пройдя участок ускорения, электрон-ионное кольцо попадает в область быстро нарастающего магнитного поля /магнитное зеркало/, где условие удержания /1/ нарушено. Ионы "вытряхиваются" из электронного кольца, которое, отразившись от "зеркала", возвращается в точку старта, где вновь загружается ионами. Энергия электронов, затраченная на ускорение ионов, пополняется при периодическом прохождении кольца через резонатор^{4/} или же вихревой э.д.с., создаваемой растущим магнитным полем в "манипуляторе"^{5/}, который одновременно служит для остановки кольца с целью загрузки его ионами.

Помимо трудностей, связанных с перехватом кольца манипулятором, данная схема обладает недостатками, делающими ее малоприменимой для ускорения тяжелых ионов: доля энергии электронов, переданная ионам, должна быть мала, что ограничивает число ионов в кольце значениями $\lesssim 10^{11}/A$; для конкурентоспособности с одноразовой схемой ускорения частота "качаний" кольца должна быть велика / ~ 100 кГц/, что не позволяет достичь высоких зарядностей ионов и вынуждает резко увеличивать длину ускорителя.

Ситуация значительно облегчается, если отказаться от требования малости переданной ионам энергии и допустить большие значения фактора загрузки $\xi \gg 1$. Уменьшение частоты качаний компенсируется при этом увеличением числа ионов в кольце. Отдав значительную долю энергии ионам, электронное кольцо будет совершать колебания с малой /по сравнению с длиной ускорения/ амплитудой на дне магнитной потенциальной ямы. Вернуть его в точку старта можно с помощью искусственной замедляющей линии, по аналогии с работой высокоциклического компрессора^{8/}. Вихревая э.д.с., создаваемая распространяющимся по линии импульсом тока, увеличивает энергию электронов, полностью компенсируя

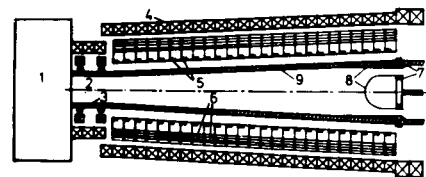


Рис.1. Схематический вид ускорителя /пояснения в тексте/.

затраты на ускорение ионов - в этом несложно убедиться, исходя из закона сохранения обобщенного момента количества движения. Ввиду малой скорости волны в линии $v_\phi/c \lesssim 10^{-3}$ обеспечение адиабатичности перехвата кольца в области старта не является проблемой.

Соответствующая схема установки представлена на рис.1. Электронное кольцо, сформированное в адгезаторе 1 /динамического или статического типа/ загружается ионами и выдерживается в "зале ожидания" 2 в течение времени, необходимого для достижения требуемой зарядности ионов. Затем срабатывают встречно-включенные стартовые витки 3, снимающие магнитный потенциальный барьер и выталкивающие электронно-ионное кольцо в область спадающего магнитного поля, создаваемого /сверхпроводящим/ соленоидом 4. Внутри соленоида помещены витки 5 и емкости 6 искусственной замедляющей линии, возвращающей кольцо в исходное состояние после сепарации электронов и ионов в поле отражающих витков 7. Разрезанные экраны 8 типа "белые колесо" /7/ служат для фокусировки электронов после сепарации и уменьшения энергии связи электронной и ионной компонент кольца. Повторная загрузка кольца ионами может осуществляться как сразу после сепарации, так и в "зале ожидания". В последнем случае электронное кольцо, для усиления фокусирующего действия изображений, должно располагаться достаточно близко к диэлектрической вакуумной трубе 9 с анизотропно-проводящим покрытием.

Ниже будут рассмотрены следующие вопросы, относящиеся к данной схеме электронно-кольцевого челночного ускорителя тяжелых ионов /ЗКУС/: требования на геометрию статического магнитного поля; изменение поперечного фазового объема кольца при отражении; требования на параметры импульсной линии; устойчивость электрон-ионного кольца; принципиально достижимые параметры ионного пучка на выходе ускорителя.

III. УСКОРЕНИЕ И СЕПАРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ И ИОННОЙ КОМПОНЕНТ Кольца

1. Ускорение электрон-ионного кольца в спадающем магнитном поле рассматривалось в работе^{8/}. Исходя из сохранения обобщенного момента, адиабатичности радиального движения в поле с малым градиентом и сохранения полной энергии был найден закон изменения радиуса кольца

$$r_0(z) = r_{in} \sqrt{B_{zin} / B_z(z)} \quad /2/$$

и продольной энергии

$$\gamma_z = \frac{\xi + 1}{\xi + \sqrt{B_z(z) / B_{zin}}} \quad /3/$$

где $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$, $v_z = c\beta_z$ - скорость аксиального движения кольца как целого, ξ - фактор загрузки, соответствующей начальному значению энергии электронов. При $\xi \gg 1$ движение кольца существенно нерелятивистское:

$$\beta_z^2 = \frac{2}{\xi} (1 - \sqrt{B_z(z) / B_{zin}}) \quad /4/$$

По мере ускорения радиус кольца и его малые размеры увеличиваются, так что удерживающая ионы сила падает пропорционально $r_0^{-2}(z)$. Требуя соответствующего уменьшения $B_r = -0,5r_0 \partial B_z / \partial z$, из /2/ получим оптимальную зависимость напряженности магнитного поля от расстояния:

$$B_z(z) = B_{zin} (1 + \kappa z)^{-2} \quad /5/$$

Радиус кольца в этом случае является линейной функцией z . Величину κ определим из условия удержания /1/:

$$\kappa = kf \frac{2\nu}{\beta_z^2 \gamma a_{in}} \quad /6/$$

где $\nu = e^2 N_e / 2\pi r_0 m_e c^2$ - параметр Будкера. Длина ускорения, необходимая для достижения заданной скорости $v_z = c\beta_z$, согласно /4,5/, равна

$$l_{acc} = \frac{\xi \beta_z^2}{2\kappa} \cdot (1 - \frac{\xi \beta_z^2}{2})^{-1} \quad /7/$$

Нетрудно видеть, что при $N_i \rightarrow 0$ длина ускорения стремится к постоянному пределу /пропорциональному отношению энергии ионов к удерживающей силе/. Для типичных параметров $N_e = 10^{13}$, $r_0 = 4$ см, $a_{in} = 0,2$ см, $Z/A = 0,08$, полагая $k = 0,25$ из /6,7/ получим, что при малых ξ для достижения энергии ионов 10 МэВ/нуклон / $\beta_z \approx 0,15$ / требуется длина $l_{acc} \geq 8$ м. Допуская удвоение радиуса кольца при ускорении, получим фактор загрузки $\xi = 50$ и $l_{acc} = 15$ м. Число ионов урана в кольце при $\gamma_{in} = 25$ равно $N_i = 3 \cdot 10^{10}$, фактор нейтрализации $f = 0,06$.

2. Проблема отделения ускоренных ионов от электронного кольца без ухудшения его параметров является ключевой для схемы челночного ускорения. Резкое изменение жесткости фокусировки при сбросе ионов вызовет пульсации малых размеров кольца и, в конечном счете, увеличение эмиттанса /5/.

При мгновенном изменении частоты от значения ν_1 до ν_2 рост эмиттанса, определяемого через среднеквадратичные размеры кольца, дается соотношением /9/:

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} + \frac{\nu_2}{\nu_1} \right), \quad /8/$$

показывающим, что скачок частот должен быть по возможности минимальным.

Внешнее магнитное поле обеспечивает эффективную фокусировку электронов по радиусу, поэтому основной проблемой является увеличение частоты аксиальных колебаний электронов в отсутствие ионов. Ее можно решить, используя фокусирующие свойства экрана "беличьё колесо" /7/. Если отношение радиусов экрана (r_{sc}) и кольца (r_0) близко к единице, то относительные частоты колебаний после сброса ионов приблизительно равны

$$\nu_{z2}^2 = \nu_w^2 \approx \frac{2\nu}{\beta_z^2 \gamma} \cdot \frac{1}{g^2}, \quad \nu_{r2}^2 = 1 - \nu_w^2; \quad g = 2 \frac{|r_{sc} - r_0|}{r_0} \quad /9/$$

Частоты колебаний до сепарации в случае кольца кругового сечения радиуса a_0 имеют тогда вид

$$\nu_1^2 = \nu_p^2 + Q_{a1}^2; \quad Q_{a1}^2 = f \frac{2\nu}{\beta_z^2 \gamma} \frac{1}{a^2}, \quad a = \frac{a_0}{r_0} \quad /10/$$

Расстояние до экрана следует выбирать возможно меньшим /не нарушая при этом условия когерентной радиальной устойчивости $2\nu_w^2 < 1$ /.

В реальных условиях рост эмиттанса может быть как меньше, так и больше, чем следует из /8/. Ясно, что для уменьшения неадиабатичности крутизна магнитной "горки" не должна быть слишком большой. С другой стороны, при малом градиенте процесс разделения затягивается, электроны дольше следуют за ионами, испытывая их дефокусирующее /после разделения/ влияние. Кроме того, ионы успевают отдать часть энергии электронам, что увеличивает амплитуду аксиальных колебаний кольца после сепарации. Очевидно, что существует оптимальное значение градиента магнитного поля "зеркала", при котором увеличение аксиального эмиттанса электронов при отражении минимально.

Процесс разделения компонент моделировался на ЭВМ с использованием приближенных уравнений, полученных в предположении постоянства размеров ионного кольца и скорости его движения:

$$\frac{d^2 \zeta_e}{dr^2} = -Q_{e1}^2 (\zeta_e - \zeta_1) a^2 \left\{ \frac{1}{a^2 + (\zeta_e - \zeta_1)^2} - \frac{1}{g^2 + (\zeta_e - \zeta_1)^2} \right\} + \frac{B_r(\zeta_e)}{B_0}$$

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} = -\left\{ \nu_w^2 - Q_{e1}^2 \alpha^2 \frac{(\zeta_e - \zeta_1)^2 - \alpha^2}{[\alpha^2 + (\zeta_e - \zeta_1)^2]^2} - \frac{1}{B_0} \frac{\partial B_r}{\partial \zeta_e} \right\} \psi + \frac{\nu_{z1}^2}{\psi^3}, \quad /11/$$

где введены безразмерные переменные $\zeta = (z - z_{\min}) / r_0$, z_{\min} - точка минимума магнитного поля, $B_0 = -m_e c^2 \beta_\theta \gamma / e r_0$, $r = v_\theta t / r_0$, $\psi = a_z / a_0$. Одновременно контролировалось изменение радиального размера и большого радиуса электронного кольца.

Оптимальные условия отражения искались для специальной конфигурации магнитного поля:

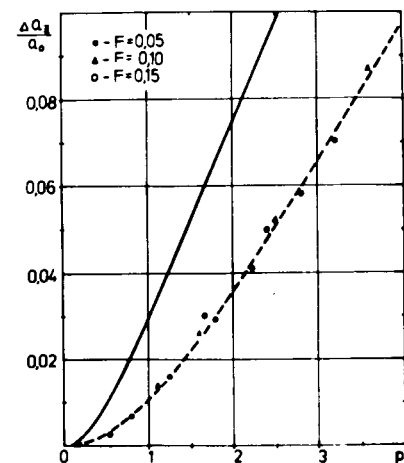
$$B_z = B_0(1 + n\zeta^3/\theta - n\zeta\chi), \quad B_r = -B_0 n \zeta^2 / 2, \quad /12/$$

где $\chi = (r - r_0) / r_0$. Найденные при $\beta_z = 0,15$ значения индекса поля n , соответствующие минимальному росту аксиального эмиттанса, хорошо аппроксимируются формулой

$$n_{opt} \approx \frac{\nu_w^{5/2}}{3\sqrt{\alpha}}. \quad /13/$$

Увеличение среднеквадратичного размера при $n = n_{opt}$ определяется значением отношения $p = Q_{e1}^2 / \nu_w^2 = fg^2 / \alpha^2$ и слабо зависит от других параметров. Результаты расчета, представленные на рис.2, показывают, что при $n = n_{opt}$ рост аксиального размера при отражении кольца в магнитном поле рассматриваемой геометрии в 2 ÷ 3 раза ниже, чем при мгновенном изменении частоты /сплошная кривая/. увеличению среднеквадратичного размера на 1% соответствует $p \approx 1$, для этого при $f = 0,06$ требуется $g \leq 4\alpha$, то есть расстояние до экрана не должно превосходить удвоенного малого размера кольца.

Несмотря на малость относительного изменения магнитного поля, действующего на электроны $\Delta B_z / B_z \approx \beta_z^2 / 2 \approx 10^{-2}$,



радиального движения электронов при отражении нарушается, что приводит к возбуждению когерентных колебаний среднего радиуса кольца с амплитудой

Рис.2. Необратимое увеличение аксиального среднеквадратичного размера электронного кольца при сепарации. Сплошная кривая соответствует скачкообразному изменению магнитного поля, пунктирная - магнитному полю оптимальной геометрии.

$$\frac{\Delta r}{r_0} \sim \frac{2}{\sqrt{1 - 2\nu_w^2}} \sqrt{\frac{3\beta_z^5}{n}}. \quad /14/$$

За время, обратно пропорциональное разбросу частот обращения электронов, энергия когерентных колебаний перекачивается в некогерентное движение электронов, вызывая рост среднеквадратичного радиального размера сечения кольца /9/ на величину

$$\frac{\Delta a_r}{a_0} \approx \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta r}{a_0}\right)^2} - 1. \quad /15/$$

Для типичных параметров ускорителя $n_{opt} \approx 0,2$ и $\Delta r / a_0 \sim 1$, что показывает необходимость введения дополнительных витков или высоковольтных электродов для компенсации изменения B_z .

При большом токе в электронном кольце в качестве отражающего можно использовать пассивный электрически изолированный виток или, для уменьшения ΔB_z , систему пассивных витков /рис.1/. Ток, возбуждаемый в витке приближающимся кольцом, в соответствии с правилом Ленца тормозит кольцо, и при

$$\frac{2\nu}{\gamma} \sqrt{\frac{r_m}{r_0}} \left(\ln \frac{8\sqrt{r_0 r_m}}{|r_0 - r_m|} - \frac{7}{2} \right) > \beta_z^2, \quad /16/$$

где r_m - радиус витка, достаточен для отражения.

Основное преимущество пассивных витков - высокая степень азимутальной симметрии создаваемого ими поля из-за отсутствия подводов.

Энергия аксиального движения электронного кольца увеличивается при сепарации, как показывают расчеты, незначительно /10 ÷ 20%/. Сбросив ионы, кольцо совершает колебания с амплитудой $\Delta z \approx \ell_{acc} / \xi$, которые гасятся вследствие омических потерь в линии и экранах. Перекачка энергии в некогерентные колебания не происходит, так как соответствующие частоты сильно разнесены.

IV. ИМПУЛЬСНАЯ ЛИНИЯ

Возвращение электронного кольца в исходное состояние производится бегущей магнитной "пробкой", создаваемой токами в витках искусственной линии /10/. Эквивалентная схема одного элемента линии показана на рис.3.

Выбор основных параметров должен обеспечивать необходимую напряженность радиальной компоненты импульсного магнитного поля (B_r) в конце линии /начале участка ускорения, где градиент статического поля максимален/, для чего нужна эффективная связь витков линии с кольцом и малость омических потерь

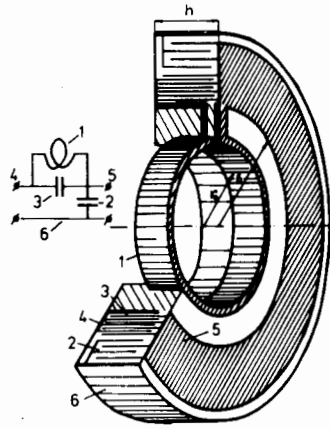


Рис.3. Эквивалентная схема и возможное исполнение одного модуля замедляющей линии: 1 - виток импульсного магнитного поля; 2 - основной конденсатор C_0 ; 3 - шунтирующий конденсатор C_1 ; 4,5 - поверхности электрического контакта между модулями; 6 - цилиндрический обратный токопровод.

и фазовых искажений импульса. В случае гармонического сигнала

$$\tilde{B}_r(z, t) = -\frac{I_0}{c} \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{Re} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left[i \frac{\phi(z - v_{\phi} t) + 2\pi m z}{h}\right] g(\phi + 2\pi m), \quad /17/$$

где h - шаг линии, ϕ - фазовый сдвиг токов в соседних витках, I_0 - амплитудное значение тока, v_{ϕ} - фазовая скорость волны. Коэффициент связи g определяется выражением

$$g(\phi) = \frac{4\pi r_c}{h} I_1(\phi r_0/h) \left[K_1(\phi r_c/h) - I_1(\phi r_c/h) \frac{K_1(\phi b/h)}{I_1(\phi b/h)} \right], \quad /18/$$

где r_c и b - радиусы витков и кожура /рис.3/, $I_1(x)$ и $K_1(x)$ - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда.

Измерения и расчеты, выполненные в связи с разработкой высокоциклического адгезатора^{11/}, выявили существенно неблагоприятное влияние омических потерь и собственной индуктивности конденсаторов на распространение импульса. Малость паразитных индуктивностей и сопротивления линии можно обеспечить, если линия собрана из модулей, схематический вид одного из которых представлен на рис.3. Тогда искажения импульса определяются, в основном, частотной дисперсией вследствие индуктивной связи между витками. Степень искажений уединенного импульса характеризуется параметром

$$\eta = \kappa \left(\frac{4\phi_0}{\pi} \right)^3 \frac{l_{acc}}{h}, \quad /19/$$

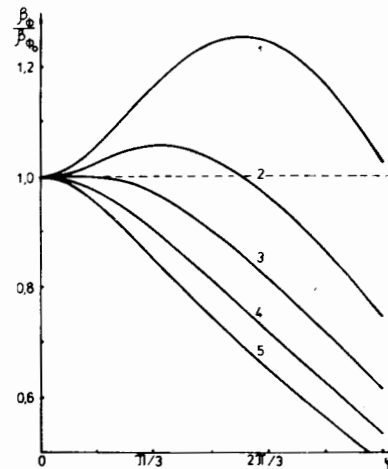
где ϕ_0 - фазовый сдвиг на основной частоте, κ - коэффициент дисперсии, величина которого зависит от геометрических соотношений в линии и может быть уменьшена емкостной шунтировкой^{10/}. Падение максимального значения \tilde{B}_r для импульса гауссовой формы составляет при $\eta = 2$ приблизительно^{10/} 17%.

Для увеличения \tilde{B}_r при фиксированном токе следует, согласно /17,18/, увеличивать фазовый сдвиг и уменьшать шаг линии h , однако при этом возрастают фазовые искажения. Ситуация еще более осложняется при учете тормозящего действия токов, возбуждаемых кольцом. Магнитное поле этих токов в установившемся режиме дается соотношением

$$B_r^{ret} = -\frac{2I_r r_0}{chL} \left(\frac{v_z}{v_{\phi_0}} \right)^2 \int_0^{\pi} \frac{\phi^4}{4 \sin^2 \phi/2} \cdot \frac{r(\phi) g^2(\phi) d\phi}{[(v_z/v_{\phi}(\phi))^2 - 1]^2 + r^2(\phi)}, \quad /20/$$

где I_r - ток в электронном кольце, $r = \phi v_z RC_0 / (4h \sin^2 \phi/2)$, R - эффективное сопротивление^{10/} одного модуля линии на частоте $\omega = \phi v_z / h$, L - индуктивность модуля с учетом межвитковой связи и экранирования кожухом^{10/}. Увеличение коэффициента связи g и снижение омических потерь и дисперсии фазовой скорости приводит, согласно /20/, к возрастанию потерь на возбуждение линии.

Выбор оптимальных параметров линии с учетом всех требований является сложной задачей, не входящей в наши цели. Принципиальную реализуемость такого выбора продемонстрируем на конкретном примере. Пусть параметры в конце линии таковы: $h = 4$ см, $r_c = 10$ см, $b = 14$ см, $C_0 = 0,14$ мкФ. Соответствующие значения фазовой скорости $v_{\phi_0}/c = h/\sqrt{LC_0} = 5 \cdot 10^{-4}$ и волнового сопротивления $Z_w = 2$ Ом. Дисперсия фазовой скорости при различных значениях отношения C_1/C_0 показана на рис.4. Значению $C_1/C_0 = 0,22$ соответствует $\kappa = 0,33$.



Зависимость индукции магнитного поля наведенных токов от скорости движения кольца при $r_0 = 4$ см, $I_r = 1,9$ кА показана на рис.5. Из графиков следует, что B_r^{ret} может на порядок превосходить радиальную компоненту статического поля /равную в начале участка ускорения 30 Гс/.

Рис.4. Зависимость относительной фазовой скорости волны в линии от фазового сдвига при различных отношениях $\kappa_E = C_1/C_0$: 1 - $\kappa_E = 0$; 2 - $\kappa_E = 0,22$; 3 - $\kappa_E = 0,44$; 4 - $\kappa_E = 0,66$; 5 - $\kappa_E = 0,88$.

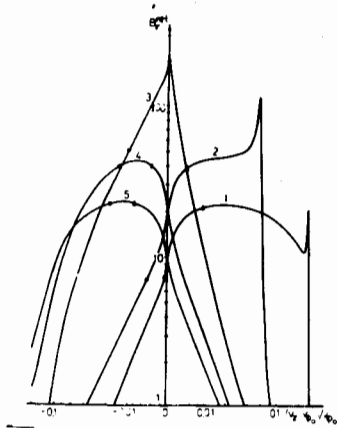


Рис.5. Зависимость тормозящего магнитного поля наведенных в линии токов V_r^{ret} от скорости движения кольца v_z , при тех же, что и на рис.4, значениях κ_E . $\Delta - v_z = v_\phi(\phi)$, при $\phi = 0,2$, $\bullet - v_z = v_{\phi_0}(0,2) = 0,01 \cdot v_{\phi_0}$.

Амплитудное значение импульсного тока, необходимое для компенсации эффекта нагрузки, можно существенно уменьшить, если отказаться от требования точной синхронности движения кольца и токового импульса, что допустимо ввиду конечного времени взаимодействия. Позволяя импульсу "про-

скользывать" относительно кольца на фазу $\pi/4$, при $\phi_0 = 0,2$ получим $(v_z - v_\phi)/v_\phi = -\pi h / (4\phi_0 l_{acc}) \approx -10^{-2}$. На рис.5 соответствующие такой скорости точки отмечены кружками. При $C_1/C_2 = 0,22$ $V_r^{ret} = 15$ Гс.

Теперь можно оценить необходимые значения тока и напряжения в линии. Полагая \bar{V}_r в точке кольца равным 0,71 от максимального, в случае синусоидального сигнала получим следующие амплитудные значения в конце линии $I_{0r} = 3,5$ кА, $U_{0r} = 7$ кВ.

При определении соответствующих значений на входе линии нужно учесть снижение градиента тока, определяющего \bar{V}_r , вследствие омических потерь и дисперсии, а также изменение волнового сопротивления. Для параметров на входе линии $h = 4$ см, $r_c = 15$ см, $b = 19$ см, $C_0 = 0,09$ мкФ / $Z_w = 3$ Ом/ получим $I_{0i} = 4$ кА, $U_{0i} = 12$ кВ. Частота сигнала при выбранных параметрах равна 120 кГц, длительность полуволны тока $\tau = 4$ мкс. Максимальное значение \bar{V}_r для уединенного импульса примерно вдвое ниже, чем для гармонического при той же амплитуде тока. В результате получим $I_{0i} = 8$ кА, $U_{0i} = 24$ кВ, энергия, запасенная в импульсе $W_0 = 0,5$ кДж.

Приведенные параметры типичны для импульсных систем ускорителей, их достижимость не вызывает сомнений. Подчеркнем еще раз, что они не являются, кроме того, оптимальными.

В. УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОН-ИОННОГО КОЛЬЦА

В экспериментах по формированию и ускорению электронно-ионных колец^{2,8,12} был зафиксирован ряд неустойчивостей, приводящих к ухудшению параметров колец. Наиболее жесткие ограничения на параметры сжатого кольца связаны с возможностью развития неустойчивости отрицательной массы¹³/самобанчировки кольца/ и дипольных электрон-ионных колебаний¹²/радиальной

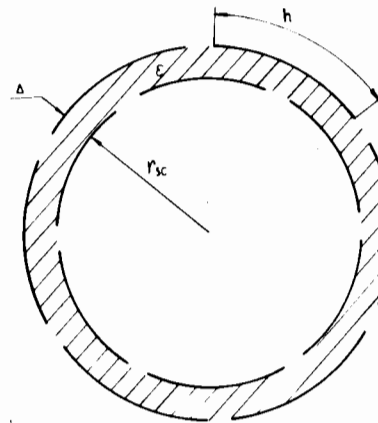


Рис.6. Поперечный разрез модифицированного "белчьего колеса".

и аксиальной прецессии кольца/. Определенную опасность представляет также целый резонанс радиальных колебаний электронов в точке старта¹², приводящий к радиальному смещению кольца как целого.

1. Неустойчивость отрицательной массы может быть подавлена экранированием электронного кольца близким цилиндрическим кожухом¹². Требование малости потерь энергии импульсного поля исключает воз-

можность применения сплошного проводящего экрана, поэтому перспективно использование двойного "белчьего колеса" - экрана, образованного двумя коаксиальными цилиндрами, разрезанными вдоль образующих так, что полосы одного цилиндра производят емкостную шунтировку разрезов другого¹³.

Поперечное сечение экрана показано схематически на рис.6. Экранирующие свойства на длинах волн, больших в сравнении с шириной полос h , характеризуются параметром

$$a = \frac{\Delta N}{\pi h} \approx \frac{\Delta N^0}{\pi 2 r_{sc}}, \quad /21/$$

где N - число разрезов каждого цилиндра, r_{sc} - радиус внутренней поверхности, Δ и ϵ - толщина и диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя.

Влияние экрана на устойчивость кольца относительно банчировки описывается в терминах импеданса связи¹⁴. Анализ, проведенный в работе¹⁵, показал, что вследствие возбуждения кольцом ТЕМ-волны, распространяющейся вдоль разрезов, импеданс связи с одиночным "белчьим колесом" может заметно превышать импеданс свободного пространства. Вклад в импеданс потерь на возбуждение ТЕМ-волны может рассматриваться в качестве меры экранирования высокочастотного поля кольца; в случае двойного экрана с $2a \lesssim \sqrt{\epsilon-1}$ он приближенно равен

$$Z_n^{TEM} \approx Z_0 \frac{\pi a r_0}{\sqrt{\epsilon} \cdot r_{sc}} \exp[-2n\sqrt{\epsilon-1} (\frac{r_{sc}}{r_0} - 1)], \quad /22/$$

где n - номер азимутальной гармоники возбуждаемого поля, $Z_0 = 4\pi/c / 120\pi$ Ом в единицах СИ/.

Степень экранирования импульсного магнитного поля определяет, в свою очередь, коэффициентом

$$r_0 = \frac{x^2 I_1(x) K_1(x)}{x^2 I_1(x) K_1(x) + a}, \quad /23/$$

где $x = |k_z| r_{sc}$, k_z - постоянная распространения волны в линии. Удовлетворить одновременно требованиям малости импеданса /22/ и коэффициента экранирования /23/ легче при больших ϵ : волновое сопротивление линий, образованных перекрывающимися частями полюс, пропорционально $\epsilon^{-1/2}$, в то время как для азимутальных токов, индуцированных в экране магнитным полем, разрезы эквивалентны не зависящим от ϵ индуктивностям.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть $r_0/r_{sc} = 0,7$ /так что кольцо не излучает Н-волны на гармониках $n \leq 2/$ и $\epsilon = 5$. Тогда для $Z_{TEM} \approx 60$ Ом нужно $a \leq 0,9$. При выбранных параметрах линии $x = 0,14 \div 0,28$ и экранирование \bar{V}_r составляет, согласно /23/, не более 8%. Значение $a = 0,9$ в начале участка ускорения может быть реализовано, например, при $\Delta = 0,4$ мм и $N = 36 / h \approx 1$ см/.

2. Неустойчивость электрон-ионных колебаний носит резонансный характер и проявляется в определенных интервалах частот колебаний электронов и ионов /18/. На рис.7 показаны границы области неустойчивости радиальных колебаний на плоскости (Q_{e1}^2, n_{eff}) , где $n_{eff} = n + 2\nu_w^2$, n - показатель спада внешнего магнитного поля, найденные при $\xi = 50$ в пренебрежении разбросом по частотам некогерентных колебаний. Для определения границ области неустойчивости аксиальных колебаний следует положить $n_{eff} = 1 - n$. Из рис.7 видно, что электрон-ионное кольцо с приведенными ранее параметрами $/Q_{e1}^2 = 0,2/$ стабильно, если $n_{eff} \geq 0,5$ либо $n_{eff} \leq 0,018$. Таким образом, показатель спада магнитного поля в "зале ожидания" должен быть близок к $n = 0,5$. Расстояние между кольцом и диэлектрической трубой на участке ускорения следует выбирать так, чтобы $\nu_w^2 \leq 10^{-2}$. Отметим, что неучтенное нами затухание

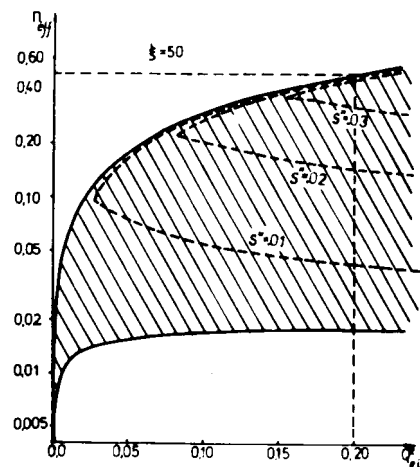


Рис.7. Область неустойчивости радиальных дипольных электрон-ионных колебаний на плоскости (Q_{e1}^2, n_{eff}) при значении фактора загрузки $\xi = 50$. Пунктиром показаны линии равного инкремента $s'' = \text{Im} \omega / \omega_0$, где ω_0 - частота обращения электронов.

Ландау, связанное с нелинейным разбросом частот некогерентных колебаний, должно сузить область неустойчивости.

3. При выводе кольца в участок ускорения, а также при его влете в область сепарации, происходит резкое изменение частоты когерентных радиальных колебаний электронов $Q_r = \sqrt{1 - n_{eff}}$. Благодаря стеночной фокусировке резонанс $Q_r = 1$ не проходит, однако близость Q_r к резонансному значению на участке ускорения может привести к большим смещениям кольца как целого, относительно оси ускорителя /2/:

$$\frac{\Delta r}{r_0} \approx \frac{1}{n_{eff}} \cdot \frac{\delta B_z}{B_z}, \quad /24/$$

где δB_z - амплитуда азимутальной модуляции статического магнитного поля. Резкое изменение n_{eff} при влете кольца в область сепарации вызовет радиальную прецессию и увеличение, в конечном счете, малого радиального размера кольца. Требуя $\Delta r/a_0 \leq 0,15$, что соответствует однопроцентному увеличению размера, при $n_{eff} = 2 \cdot 10^{-2}$ и $a_0/r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ из /24/ получим допуск на амплитуду первой гармоники магнитного поля, обычный для ускорительной техники: $\delta B_z/B_z < 1,5 \cdot 10^{-4}$. Допуск на соосность дополнительных экранов и соленоида определяется тем же требованием $\Delta r/a_0 \leq 0,15$ и при $a_0 = 4$ мм составляет $\Delta r \leq 0,5$ мм.

VI. ВОЗМОЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСКОРИТЕЛЯ

Для численных оценок в работе использовались следующие значения параметров электронного кольца: $N_e = 10^{13}$, $r_{in} = 4$ см, $a_{in} = 0,2$ см, $\gamma_{in} = 25$. Загрузке $\xi = 50$ соответствует число ионов урана в одном кольце $N_i = 3 \cdot 10^{10}$, фактор нейтрализации при $Z/A = 0,08$ $f = 0,06$. Время, необходимое для достижения зарядности $Z = 19$ $T_{ion} \leq 1$ мс, так что частота качаний электронного кольца ограничена величиной 1 кГц. Для ускорения ионов до энергии 10 МэВ/нуклон при коэффициенте запаса $k = 0,25$ требуется длина $l_{acc} = 15$ м.

Время жизни одного кольца ограничивается, в основном, тремя факторами: потерей энергии электронов на синхротронное излучение, многократным рассеянием электронов на накопленных ионах и ростом эмиттанса из-за неадиабатичности процесса сепарации. Рассмотрим эти эффекты по отдельности.

Потери энергии электронов на излучение при данных параметрах составляют $\leq 10\%$ за 20 мс. Для стабилизации конечной энергии ионов нужно пропорционально уменьшать их число. Поскольку одновременно уменьшаются размеры кольца, условие удержания ионов /1/ не нарушается. Уменьшение радиуса кольца приводит к отдалению его от экрана в области сепарации. Для компенсации происходящего при этом ослабления фокусирующего действия изображений следует

ввести дополнительный, внутренний по отношению к кольцу, разрезанный экран.

Увеличение малых размеров электронного кольца вследствие многократного рассеяния дается приближенной формулой /17/:

$$\frac{\Delta a}{a_0} \approx \left[1 + t \frac{8e^4 r_0 N_i Z_A^2}{\pi m_e^2 c^3 \nu^2 a^4 \gamma^2} \ln(192 \gamma Z_A^{-1/3}) \right]^{1/4} - 1, \quad /25/$$

где Z_A - атомный номер элемента, ν - относительная частота бетатронных колебаний электронов. При показателе спада магнитного поля в "зале ожидания" $\mu = 0,5$ и $Q_{ei}^2 = 0,2$ $\nu_r^2 = \nu_z^2 = 0,7$. Подставляя в /25/ приведенные выше параметры, при $t = 20$ мс получим $\Delta a/a_0 \approx 20\%$.

Приблизительно такое же увеличение размеров происходит при двадцатикратном отражении электронного кольца от магнитного "зеркала". Следует отметить, что каждый из этих двух факторов резко ослабляет влияние другого, поэтому можно ожидать, что результирующее увеличение малых размеров кольца будет значительно ниже, чем при их независимом проявлении.

Время жизни одного кольца, таким образом, можно принять равным 20 мс, что позволяет его 20-кратное использование. При частоте срабатывания генератора электронных колец 50 Гц, получим частоту повторения циклов ускорения 1 кГц и интенсивность пучка ионов урана на выходе ускорителя $3 \cdot 10^{13}$ ядер/с.

Использованные нами при оценках параметры не являются оптимальными или максимально достижимыми. Увеличивая число электронов и размеры кольца пропорционально $N_e^{1/3}$, что оставляет требования устойчивости неизменными, можно существенно повысить ионный ток на выходе ускорителя. Так, при вполне реальной цифре $N_e = 3 \cdot 10^{13}$ получим интенсивность пучка ионов урана $\sim 10^{14}$ ядер/с, а в случае легких элементов, ввиду меньшего времени, требуемого для их ионизации, до 10^{16} ядер/с.

В заключение авторы выражают признательность Н.Ю.Казаринову, А.Б.Кузнецову, Э.А.Перельштейну и Б.Г.Щинову за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Veksler V.I. et al. Prog. IV Internat. Conf. of High Energy Accelerat. Cambridge, USA, 1967, p. 289.
2. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
3. Paltens A. et al. Proc. IX Internat. Conf. on High Energy Accelerat. Stanford, California, 1974, p. 226.
4. Иовнович М.Л. и др. ОИЯИ, Р9-11686, Дубна, 1978.

5. Капчинский И.М. Препринт ИТЭФ-63, Москва, 1973.
6. Барабаш Л.С. и др. ОИЯИ, Р9-11776, Дубна, 1978.
7. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-4737, Дубна, 1969.
8. Lewis W.B. Symposium ERA. UCRL - 18103, LBL, Berkeley, California, 1968, p. 195.
9. Kazarinov N.Yu. et al. Particle Accelerators, 1980, v. 10, p. 33.
10. Алексахин Ю.И. ОИЯИ, Р9-82-843, Дубна, 1982.
11. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-80-625, Дубна, 1980.
12. Andelfinger C. et al. Proc. IX Internat. Conf. on High Energy Accelerat. Stanford, California, 1974, p. 218.
13. Andelfinger C. et al. IEEE Trans. Nucl. Sei. 1979, NS-26, N 3, p. 4172.
14. Alexahin Yu.I., Habanec J. Czech. Journ. of Physics, 1981, v. B31, p. 544.
15. Merkel P. Max-Planck Institut für Plasmaphysik IPP 0139, Garching, 1979.
16. Чириков Б.В. Атомная энергия, 1965, т. 19, с. 239.
17. Джексон Дж. Классическая электродинамика, "Мир", М., 1965, с. 500.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Алексакин Ю.И., Саранцев В.П. P9-83-803
О возможности многократного использования электронных колец для ускорения тяжелых ионов

Рассмотрена схема коллективного ускорения тяжелых ионов до энергий порядка 10 МэВ/нуклон, позволяющая достичь высокой интенсивности ионного пучка за счет многократного использования каждого электронного кольца. Сформулированы требования к геометрии статического магнитного поля и импульсной системе, возвращающей кольцо в исходное состояние; проанализированы основные ограничения на параметры ускорителя. Показано, что интенсивность пучка урана $\sim 10^{14}$ ядер/с является вполне реальной.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Alexahin Yu.I., Sarantsev V.P. P9-83-803
On the Possibility of Reusing Electron Rings for Heavy Ion Acceleration

The concept of heavy ion collective acceleration to energies of about 10 MeV/nucleon is considered. It enables to achieve a high intensity of ion beam by multiple using of each electron ring. The requirements on static magnetic field and pulsed system, which returns the ring to the initial state, are formulated and main restrictions on the accelerator parameters are analyzed. The uranium beam intensity of about 10^{14} ion/s is shown to be realistic.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.