

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

К-663

9 - 8063

КОРЕНЕВ
Игорь Львович

ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭКРАНОВ
В КОЛЛЕКТИВНОМ МЕТОДЕ УСКОРЕНИЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Радиотехническом институте АН СССР

Научный руководитель:

доктор технических наук

Э.Л.Бурштейн

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук А.Н.Диденко

кандидат физико-математических наук Э.А.Перельштейн

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физический институт им. Лебедева АН СССР (ФИАН, Москва).

Автореферат разослан

30 августа

1974 г.

Защита диссертации состоится

10 октября

1974 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединённого института ядерных исследований (Дубна
Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физ.-мат. наук

М.Ф.ЛИХАЧЕВ

М.Ф.Лихачев

9 - 8063

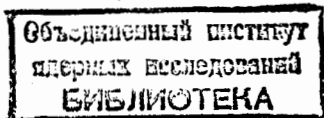
КОРЕНЕВ
Игорь Львович

**ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭКРАНОВ
В КОЛЛЕКТИВНОМ МЕТОДЕ УСКОРЕНИЯ**

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Разрабатываемый в настоящее время метод ускорения электронных колец, основанный на предложениях В.И.Векслера [1], весьма остро ставит проблему когерентных взаимодействий интенсивных сгустков заряженных частиц с окружающими стенками установок. Наиболее важными из эффектов, к которым приводят когерентные взаимодействия, являются (1) потери энергии движущимися сгустками и (2) неустойчивости.

Согласно существующим представлениям [2], работа ускорителя электронных колец включает два основных этапа: формирование кольца в специальной камере — адгезаторе, которую можно приближенно рассматривать в виде круглого цилиндрического резонатора; ускорение нагруженного ионами кольца в подходящей структуре, которая на данном этапе представляется в виде последовательности резонаторов, соединенных отрезками гладкого волновода. Время, затрачиваемое на формирование кольца, значительно превосходит время, необходимое для его ускорения. Поэтому на стадии формирования, когда параметры кольца изменяются адиабатически медленно, наибольшее значение приобретает проблема устойчивости. В процессе ускорения на первый план выдвигаются, очевидно, вопросы потерь энергии движущимся кольцом.

Настоящая диссертация посвящена теоретическому исследованию тех когерентных эффектов в методе ускорения электронных колец, которые обусловлены конечной проводимостью металлических стенок. Рассмотрены следующие задачи: для кольца в круглом цилиндрическом резонаторе — влияние конечной добротности на устойчивость малых когерентных колебаний; для кольца, равномерно движущегося в круглом гладком волноводе — величина омических потерь, влияние конечной проводимости стенок на устойчивость бетатронных

колебаний отдельных частиц, резистивные когерентные неустойчивости кольца.

Задачи об омических потерях и влиянии проводимости стенок на некогерентные бетатронные колебания кольца в волноводе рассмотрены в главе I. Такое объединение оправдано, поскольку решение обеих задач связано с вычислением полей азимутально однородного кольца в волноводе с неидеально проводящими стенками.

Вопрос о когерентных потерях энергии весьма важен для метода электронных колец, в котором предполагается довести число частиц в кольцевом сгустке до значений $\sim 10^{14}$. Для некоторых частных случаев вычисления силы торможения, обусловленной когерентными омическими потерями в стенках, выполнены в работах [3,4]. В работе [5] изучались свойства электромагнитных полей, возбуждаемых движущимся источником в волноводе с неидеально проводящими стенками. Ряд данных, которые могут быть использованы для оценок омических потерь движущимися электронными кольцами, содержится в работах [6-8]. В главе I настоящей диссертации проведено систематическое рассмотрение вопроса об омических потерях для всего диапазона возможных скоростей движения кольца.

Поскольку резистивные эффекты обусловлены наличием проводящей стенки и должны проявляться наиболее сильно в том случае, когда кольцо движется вблизи стенки, предполагается, что расстояние от кольца до стенки h удовлетворяет неравенству

$h \ll r_0$, где r_0 - радиус кольца. Такое предположение позволяет получить большинство результатов в аналитической форме, сохранив при этом существенные черты рассматриваемых явлений.

На основе простой физической модели омических потерь в прово-

дящей стенке, в § I выполнены качественные оценки величины силы омического торможения, позволяющие еще до проведения точных расчетов представить порядки величины и роль различных параметров (расстояние до стенки, проводимость и толщина стенки, скорость движения) в рассматриваемой задаче. В § 2 найдены выражения для полей движущегося кольца с учетом конечной толщины проводника. Расчет полей производится методом решения уравнений Максвелла в двух средах (внутри и вне проводника) в приближении бесконечно тонкого кольца. Анализ сил омического торможения посвящен § 3. Поскольку электронное кольцо характеризуется не только зарядом составляющих его частиц, но также и азимутальным током, который связан с их релятивистским вращением, сила торможения естественным образом разбивается на два слагаемых - "зарядовую" и "токовую" силы - и представляется в виде:

$$F = \nu \frac{mc^2}{h} (\Phi_E + \beta_0^2 \Phi_M), \quad (I)$$

где $\nu = Ne^2/2\pi r_0 mc^2$, N - число частиц в кольце, e и mc^2 - заряд и энергия покоя электрона, β_0 - скорость вращения электронов в системе отсчета, связанной с кольцом, Φ_E и Φ_M - безразмерные величины, характеризующие вклад заряда и тока кольца соответственно. Величины Φ_E и Φ_M определяются интегралами по спектру частот, возбуждаемых движущимся кольцом, причем основной вклад в интегралы вносит полоса вблизи частоты $\omega \sim \gamma v/h$, где v - скорость поступательного движения кольца, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. При малых скоростях движения кольца поле глубоко проникает в проводник, и потому учет конечной толщины

проводника играет существенную роль. При больших (релятивистских) скоростях поля состоят в основном из высокочастотных гармоник, для которых имеет место сильный скин-эффект, и при всех разумных толщинах можно пользоваться приближением бесконечно толстой стенки. Величина Φ_E при малых скоростях $v = \beta c \approx c^2/2\pi\sigma h$ пренебрежимо мала. Для скоростей $\beta \gg c/2\pi\sigma a$, где $a = \min(\ell, h)$, ℓ - толщина стенки, σ - проводимость, происходит рост $\Phi_E \sim (\beta\gamma)^{3/2}$. При $\gamma \sim (4\pi\sigma h/c)^{2/3}$ величина Φ_E достигает максимума: $\max \Phi_E \approx 1,8$. Дальнейшее увеличение скорости приводит к уменьшению $\Phi_E \sim \gamma^{-3/2}$.

Величина Φ_N имеет максимум при весьма малых скоростях $\beta \approx c/2\pi\sigma a$. Для $\ell = \infty$ $\max \Phi_N \approx 0,25$. Физически наличие этого максимума объясняется как следствие двух конкурирующих процессов: роста потерь с увеличением скорости и уменьшения области, в которой имеют место эти потери, из-за скин-эффекта. Можно было бы ожидать, что уменьшение толщины стенки уменьшит потерю. Однако анализ показывает, что уменьшение ℓ ведет, наоборот, даже к некоторому росту $\max \Phi_N$, и при $\ell \rightarrow 0$ величина $\max \Phi_N$ асимптотически стремится к 0,5. Для скоростей $\beta \gg c/2\pi\sigma a$ $\Phi_N \sim (\beta\gamma)^{-1/2}$.

Численные оценки для $N = 10^{14}$, $r_0 = 5$ см, $h = 1$ см, $\sigma = 5 \cdot 10^{17}$ 1/сек дают следующие результаты. Максимум "токовой" силы в зависимости от ℓ имеет место в диапазоне $5 \cdot 10^{-9} \leq \beta \leq 10^{-8} h/a$ и составляет соответственно 115 кэв/см $\leq F_{\max} \leq 230$ кэв/см. Максимум "зарядовой" силы $F_{\max} = 800$ кэв/см имеет место при $\gamma \approx 800$. Эти оценки показывают, что сила омического торможения может достигать весьма значительных величин.

Сравнение омических потерь с радиационными, которые оценивались на основании данных работы [9], показало, что омическая "зарядовая" сила в окрестности своего максимума составляет заметную долю от радиационной силы. Что же касается очень малых скоростей V , то здесь радиационные эффекты вообще пренебрежимо малы, и энергетические потери полностью определяются резистивными эффектами.

Силы, действующие на кольцо со стороны проводящих стенок (отраженные поля), не постоянны по сечению кольца, и потому могут оказывать влияние на фокусировку частиц в кольце. В § 4 рассчитаны поправки к частотам некогерентных бетатронных колебаний ΔQ_r^2 (для радиальных колебаний) и ΔQ_z^2 (для аксиальных в направлении движения), обусловленные отраженными полями с учетом конечной проводимости стенок волновода. Этот вопрос представляет интерес, например, в связи с предложениями о фокусировке отраженными полями [10]. Поправки имеют вид:

$$\Delta Q_z^2 = -\Delta Q_r^2 = \frac{1}{m\gamma_0 \Omega_0^2} \left(\frac{\partial F_z}{\partial z} \right)' = \frac{2\nu}{\beta_0^2 \gamma_0} \left(\frac{r_0}{2h} \right)^2 (\mathcal{E} - \beta_0^2 M), \quad (2)$$

где $\Omega_0 = \beta_0 c / r_0$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $(\partial F_z / \partial z)'$ - аксиальная производная силы Лоренца в системе кольца, \mathcal{E} и M - вклады зарядового и токового изображений. Для идеального проводника при любой конечной величине β имеем $\mathcal{E} = M = 1$. При наличии омических потерь \mathcal{E} растет от значения $\mathcal{E} = 1$ при $\beta = 0$ пропорционально $(\beta\gamma)^{3/2}$, пока $\beta\gamma \ll (4\pi\sigma h/c)^{2/3}$, достигая при $\gamma \approx (4\pi\sigma h/2c)^{2/3}$ максимального значения $\max \mathcal{E} \approx 1,3$. При дальнейшем росте γ величина \mathcal{E} меняет знак и, пройдя через минимум $\min \mathcal{E} \approx -1,3$, асимптотически стремится к значению $\mathcal{E} = -1$.

при $\gamma \rightarrow \infty$. Величина M монотонно растет с ростом скорости от $M = 0$ при $\beta = 0$ и для $\beta \gg c/2\pi a$ асимптотически приближается к $M = 1$. Для приведенного выше численного примера получим: для $\beta < 10^{-8} h/a$ поправка $\Delta Q_2^2 = 0,37$, для $10^{-8} h/a \ll \beta \ll 300$ эффекты токового и зарядового изображений практически полностью компенсируют друг друга, для $\gamma = 300$ имеет место $\max(\Delta Q_2^2) \approx 0,12$, при $\gamma = 400$ величина ΔQ_2^2 меняет знак и далее остается отрицательной. Для аксиальной фокусировки типа "беличье колесо" [10] $M = 0$ и фокусирующее действие зарядового изображения $\Delta Q_2^2 \approx 0,4 + 0,5$ сохраняется до $\gamma \approx 600$.

Полученные результаты показывают, что в большей части практически интересного диапазона скоростей учет конечной проводимости не меняет существенно (не более 30%) сил изображений. Практический интерес имеет эффект исчезновения дефокусирующей силы токового изображения при малых скоростях движения токового шнура. В частности, его следует учитывать при анализе поведения кольца в процессе адиабатического сжатия в адгезаторе.

Поскольку некоторые из эффектов, влияющих на величины сил торможения и фокусировки, связаны с наличием в спектре полей высокочастотных гармоник, в § 5 проведены оценки роли дисперсии проводимости, которая учитывалась в виде $\sigma(\omega) = \sigma_s (1 - i\omega\tau)^{-1}$, где σ_s - "статическая" проводимость. Дисперсия ведет к более быстрому убыванию резистивных эффектов с ростом скорости движения кольца в области ультрарелятивистских скоростей.

Анализу влияния конечной проводимости стенок на устойчивость электронных колец посвящены главы II, III, IV.

Проблеме когерентных неустойчивостей циркулирующего пучка посвящено много работ. Наиболее полно эта проблема изучена в

работах по теории циклических ускорителей [11]. Однако анализ устойчивости электронного кольца отличается некоторыми специфическими особенностями от аналогичной задачи для пучка в ускорителе. Пучок в ускорителе располагается внутри узкой экранной камеры, собственные частоты которой обычно намного выше собственных частот пучка. При этом наиболее существенны квазистатические эффекты, приводящие к двум видам неустойчивостей: азимутальной неустойчивости отрицательной массы (НОМ) и резистивным неустойчивостям. Для метода электронных колец интересны задачи об устойчивости колебаний в камерах, собственные частоты которых близки к собственным частотам пучка, а также в открытых структурах типа волновода, где проявляются радиационные эффекты. Поэтому необходимо учитывать волновой характер полей. По той же причине нельзя, как это обычно делается в теории ускорителей, пренебрегать связью между радиальными бетатронными колебаниями и азимутальным движением частиц.

Однокомпонентным электронным кольцам присущи следующие когерентные неустойчивости: (а) НОМ; (б) резонансные неустойчивости на собственных модах камеры; (в) радиационные неустойчивости (в открытых структурах); (г) резистивные неустойчивости. Неустойчивостям (б, в, г) подвержены и азимутальные, и поперечные колебания. Рассматриваемые в диссертации эффекты конечной проводимости непосредственно связаны с неустойчивостями (б, г). Как следует из анализа резонансных неустойчивостей в ускорителях [12-15] и в камерах с электронным кольцом [16], добротность оказывает существенное влияние на развитие и подавление этих неустойчивостей. Что касается резистивных неустойчивостей, рассмотрение которых для электронных колец производится в диссер-

тации впервые, то они обладают следующей важной особенностью. Как показало изучение неустойчивостей (а, б, в) в идеальных камерах, подходящим выбором геометрических параметров камеры и кольца эти неустойчивости могут быть устранены. Резистивная же неустойчивость имеет место при любой конфигурации системы. Правда, в силу малости резистивных эффектов их учет необходим лишь в отсутствие неустойчивостей (а, б, в). Интересно также отметить, что на экспериментах в Беркли наблюдалась нарастающая радиальная прецессия кольца, обладающая всеми признаками резистивной неустойчивости.

В основу анализа устойчивости электронных колец положен гидродинамический метод, использовавшийся, например, в работе [17]. Описание метода содержится в главе II, которая посвящена изложению ряда общих вопросов, касающихся исследования устойчивости. Равновесное состояние кольца, характеризующееся азимутально однородной плотностью заряда, предполагается заданным. С помощью линеаризованных уравнений движения (§ I) выводятся гидродинамические уравнения, описывающие поведение малых когерентных возмущений. Здесь имеются в виду такие возмущения, при которых поперечное сечение смещается как целое. Возмущения кольца, сопровождающиеся колебаниями плотностей тока и заряда, приводят к возникновению электромагнитных полей возмущения. Учет обратного влияния этих полей на вызвавшее их возмущение в движении частиц приводит к самосогласованной системе уравнений:

$$\hat{L}\vec{\Delta} = \hat{A}\vec{\Delta}, \quad (3)$$

где \hat{L} — оператор когерентных колебаний кольца в отсутствие возмущения, \hat{A} — оператор полей возмущения, $\vec{\Delta}$ — когерентное отклонение элемента кольца от положения равновесия. Полагая $\vec{\Delta} \sim e^{i(n\theta - \omega t)}$ и приравнявая нулю определитель системы (3), получим дисперсионное уравнение для частот ω (§ 2). В отсутствие возмущения корни этого уравнения разделяются на три вида:

$$\begin{aligned} \text{а) } \omega_0 &= n\Omega_0; \\ \text{б) } \omega_r &= (n \pm Q_r)\Omega_0; \\ \text{в) } \omega_z &= (n \pm Q_z)\Omega_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $Q_{r,z}$ — частоты когерентных бетатронных колебаний, отнесенные к Ω_0 . Частота ω_0 описывает азимутальные колебания, ω_r и ω_z — поперечные (радиальные и аксиальные) колебания кольца, причем верхний знак в $\omega_{r,z}$ относится к быстрым волнам с фазовой скоростью $\omega_p > \Omega_0$, нижний — к медленным волнам с $\omega_p < \Omega_0$.

Исследование дисперсионного уравнения (§ 3) позволяет сформулировать условия устойчивости моноэнергетического кольца в виде некоторых неравенств при довольно общих предположениях относительно характера полей возмущения. Анализ, проделанный в § 4, показывает, что наличие диссипативных процессов (излучение, омические потери) всегда ведет к нарушению этих неравенств, т.е. к неустойчивости. При этом для поперечных колебаний неустойчивость имеет место только на медленных волнах возмущения. Физически механизм этой неустойчивости может быть объяснен на основе аномального эффекта Доплера, при котором энергия колебаний осциллятора, движущегося со скоростью, превышающей фазовую скорость излучаемой им волны, увеличивается

при наличии диссипации за счет энергии его поступательного движения.

Азимутальные колебания могут быть неустойчивыми и в отсутствие диссипации. Основной характеристикой, определяющей их устойчивость, является импеданс кольца [15]. В отсутствие диссипации импеданс чисто реактивный, и устойчивость кольца зависит от знака произведения мнимой части импеданса на эффективную массу обращающихся частиц. В релятивистских электронных кольцах эффективная масса обычно отрицательна, и потому азимутальные колебания устойчивы при индуктивном импедансе и неустойчивы при емкостном (НОМ). Учет конечной проводимости оправдан только в области индуктивного импеданса и в отсутствие излучения, когда резистивные эффекты являются единственным источником неустойчивости кольца.

Используя метод, описанный, например, в работе [18], можно учесть энергетический разброс в кольце, оставаясь в рамках гидродинамического подхода. Анализ роли энергетического разброса в подавлении резистивных неустойчивостей (§ 5) показывает, что критерий устойчивости сильно зависит от вида функции распределения [15, 19]. В близком к реальности случае распределения с быстро спадающими фронтами энергетический разброс, необходимый для подавления азимутальной резистивной неустойчивости, определяется мнимой частью импеданса, в то время как инкремент — малой действительной добавкой, связанной с омическими потерями. Сходная ситуация имеет место и для поперечных колебаний: величина стабилизирующего разброса определяется действительной добавкой к некогерентной частоте и не зависит от проводимости стенки.

В главе III развитая методика применена к исследованию устойчивости кольца в круглом цилиндрическом резонаторе. Резистивные поправки к полям вычисляются с помощью граничного условия Леонтовича отдельно для цилиндрической стенки резонатора и для торцевых стенок. Сумма их составляет полную резистивную поправку, обусловленную всей внутренней поверхностью резонатора. В § 2, посвященном неустойчивостям азимутальных колебаний, найдены резистивная поправка к импедансу и инкремент неустойчивости моноэнергетического кольца. Критерий устойчивости удается записать в такой форме, что он одновременно относится и к резистивной неустойчивости, и к НОМ. Определены также инкременты поперечных резистивных неустойчивостей и условия их стабилизации (§ 3).

Как указывалось выше, конечная проводимость стенок играет важную роль в вопросе о резонансных неустойчивостях (§ 4). Она учитывается в этом случае через добротность в виде мнимой добавки к собственной частоте резонатора. Резонансы имеют место при радиусах кольца, определяемых соотношением:

$$\Gamma_0 = \alpha_n \nu [\epsilon_s^2 + (\pi m \nu / H)^2]^{-1/2}, \quad (5)$$

где $\alpha_n = n\beta_0$ для азимутальных и $\alpha_n = (n - Q_{r,z})\beta_0$ для поперечных колебаний, ϵ_s — корни функции Бесселя n -го порядка либо её производной, ν и H — радиус и высота резонатора. Выражения, полученные в диссертации для инкрементов неустойчивостей моноэнергетического кольца, согласуются с результатами работ [16, 17]. Найдены условия стабилизации резонансных неустойчивостей. Точка резонанса определялась не соотношением $n\Omega_0 = \omega_{res}$, где ω_{res} — резонансная частота, как это делалось в работах [15-17],

а из условия максимума $Jm\omega$. Для азимутальных колебаний отличия от результатов, полученных в указанных работах, невелики. Для поперечных колебаний исследован вопрос о роли формы распределения частиц по энергии. Критерий устойчивости определяется значениями функции распределения вблизи её максимума и слабо зависит от формы фронтов.

Имеются соображения, по которым следует изготавливать адгезатор в форме "короткого" резонатора: $\pi b \gg H$. В таком резонаторе, согласно формуле (5), резонансы смещаются в область малых радиусов кольца. В результате целый ряд наиболее опасных резонансов низших азимутальных гармоник удаляется из рабочей области адгезатора. Весьма важно и то, что сближение торцевых стенок позволяет снизить инкремент и порог для НОМ [20]. Однако, как показано в диссертации, при этом имеют место и некоторые нежелательные эффекты. Во-первых, заметно возрастает инкременты резистивных неустойчивостей: $Jm\omega_0 \sim r_0/H$, $Jm\omega_{r,z} \sim (r_0/H)^3$. Во-вторых, сильно увеличиваются инкремент и пороговый энергетический разброс для резонансной аксиальной неустойчивости с $m=0$. Она возникает на электрических (ТМ) собственных модах резонатора и не может быть удалена за счет роста отношения b/H . Необходимые для определения инкрементов и условий стабилизации этой неустойчивости величины рассчитаны на ЭВМ и представлены в виде графиков.

В § 5 приведены численные оценки, позволяющие получить представление о величинах инкрементов, условиях стабилизации и относительной роли различных видов неустойчивостей кольца в резонаторе. При числе частиц 10^{13} и разумной величине энергии

тического разброса можно при достаточно низкой добротности добиться стабилизации всех основных видов когерентных неустойчивостей. Однако с увеличением заряда кольца эта задача делается все более трудновыполнимой.

Глава IV посвящена исследованию резистивных неустойчивостей кольца в волноводе. Эти неустойчивости могут проявляться в чистом виде в дорадиационной области частот, что соответствует радиусам кольца, близким к радиусу волновода. Неустойчивости в волноводных резонансах подробно изучались в работе [21] и потому здесь не рассматриваются. Учитывая сравнительно малое время пребывания кольца в ускоряющей системе и относительно слабую резистивных эффектов, можно было бы ожидать, что резистивные неустойчивости в данном случае не имеют практического значения. Однако, как видно из результатов главы I, в некоторых интервалах значений параметров конечная проводимость стенок волновода может играть заметную роль, приводя, например, к значительному росту омических потерь при очень малых и очень больших скоростях движения кольца. В свою очередь в главе II показано, что инкремент резистивной неустойчивости прямо пропорционален мощности омических потерь для соответствующего вида колебаний кольца. Все это заставляет относиться более внимательно к резистивным неустойчивостям кольца в волноводе и провести необходимый анализ, чтобы получить четкое представление об их возможной роли.

Метод решения задачи (§ I) состоит в определении резистивных поправок к электромагнитным полям движущегося кольца с помощью граничного условия Леонтовича. Найдены инкременты азимутальных (§ 2) и поперечных (§ 3) неустойчивостей моно-

энергетического кольца. Для областей вблизи стенки и вблизи первого волноводного резонанса получены простые аналитические зависимости инкрементов от параметров кольца и волновода. В практически интересном диапазоне скоростей $\gamma \ll (4\pi gh/c)^{1/3}$ инкременты $\text{Im}\omega \sim \gamma^{1/2}$. Основываясь на результатах главы I, можно полагать, что инкременты не растут неограниченно, а подобно омическим потерям проходят через максимум и при дальнейшем росте γ убывают. Оценки, сделанные в § 4 при разумных предположениях относительно возможных размеров ускорителя электронных колец, показывают, что при числе частиц 10^{13} характерные времена нарастания неустойчивостей велики по сравнению с временем, которое кольцо проводит в ускоряющей системе. В связи с этим не было необходимости в рассмотрении вопроса о стабилизации неустойчивостей. Показано также, что несмотря на непрерывный характер спектров полей движущегося кольца, включающих в том числе и низкочастотные гармоники, использование граничного условия Леонтовича в данной задаче вполне оправдано и не приводит к сколько-нибудь заметным ошибкам.

В § 5 методом кинетического уравнения изучаются резистивные неустойчивости формы поперечного сечения кольца, находящегося вблизи металлической стенки. Малое возмущение формы сечения представляется как суперпозиция мультипольных моментов, и рассматривается самосогласованная задача об устойчивости мультиполя произвольного порядка. Найденные выражения для инкрементов в случае дипольных колебаний совпадают с выражениями, полученными ранее гидродинамическим методом. Инкременты высших мультиполей убывают с ростом порядка мультипольности. В связи с этим

мультипольные резистивные неустойчивости не представляют практического интереса в случае волновода и могут иметь значение только для кольца в резонаторе.

В заключение перечислим основные результаты, полученные в данной диссертации.

1. Проведен анализ силы торможения движущегося в гладком волноводе электронного кольца, обусловленной омическими потерями в стенках. При очень малых и при ультрарелятивистских скоростях движения эта сила имеет максимумы, вблизи которых она может достигать значительных величин, сопоставимых с торможением из-за радиационных потерь на неоднородностях ускоряющей структуры.

2. Исследована зависимость силы торможения от толщины проводящей стенки. Толщина наиболее существенно влияет на величину силы вблизи её максимума при малых скоростях движения: с уменьшением толщины величина максимума несколько возрастает, а его положение смещается в сторону все больших скоростей.

3. Проанализировано влияние конечной проводимости стенок волновода на фокусировку частиц в кольце. Вычислены соответствующие поправки к бетатронным частотам в широком диапазоне значений параметров.

4. В связи с рассмотрением задачи об устойчивости кольца найдено и исследовано в общем виде дисперсионное уравнение для частот азимутальных и поперечных когерентных колебаний. Показана связь инкрементов неустойчивостей с наличием диссипации энергии в системе.

5. Исследовано влияние конечной проводимости стенок на устойчивость кольца в резонаторе. Найден инкременты резистив-

ных неустойчивостей. Приведены оценки энергетического разброса, необходимого для стабилизации этих неустойчивостей.

6. Рассмотрена роль конечной добротности резонатора при резонансных неустойчивостях. Произведены некоторые уточнения имеющихся в литературе результатов по этому вопросу. Добротность может влиять на величину инкрементов и полностью определяет стабилизирующий энергетический разброс.

7. На конкретном численном примере показано соотношение между различными видами когерентных неустойчивостей кольца в резонаторе. Указан возможный подход к выбору наиболее приемлемых параметров кольца и резонатора с точки зрения обеспечения устойчивости кольца.

8. Проанализированы резистивные неустойчивости кольца, движущегося в волноводе. Найдены выражения для инкрементов. Для наиболее сильной азимутальной неустойчивости численно рассчитана зависимость инкремента от параметров кольца и волновода.

9. Проведено рассмотрение устойчивости формы поперечного сечения кольца, находящегося вблизи проводящей стенки. Получены выражения для инкрементов неустойчивостей мультипольных мод колебаний сечения.

В основу диссертации положены статьи [22-28], ряд её результатов опубликован в трудах международных конференций по ускорителям [29,30], а также в трудах симпозиума по коллективным методам ускорения в Дубне [31]. Вошедшие в диссертацию материалы обсуждались на семинарах в РТИ АН СССР и ОНМУ ОИЯИ.

Литература

1. V. I. Vekster, *CERN Symposium, Geneva, 1956, p. 80; АЭ, т. 5, стр. 429 (1957).*
2. V. I. Vekster, V. P. Sarantsev et al., *Proc. of the VI Intern. Conf. on High-Energy Accel., Cambridge, 1967, p. 289.*
3. D. Möhl, *CERN report ISR-300/6S/68-48, Geneva, 1968.*
4. Ю.И. Алексахин, А.Г.Бонч-Осмоловский, препринт ОИЯИ Р9-6787, Дубна, 1972.
5. Л.П.Игушкин, Э.И.Уразаков, "Цилиндрические электромагнитные поля и плазменные сгустки", ч. I и II, МГУ НИИЯФ, М., 1969.
6. А.И.Морозов, *ЖЭТФ, т. 31, № 6, стр. 1079 (1956).*
7. J. R. Reitz, L. C. Davis, *Journ. of Appl. Phys., v. 43, N4, p. 1547 (1972).*
8. R. H. Borcherts, L. C. Davis, *Journ. of Appl. Phys., v. 43, N5, p. 2418 (1972).*
9. Г.В.Воскресенский, В.Н.Курдюмов, *Научные труды РТИ АН СССР, № 9, М., 1972, стр. 153.*
10. А.Г.Бонч-Осмоловский и др., препринт ОИЯИ Р9-4135. Дубна, 1968.
11. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев, *Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1968 г.), том II, ВИНТИ, М., 1970, стр. 261.*
12. L. J. Laslett, V. K. Neil, A. M. Sessler, *Rev. of Sci. Instr., v. 32, p. 276 (1961).*
13. А.Н.Диденко, Д.А.Саливон, *ЖТФ, т. 34, № II, стр. 1979 (1964).*
14. В.П.Григорьев, *ЖТФ, т. 36, № 3, стр. 482 (1966).*
15. А.Н.Лебедев, *ЖТФ, т. 37, № 8, стр. 1652 (1967).*

16. В.П.Григорьев, А.Н.Диденко, ЖТФ, т.40, № II, стр.2283 (1970).
17. И.Н.Иванов, препринт ОИЯИ Р9-3474, Дубна, 1967.
18. Б.Б.Кадошцев, в сб. "Вопросы теории плазмы", вып.2, Госатомиздат, М., 1963, стр.132.
19. В.И.Балбеков, А.А.Коломенский, АЭ, т.19, стр.126(1965); ЖЭТФ, т.50, стр. 1582 (1966).
20. А.Г.Бонч-Осмоловский, препринт ОИЯИ Р9-6318, Дубна, 1972.
21. Л.А.Юдин. "Некоторые вопросы устойчивости кольцевых пучков", автореферат диссертации, ОИЯИ 9-6726, Дубна, 1972.
22. Г.В.Воскресенский и др. ЖТФ, т.42, № 12, стр.2536 (1972).
23. И.Л.Коренев, В.Н.Курдюмов, ЖТФ, т.43, № 10, стр.2177 (1973).
24. И.Л.Коренев, В.Н.Курдюмов, Научные труды РТИ АН СССР, № 14, М., 1973, стр.82.
25. В.И.Алексахин, И.Л.Коренев, Л.А.Юдин, препринт ОИЯИ Р9-7065, Дубна, 1973.
26. В.И.Алексахин, И.Л.Коренев, Л.А.Юдин, препринт ОИЯИ Р9-7066, Дубна, 1973.
27. И.Л.Коренев, Л.А.Юдин, Изв. вузов - Радиопизика, т.15, № 4, стр. 637 (1972).
28. И.Л.Коренев, Л.А.Юдин, Научные труды РТИ АН СССР, № 9, М., 1972, стр.144.
29. И.Л.Коренев, Л.А.Юдин, Труды УП Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, т.П, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1970, стр.597.
30. I.L.Korenev, L.A.Yudin, Proc. of the VIII Intern. Conf. on High-Energy Accel., CERN, Geneva, 1971, p. 461.
31. Г.В.Воскресенский и др., Симпозиум по коллективным методам ускорения, ОИЯИ Д9-6707, Дубна, 1972, стр.53.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1974 года.