

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

А 469

P9-88-424 e

**Ю.И.Алексахин, В.К.Антропов, А.А.Мальцев,
В.И.Миронов, В.Н.Разувакин, В.П.Саранцев,
В.А.Свиридов, С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин,
А.С.Шеулин**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОВ
НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА
ПРИ СЖАТИИ В АДГЕЗАТОРЕ КУТИ-20**

1988

ВВЕДЕНИЕ

Проблема формирования электронно-ионных колец с пригодными для различных приложений (коллективное ускорение^{/1/}, получение ионов высокой зарядности^{/2/}, генерация синхротронного излучения^{/3/}) параметрами содержит внутренние противоречия. В частности, все приложения требуют достаточно большого числа электронов в кольце. Для того чтобы интенсивные электронные кольца были стабильны по отношению к продольным неустойчивостям типа НОМ^{/1/}, требуется приближать к пучку металлические стенки, а это, в принципе, противоречит условиям подавления неустойчивости когерентного сдвига^{/4,5/}:

$$n > \Delta n_{\text{ког}} = \frac{\nu}{\gamma} \left(\frac{\pi R}{h} \right)^2 (1 - \eta), \quad (1)$$

где $n = -\frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R}$ — показатель спада магнитного поля; $\nu = r_{\text{кл}} N_e / 2\pi R$ — параметр Будкера, γ — релятивистский фактор, η — фактор зарядовой нейтрализации. Согласно этому требованию расстояние между стенками камеры h следует увеличивать.

Компромиссным решением является увеличение показателя спада магнитного поля в процессе сжатия электронного кольца до величины $\sim 0,5$. Однако в конце цикла сжатия $n \approx 0,05 \div 0,06$ и затем падает до нуля при выводе кольца в тракт ускорения. Поэтому такой способ формирования магнитного поля может противоречить требованиям одночастичной устойчивости. В частности, будут пересекаться потенциально опасные суммовый $2\nu_z + \nu_R = 2$ ($n_{\text{eff}} = 0,36$) и аксиально параметрический $2\nu_z = 1$ ($n_{\text{eff}} = 0,25$) резонансы бетатронных колебаний. В отсутствие ионов ($\eta = 0$) для радиальной и аксиальной частот одночастичных колебаний соответственно имеем $\nu_R = \sqrt{1 - \frac{n}{n_{\text{eff}}}}$, $\nu_z = \sqrt{\frac{n}{n_{\text{eff}}}}$, где:

$$n_{\text{eff}} = n - \frac{1}{3} \Delta n_{\text{ког}}. \quad (2)$$

— эффективный показатель спада, включающий градиент электрического поля зарядов, индуцированных кольцом на стенках камеры^{/5/}. Обратим внимание на множитель $1/3$ в формуле (2), из-за которого, при выполнении условия (1), $n_{\text{eff}} > (2/3) \Delta n_{\text{ког}}$ превышает указанные резонансные значения.

В то же время было подмечено^{8/}, что нелинейность сил, действующих на электроны со стороны накопленных в кольце ионов, существенно уменьшает рост амплитуды колебаний при прохождении резонансов с уменьшением показателя спада. Исходя из этого был предложен способ разрешения указанных противоречий, заключающийся в том, чтобы, сжимая кольцо в узкой металлической камере, как можно дольше держать показатель спада в коридоре $0,36 < n < 0,64$ и снижать его только после того, как будет накоплен ионный заряд, достаточный для пересечения резонансов без существенного увеличения размеров кольца^{7/}.

В круг вопросов, связанных с формированием интенсивных электронных колец, входит и проблема поперечных неустойчивостей на собственных модах камеры как объемного резонатора. В отличие от продольных колебаний избежать резонансной неустойчивости поперечных колебаний сближением стенок камеры не удается^{11/}. Исследования, выполненные в^{8/}, показали, что значения добротностей Q достаточно высоки ($Q = 300 \div 600$), по крайней мере на низших Е-модах в частотном диапазоне $f \leq 1$ ГГц, поэтому для обеспечения устойчивости колец с $N_e = 10^{13}$ требуются слишком большие значения энергетического разброса $\Delta E/E \geq 8\%$.

Однако, как будет показано ниже, и в этом случае накопление ионного заряда играет существенную положительную роль, снижая рост амплитуды колебаний вплоть до полного закрытия неустойчивости.

В настоящей работе приведены результаты исследований прохождения параметрического резонанса и возбуждения неустойчивости аксиальных колебаний на первой азимутально-несимметричной моде камеры, а также наблюдений радиальной прецессии кольца.

1. СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ И УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Захваченный электронный ток J_d измерялся датчиками^{9/} индукционного типа, установленными снаружи металлической вакуумной камеры, через 100 мкс после инжекции. Потери частиц внутри этого интервала времени отрабатывались датчиками не полностью. Поэтому информация о токе электронов кольца имеет некоторую погрешность.

О долях потерянных и "выживших" электронов качественно можно было судить по сигналам ФЭУ во время потерь и так называемой "обратной" высадки ($U_{yобр}$) при разрушении кольца во время разжатия. Количественные измерения числа электронов в кольце на конечных радиусах сжатия проводились с помощью ИК-датчиков синхротронного излучения (СИ)^{10, 11/}.

Диагностика по СИ позволяла также измерять размеры поперечного сечения кольца^{11/} в конечном состоянии (диссекторы) и, по уширению конуса синхротронного излучения, опосредованным образом судить об ионах, накопленных в кольце^{12/}.

Высокочастотные сигналы, связанные с когерентными колебаниями кольца, регистрировались с помощью ВЧ-антенн и селективного микровольтметра SMV-8 с полосой пропускания 120 кГц.

Отметим следующее обстоятельство. Измерения, проведенные подвижным манометрическим датчиком открытого типа, показали, что в данной серии экспериментов в центральной области камеры адгезатора ($R \leq 20$ см) давление остаточного газа было не менее $P_{мин} = 2,5 \cdot 10^{-7}$ Торр. В этих условиях (особенно с учетом наличия в спектре тяжелых составляющих органического происхождения) происходило быстрое накопление однозарядных ионов в кольце, так что, согласно оценкам, через $2 \div 2,5$ мс после инжекции ($R = 10$ см) должна была достигаться зарядовая нейтрализация. Поэтому в нашем случае вариация числа ионов была возможна практически единственным способом — изменением N_e . Эксперименты подтвердили это, поскольку при дальнейшем увеличении давления мы наблюдали некоторое ослабление эффектов, связанных с пространственным зарядом ионов, что говорит о достижении больших значений η .

Магнитная система адгезатора КУТИ-20 была модернизирована^{13/} таким образом, чтобы поддерживать n на уровне $\sim 0,5$ до радиуса $R = 10$ см при сжатии в четырех ступенях. При сжатии в трех ступенях уменьшение показателя спада начиналось с радиуса $\sim 15,5$ см.

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

В целях проверки предположения о влиянии нелинейности ионных сил на происхождение резонанса $2Q_z = 1$ (здесь и далее для обозначения частот колебаний электронов с учетом действия ионных сил будем пользоваться: $Q_z = \sqrt{n_{eff} + Q_{01}^2}$; $Q_R = \sqrt{1 - n_{eff} + Q_{01}^2}$) кольцо сжималось в трех ступенях магнитной системы адгезатора без включения оконечной, четвертой ступени. При этом минимальный радиус кольца составлял $R_{min} = 10$ см, а параметрический резонанс проходил при $R < 14,5$ см.

Выбор такой схемы опыта диктовался как стремлением сократить длительность магнитного цикла по соображениям, связанным с вакуумом, так и желанием снизить влияние искажений n -траектории (зависимости n от времени на радиусе кольца) вследствие переходных процессов^{1/} токов, наведенных в стенках камеры, на интерпретацию результатов эксперимента. В нашем случае в интересующую область значений показателя спада $n \leq 0,25$ кольцо попадало через ~ 400 мкс после включения тока третьей ступени, т.е. при значительно сниженном уровне наведенных токов (характерное время переходных процессов составляет ~ 100 мкс).

В эксперименте фиксировались величины тока электронов по показаниям индукционных датчиков и тока третьей ступени в момент появления вспышки тормозного излучения при прохождении резонанса.

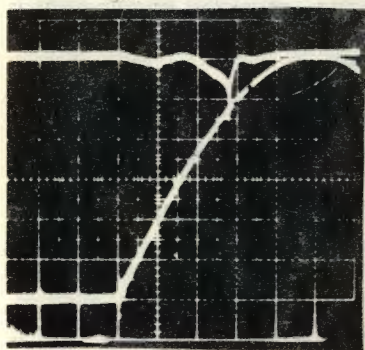


Рис. 1. Осциллограммы сигнала детектора тормозного излучения (верхний луч) и тока третьей ступени. Развертка 200 мкс/дел.

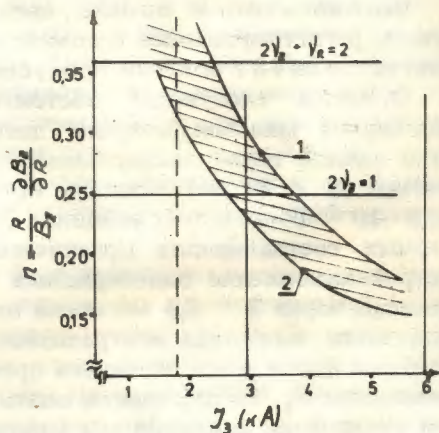


Рис. 2. Зависимость показателя спада на радиусе кольца от тока третьей ступени.

На рис. 1 представлены типичные осциллограммы, а на рис. 2 — расчетная зависимость показателя спада на радиусе кольца от соответствующего этому радиусу тока третьей ступени (заштрихованная область). Неопределенность по n обусловлена возможным несоответствием между данными, закладываемыми в расчет, и их реальными значениями в эксперименте. Наибольший вклад в эту неопределенность вносит разброс радиусов начальных орбит и абсолютная погрешность измерения токов в катушках ступеней сжатия. Коридор по n , показанный на рис. 2, соответствует разбросу радиусов начальных орбит в диапазоне от 33 до 36 см и отклонениям токов от измеренных значений на $\pm 5\%$, что по обоим параметрам примерно втрое превышает соответствующие среднеквадратичные отклонения. Пунктирная вертикальная черта соответствует первому по времени пику тормозного излучения на рис. 1. Видно, что его причиной, скорее всего, является резонанс $2\nu_z + \nu_R = 2$. Второй пик перемещался во времени так, что моменту его появления соответствовал ток третьей ступени в интервале $2,9 \pm 5,9$ кА. На рис. 2 эта зона ограничена сплошными вертикальными линиями. Нетрудно заметить, что ее начало хорошо совпадает с резонансом $2\nu_z = 1$. Было обнаружено, что величины J_d и J_3 в момент появления пика тормозного излучения коррелируют между собой (см. осциллограмму рис. 3 и корреляционный плот рис. 4). Используя данные рис. 2 и рис. 4, получим корреляционную зависимость между величиной тока по индукционным датчикам и значением показателя спада в момент прохождения резонанса $n_{рез.}$ (рис. 5). Отклонения по J_d соответствуют областям усреднения экспериментальных точек, а разброс по n — двум стандартным отклонениям с учетом как статистической, так и систематической погрешностей. Таким образом, резонансное значение показателя спада коррелирует с интенсивностью кольца, уменьшаясь с ее ростом так, что величина $Q_{el}^2 = 0,25 - n_{рез.}$ достигает значения $Q_{el}^2 = (8 \pm 3) \cdot 10^{-2}$. Очевидно, что электронный заряд приводил бы к обратному эффекту, и, следовательно, причиной появления полученной зависимости $n_{рез.}(J_d)$ являются накопленные в кольце ионы. Основной особенностью экспериментальных данных является то, что с ростом интенсивности кольца резко уменьшаются потери частиц в резонансе. При малой интенсивности потери составляют 100% и в результате зависимость числа "выживших" электронов ($U_{yobp.}$) от J_d имеет характерный пороговый характер (рис. 6). Пороговое значение $J_d = (100 \pm 10)$ А показано также на рис. 5 в виде заштрихованной области.

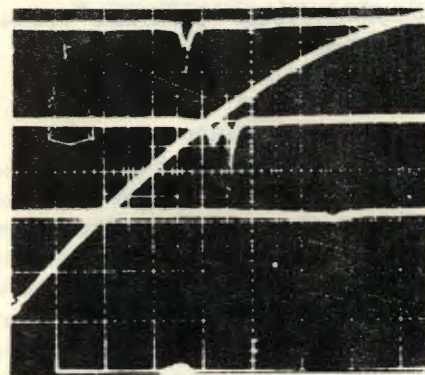


Рис. 3. Осциллограммы детектора тормозного излучения и тока третьей ступени. Сверху вниз: $J_d = 85$ А; $J_d = 145$ А; $J_d = 163$ А. Развертка 100 мкс/дел.

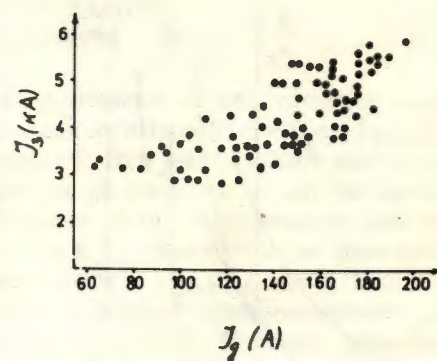


Рис. 4. Корреляционная зависимость между начальным током электронов кольца и током третьей ступени в момент пересечения резонанса $2Q_z = 1$.

лирует с интенсивностью кольца, уменьшаясь с ее ростом так, что величина $Q_{el}^2 = 0,25 - n_{рез.}$ достигает значения $Q_{el}^2 = (8 \pm 3) \cdot 10^{-2}$. Очевидно, что электронный заряд приводил бы к обратному эффекту, и, следовательно, причиной появления полученной зависимости $n_{рез.}(J_d)$ являются накопленные в кольце ионы. Основной особенностью экспериментальных данных является то, что с ростом интенсивности кольца резко уменьшаются потери частиц в резонансе. При малой интенсивности потери составляют 100% и в результате зависимость числа "выживших" электронов ($U_{yobp.}$) от J_d имеет характерный пороговый характер (рис. 6). Пороговое значение $J_d = (100 \pm 10)$ А показано также на рис. 5 в виде заштрихованной области.

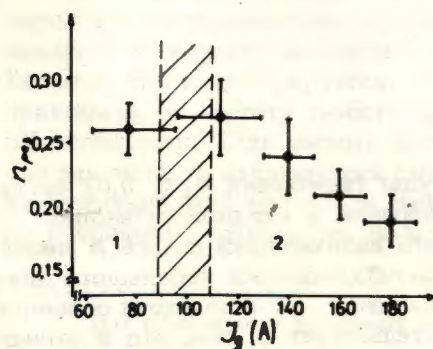


Рис. 5. Зависимость резонансного значения показателя спада (для $2Q_z = 1$) от J_d .

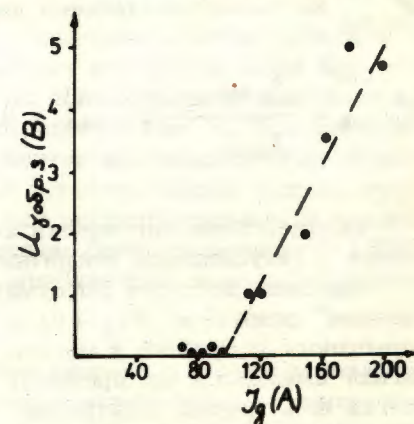


Рис. 6. Зависимость $U_{yobp.}$ от тока электронов кольца.

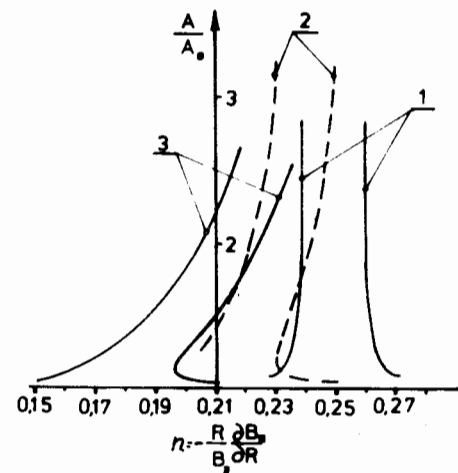


Рис. 7. Эволюция расчетных кривых стационарных амплитуд. 1 - $Q_{ei}^2 = 0$; 2 - $Q_{ei}^2 = 2n_1 = 0,04$; 3 - $Q_{ei}^2 = 0,08$.

Все приведенные экспериментальные данные получают объяснение при естественном предположении, что ионный заряд, накопленный в кольце, возрастает с ростом интенсивности электронов. Эффект ионного заряда иллюстрируется рис. 7, на котором показана эволюция кривых стационарных амплитуд при изменении Q_{ei}^2 . Этот эффект аналогичен влиянию собственного заряда чисто электронного кольца^{14/}, отличаюсь направлением де-

формации кривых и, соответственно, направлением благоприятного прохождения резонанса. При малом числе ионов или их отсутствии полоса резонанса $2Q_Z = 1$ недеформирована, и, вследствие неограниченного роста амплитуды колебаний, наблюдается полная потеря частиц пучка (зона 1 рис. 5). При достижении поправки к квадрату частоты $Q_{ei}^2_{пор} \approx 2n_1$ (n_1 — амплитуда первой гармоники показателя спада) резонансная полоса "закрывается", хотя и на большом уровне амплитуд, что экспериментально выражается в появлении порога по интенсивности. Дальнейшее увеличение линейного сдвига частоты приводит к тому, что нелинейность все более ограничивает рост амплитуды в резонансе. На опыте этому соответствует уменьшение потерь. Величина $Q_{ei}^2_{пор}$ из экспериментальных данных может быть оценена лишь сверху:

$$Q_{ei}^2_{пор} = \frac{J_{д пор}}{J_{д max}} Q_{ei}^2_{max} \lesssim 0,04. \quad (3)$$

Соответствующая оценка амплитуды гармоники $n_1 \lesssim 0,02$ согласуется с результатами магнитных измерений в сходной установке^{1/}.

Наконец, хотелось бы отметить, что наличие пика потерь в "несмещенном" резонансе $2\nu_Z + \nu_R = 2$ и наблюдающегося небольшого пика тормозного излучения в момент прохождения $n \approx 0,25$ (хотя основной сигнал смещается по времени) свидетельствует о том, что в кольце всегда есть группа электронов, имеющих большие амплитуды колебаний. Соответственно они слабо связаны с ионным остовом и частота их колебаний почти не смещена.

3. РЕЗОНАНС АКСИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА СОБСТВЕННЫХ МОДАХ КАМЕРЫ

При сжатии кольца первыми из резонансов на собственных модах камеры проходятся резонансы аксиальных колебаний на модах $E_{\ell m_0}$ (ℓ — число узлов по азимуту, m — по радиусу). Эти моды имеют наименьшие частоты $f_{\ell m_0}$, которые слабо зависят от расстояния между боковыми стенками и не могут за счет их сближения быть выведены из рабочего диапазона. Для наиболее опасной моды E_{110} измерения на неоткачанной камере КУТИ-20 дали значения частот^{8/} $f_{110} = 373, 383$ МГц (ввиду азимутальной асимметрии камеры поляризационное вырождение снято) при добротности $Q_{110} \approx 660$. Условие резонанса $f_0(\ell - Q_Z) = f_{\ell m_0}$ выполняется на радиусе

$$R_{рез.} = \frac{c\beta(\ell - Q_Z)}{2\pi f_{\ell m_0}}, \quad (4)$$

$\beta = (v_\theta/c)$ — относительная скорость частиц в пучке; $f_0 = (\beta c/2\pi R)$ — частота обращения электрона.

При $Q_Z = 0,5$ имеем для $R_{рез.}$ значения: $\sim 6,4$ и $\sim 6,2$ см. Условие устойчивости имеет вид*

$$\frac{\ell}{Q_R} \frac{\Delta y}{y} + \Delta Q_Z \geq \frac{4Q_{\ell mc}}{\ell - Q_Z} \left(\frac{\Gamma_\ell}{\omega_0}\right)^2. \quad (5)$$

Здесь Γ_ℓ — инкремент неустойчивости моноэнергетического пучка; $\Delta Q_Z = Q_{ei}^2$ — разброс некогерентных частот, обусловленный нелинейностью колебаний^{15/}; $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Наблюдения, проведенные при исследовании сжатия кольца в четырех ступенях, показали, что возбуждение камеры на моде E_{110} происходит, во-первых, последовательно на обоих уровнях расщепленной частоты, что иллюстрируется осциллограммой рис. 8. При настройке приемника на частоту любого из спутников наблюдался один всплеск ВЧ-активности. Если частота настройки устанавливалась в промежуточное значение, то наблюдалось двухкратное последовательное по времени возбуждение этой частоты за счет достаточно большой ширины ($\sim 1,5$ МГц по основанию) спутников. Во-вторых, возбуждение камеры на рассмат-

* Для одномерных колебаний нелинейная зависимость частоты от амплитуды приводит к более сложному условию, весьма чувствительному к конкретному виду функции распределения электронов по амплитудам колебаний. В случае двух степеней свободы определяющей является зависимость частоты z-колебаний электронов от амплитуды их радиальных колебаний.

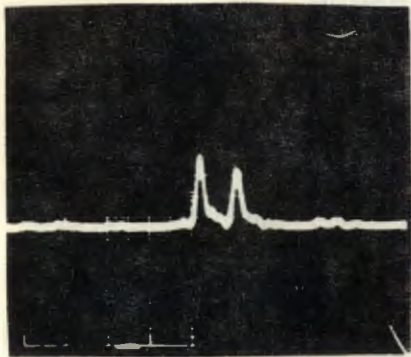


Рис. 8. Осциллограмма амплитуды ВЧ-сигнала на частоте 369 МГц. Развертка 50 мкс/дел.

риваемой моде происходило лишь в интервале интенсивностей $1 \cdot 10^{12} \leq N_e \leq 3 \cdot 10^{12}$ см (рис. 9, 10).

Заметим, что измерения N_e , выполненные по методике, изложенной в ^{10/}, приводят к $N_{e \max} = (4,2 \pm 1) \cdot 10^{12/13}$.

Наличие порога снизу обусловлено величиной энергетического разброса $(\Delta\gamma/\gamma)$. При теоретической оценке учтем, что сильное расщепление частот, связанное с асимметрией камеры, снижает инкремент Γ_L приблизительно в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с приведенными в ^{1/}. Принимая при вычислении инкремента среднее расстояние между стенками h равным 0,1 от радиуса камеры и пренебрегая ΔQ_Z для $N_e = 10^{12}$, получим для $(\Delta\gamma/\gamma) > 3\%$ в удовлетворительном согласии с ранее измеренным значением ^{9/}. По мере увеличения числа электронов в кольце и, соответственно, силы ионной фокусировки определяющим в левой части выражения (5) становится слабое ΔQ_Z , растущее вместе с Q_{e1}^2 . В то же время растет

Рис. 10. Абсолютная калибровка детектора тормозного излучения по показаниям монитора интенсивности кольца, измеряющего мощность синхротронного излучения.

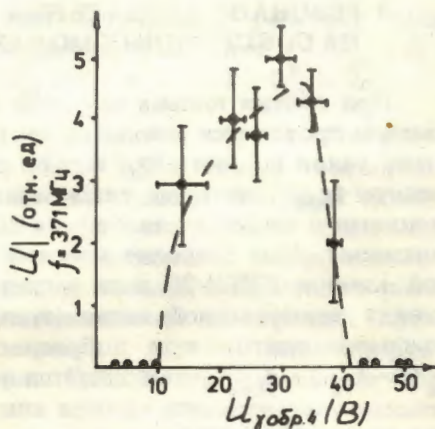
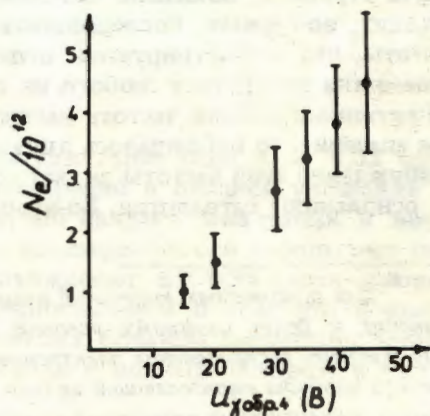


Рис. 9. Зависимость амплитуды ВЧ-сигнала на частоте 371 МГц (верхнего спутника) от интенсивности электронов.



и среднее значение $Q_Z = \sqrt{Q_{\text{eff}} + Q_{e1}^2}$, и в соответствии с формулой (4) резонансное значение радиуса приближается к радиусу выводного патрубку (6 см). При этом коэффициент связи кольца с камерой резко падает. Этими причинами и объясняется наличие верхнего предела по N_e .

4. ЭЛЕКТРОННО-ИОННАЯ ДИПОЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ (ЗМЕЙКА)

В работах ^{17,18/} сообщалось о наблюдении электронно-ионной неустойчивости типа "змейка", а в ^{20/} — о регистрации в экспериментах на КУТИ-20 интенсивных радиальных колебаний электронной компоненты с частотой ~ 20 МГц, имеющих, по-видимому, ту же природу. Отметим, что во всех перечисленных случаях электронно-ионные кольца удерживались магнитным полем с малым показателем спада. Согласно линейной теории, в таком поле кольца становятся неустойчивыми при малом числе ионов, причем амплитуда их колебаний превышает амплитуду колебаний электронов и создаваемое ионами электрическое поле невелико. Однако, если захват ионов происходит во время сжатия в магнитном поле с большим n , то область параметров, в которых возможна неустойчивость, будет достигнута лишь после того, как будет накоплен значительный ионный заряд, создающий поле с сильной нелинейностью ^{7/}. Можно ожидать, что эта нелинейность приведет к стабилизации прецессии кольца на уровне малых амплитуд ^{18/}, а возможно, и к полному подавлению неустойчивости за счет интенсивного фазового перемешивания. Об эффективности последнего свидетельствуют эксперименты, проведенные на ускорителе АТА ^{19/}.

О том, что ионы действительно накапливаются в электронных кольцах при больших значениях показателя спада, свидетельствуют результаты, изложенные в двух предыдущих разделах. Измерения ВЧ-

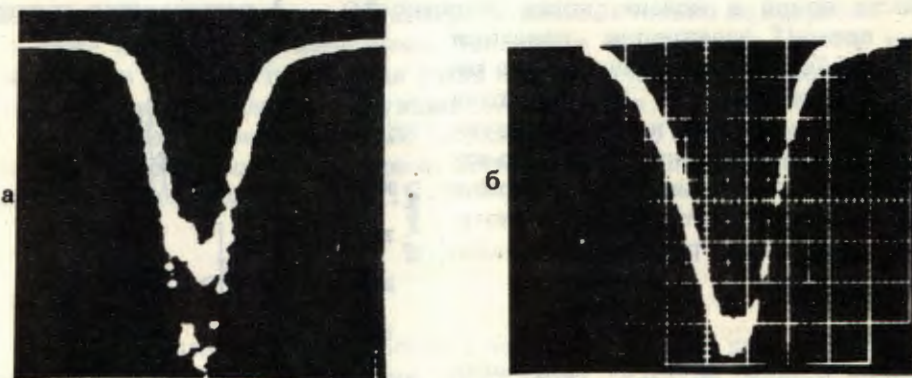


Рис. 11. Аксальные профили плотности электронов кольца: а — в случае сжатия в $n \leq 0,2$ (3 мм/дел); б — сжатие в $n \approx 0,5$ (2 мм/дел).

активности кольца на низких частотах ($\leq f_0(n/2)$) показало, что прецессия кольца может возбуждаться довольно рано (начиная с $t \approx 3$ мс при $P = 2,5 \cdot 10^{-7}$ Торр ($n \approx 0,3 \div 0,5$)). Амплитуда сигнала быстро выходит на постоянный уровень, что свидетельствует о нелинейном насыщении неустойчивости. Анализ синхротронного излучения сжатого кольца с помощью диссектора (рис. 11) показывает, что по сравнению с $c^{/20/}$ амплитуда когерентных радиальных колебаний уменьшилась в $3 \div 5$ раз и не превосходит $0,2 a_z$. Согласно теоретическим оценкам амплитуда когерентных колебаний ионов еще меньше. Таким образом, отсутствуют экспериментальные свидетельства того, что электронно-ионная "змейка" заметно ухудшает параметры кольца или препятствует накоплению ионов, как это было в случае малых $n^{/17, 18/}$.

5. ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Пересечение резонансов одночастичных и когерентных аксиальных колебаний, возникновение радиальной прецессии являются сильными возмущающими факторами, которые могут значительно ухудшить параметры электронно-ионного кольца. Однако при числе электронов, превышающем пороговое, этого не происходит.

В пользу того, что прохождение параметрического резонанса $2Q_z = 1$ не сопровождается резким ослаблением ионных сил, свидетельствуют их нелинейные эффекты, проявляющиеся при пересечении когерентного резонанса на моде E_{110} сразу же вслед за параметрическим резонансом. О сравнительно слабом возмущении ионного остова при одночастичных резонансах говорят также зависимости полуширины углового распределения синхротронного излучения от интенсивности кольца, показанные на рис. 12. Растущая кривая соответствует увеличению числа ионов в кольце, когда резонанс $2Q_z = 1$ пересекается сверху, а потери электронов невелики (рис. 13а). Падающая получена в режиме, когда из-за излома тока четвертой ступени и соответствующих переходных процессов, по-видимому, происходило многократное прохождение этого резонанса (потери при этом резко возрастали, рис. 13б).

Рис. 12. Полуширина на полувысоте углового распределения СИ в зависимости от интенсивности кольца.

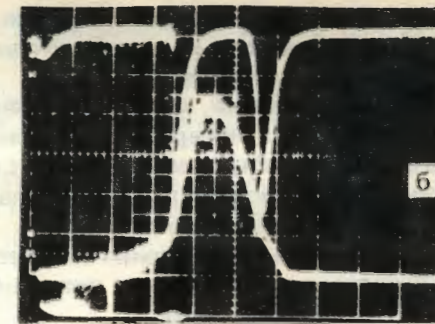
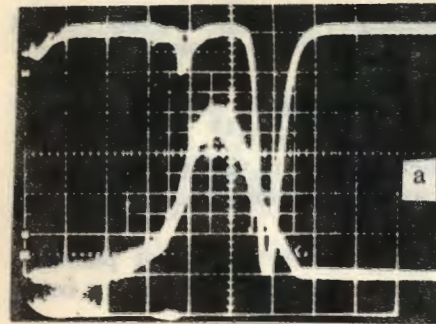
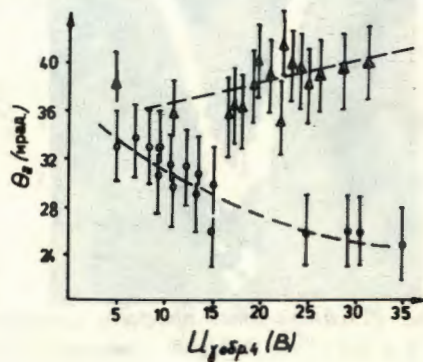


Рис. 13. Оциллограммы сигналов детектора, тормозного излучения и тока четвертой ступени сжатия. Развертка 1 мс/дел.

Отметим также, что данные рис. 12 также позволяют определить максимальную поправку к квадрату частоты аксиальных бетатронных колебаний:

$$Q_{e1}^2 = \frac{(\Theta_{z \max}^2 - \Theta_{z \min}^2) R^2}{a_z^2}$$

При всех измерениях величина a_z была в пределах $(3 \pm 0,5)$ мм при $R = (4,1 \pm 0,1)$ см. Отсюда получим $Q_{e1}^2 = 0,16 \pm 0,08$. Из этого следует, что значение $Q_R = \sqrt{1 - n + Q_{e1}^2} = 1$ пересекается до достижения конечного радиуса кольца. При этом существенного увеличения радиального размера кольца не обнаружено, так же, как и на установке ПКУТИ^{/11/}.

В заключение отметим, что в итоге проведенных экспериментов не выявлены физические ограничения на возможность повышения параметров формируемых колец. Размеры сечения не только не возросли^{/20/}, но даже несколько уменьшились. Ранее уже отмечалось^{/9/}, что при увеличении значения показателя спада с $n \approx 0,2$ до $n \approx 0,5$ захваченный ток, согласно показаниям индукционных датчиков, возрос в $\sim 1,3$ раза. В то же время интенсивность СИ сжатого кольца по показаниям монитора^{/10/} возросла более чем вдвое. Соответственно максимальное число электронов составляет $(4,2 \pm 1) \cdot 10^{12}$.

ВЫВОДЫ

1. Определен сдвиг бетатронных частот Q_{e1}^2 за счет ионной фокусировки. Полученные значения не превосходят $\sim 0,1$ на радиусе кольца $R = 10 \div 12$ см и $\sim 0,2$ в сжатом состоянии для максимальной интенсивности колец.

2. Экспериментально показано, что с ростом Q_{e1}^2 потери частиц в параметрическом резонансе уменьшаются при его пересечении с уменьшением показателя спада.

3. Обнаружено, что неустойчивость на собственной моде E_{110} имеет место только в интервале значений $N_0 = (1 \div 3) \cdot 10^{12}$. Наличие верхнего предела объясняется сдвигом среднего значения частот аксиальных колебаний электронов и возрастанием их нелинейного разброса вследствие накопления ионов.

4. Данные наблюдения свидетельствуют о стабилизации радиальной прецессии кольца при накоплении ионов в магнитном поле с большим показателем спада.

5. Эффектов, препятствующих дальнейшему улучшению параметров колец, не обнаружено.

Авторы считают своим долгом выразить признательность сотрудникам ОНМО ОИЯИ, обеспечившим возможность проведения данных исследований, в том числе С.М.Бийскому и Г.В.Долбилову, проделавшим большую работу по переводу магнитной системы адгезатора КУТИ-20 в режим сжатия в больших n ; В.А.Петрову, нашедшему оптимальный режим захвата; А.П.Сумбаеву и А.А.Фатееву, которые первыми получили подтверждение повышения устойчивости колец с ростом интенсивности. Мы благодарны также В.С.Александрову за любезно предоставленную возможность использования программы расчета магнитных полей и конструктивную критику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
2. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. – ЭЧАЯ, 1987, т.18, в.1, с.154.
3. Долбилов Г.В. и др. В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, Д9-87-105, 1987, т.1, с.390.
4. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Циклические ускорители. М.: Энергоиздат, 1982, т.2, с.54.
5. Алексахин Ю.И., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-12335, Дубна, 1979.
6. Алексахин Ю.И. ОИЯИ, Р9-86-608, Дубна, 1986.
7. Алексахин Ю.И. ОИЯИ, Б1-9-87-573, Дубна, 1987.
8. Алексахин Ю.И. и др. ОИЯИ, 13-87-108, Дубна, 1987.
9. Азорский Н.И. и др. ОИЯИ, 9-88-224, Дубна, 1988.
10. Мальцев А.А. ОИЯИ, 9-86-289, Дубна, 1986.
11. Долбилов Г.В. и др. – ЖТФ, т.55, в.7, 1985.
12. Казаринов Н.Ю. и др. В сб.: Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.16.
13. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-88-423, Дубна, 1988.
14. Kazarinov N.Yu., Perelstein E.A. et al. – Particle Accelerators, 1977, v.8, No.1, p.43.
15. Буляк Е.В., Курилко В.И. Кинетика формирования ионного остова в накопителях электронов. Обзор. М.: ЦНИИатоминформ, 1987.

16. Andelfinger C. et al. Proc. IX Intern. Conf. on High Energy Accel. Stanford, USA, 1974, p.218.
17. Hester R.E. et al. – Phys. Fluids, 1975, v.18, p.97.
18. Доля С.Н. и др. В сб.: Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.50.
19. Prono D.S. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, v.NS-32, No.2, pt.2, p.3144.
20. Тютюнников С.И. и др. В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.1, с.406.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1988 года.

Алексахин Ю.И. и др.

P9-88-424

Исследование влияния ионов на устойчивость
электронного кольца при сжатии в адгезаторе КУТИ-20

Экспериментально исследованы процессы прохождения параметрического резонанса аксиальных колебаний и возбуждения цельнометаллической вакуумной камеры адгезатора как объемного резонатора на первой азимутально-несимметричной моде колебаний. Показано, что с ростом интенсивности кольца потери частиц, обусловленные параметрическим резонансом, уменьшаются при его пересечении с уменьшением показателя спада магнитного поля, а неустойчивость на собственной моде закрывается. Обсужденные эффекты объясняются влиянием ионов, накопленных в кольце. По сдвигу резонансного значения показателя спада для параметрического резонанса и уширению углового распределения синхротронного излучения определены поправки к частоте аксиальных колебаний.

Работа выполнена в Общественном научно-методическом отделении ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Alexahin Yu.I. et al.

P9-88-424

Investigation of Ion Influence on Electron Ring
Stability during Its Compression in the KUTI-20 Adhezator

Crossing of parametric resonance of axial oscillations is experimentally investigated as well as excitation of the adhezator metal vacuum chamber as a resonant cavity at the first azimuthally asymmetric eigen-mode. The increase in the ring intensity is shown to reduce particle losses in parametric resonance if it is crossed with the magnetic field index decreasing and to suppress the resonance instability of the chamber eigen-frequency. The discovered effects are related to the influence of ions stored in the electron ring. The electron axial oscillation frequency shift due to the ion focusing is determined from the measured variation in the field index resonant value and in the angular distribution of synchrotron light.

The investigation has been performed at the Scientific-Methodical Division of High Energy Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988