



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б-817

9-80-854

БОНЧ-ОСМОЛОВСКИЙ
Андрей Глебович

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
И ПРОБЛЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Специальность: 01.04.13 - электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1981

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Отделе новых методов ускорения Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

Виталий Петрович
Дмитриевский,

доктор физико-математических наук
профессор

Лев Лазаревич
Гельдин,

доктор физико-математических наук
профессор

Андрей Николаевич
Лебедев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Московский радиотехнический институт АН СССР (Москва).

Автореферат разослан " " _____ 1981 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1981 г.
в " " час. на заседании Специализированного Совета Д-047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна, Московской области, Лаборатория ядерных
проблем ИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ДЯИ ОИЯИ.

Ученый секретарь
Специализированного совета

В.А.Батусов

Проблема пространственного заряда и эффектов, вызываемых им в ансамблях заряженных частиц, является одной из центральных в современной ускорительной физике и технике. Два аспекта этой проблемы связаны с главными направлениями развития и исследований ускорителей. Первый относится к классическому направлению и занимает исследователей давно — это эффекты собственных электромагнитных полей пучка при повышении интенсивности ускорителей обычного типа. В этом случае пространственный заряд выступает как помеха, эффекты, связанные с ним, ограничивают интенсивность ускорителей и светимость накопительных установок. За последние годы накоплен большой опыт в разработке методов компенсации этих эффектов на основе детального изучения их как в теоретическом, так и экспериментальном планах. Соответственно на многих установках достигнуты рекордные показатели по интенсивности ускоряемых пучков, что имеет огромное значение для развития ядерной физики и ряда технических приложений.

Другой аспект проблемы большого пространственного заряда связан с развитием новых идей в ускорительной физике, давших начало принципиально новому направлению в ней, а именно, принципам коллективного ускорения.

Это направление и его развитие тесно связано с именами советских физиков Г.И.Будкера, В.И.Векслера и Я.Б.Файнберга, еще в 1956 предложивших несколько вариантов коллективного (когерентного) ускорения*).

В этом новом направлении пространственный заряд и поля, им вызываемые, выступают в ином качестве, нежели в классическом направлении: достижение большой величины пространственного заряда и полей, с ним связанных и используемых для ускорения и удержания заряженных частиц того же или другого сорта, является главной целью метода. При этом, конечно, остаются в силе и вредные эффекты большого пространственного заряда, которые препятствуют выполнению основных целей любого метода ускорения: достижению

* Г.И.Будкер. Proc. Symp. CERN 1, 68, 1956; АЭ, 1, 9, 1956.
В.И.Векслер. Proc. Symp. CERN, 1, 80, 1956; АЭ, 5, 427, 1957
Я.Б.Файнберг. Proc. Symp. CERN, 1, 84, 1956; АЭ, 6, 431, 1959

значительного ускоряющего поля (темпа набора энергии ускоряемых частиц) и большой интенсивности пучка. Эти эффекты имеют ту же природу, что и открытые и изучаемые при развитии классических ускорителей и в исследованиях по удержанию и нагреву плотной плазмы в установках термоядерного синтеза.

В свою очередь, развитие новых методов ускорения дало мощный толчок изучению всей проблемы большого пространственного заряда.

Таким образом, возникла новая область физики, в общем виде заключающаяся в создании, удержании и ускорении устойчивых ансамблей заряженных частиц с большой плотностью заряда. Специфическими особенностями этой области являются принципиально существенные релятивистские эффекты и огромные квазистационарные электромагнитные поля, на фоне которых разыгрываются квазистатические и динамические процессы, управляющие "жизнью" ансамблей заряженных частиц.

Значение этой проблемы не исчерпывается лишь методами ускорения, поскольку получение компактных заряженных и квазинейтральных сгустков и управление их параметрами представляют большой интерес для проблемы УТС (управляемого термоядерного синтеза), радиофизики и ряда других новых областей науки и техники.

Диссертация посвящена вопросам теории равновесных (квазистационарных) состояний ансамблей заряженных частиц, их устойчивости, а также применениям полученных результатов в ускорительной технике в обоих указанных выше аспектах.

Прежде всего поясним, что имеется в виду под терминами равновесное состояние и его устойчивость. Пусть в заданных внешних полях рассматривается конфигурация заряженных частиц (ансамбль) с заданными параметрами (плотность заряда и тока, геометрические размеры и др.). Тогда ставится вопрос: возможна ли такая конфигурация в принципе, т.е. будут ли частицы, составляющие ансамбль, совершать движения в заданных границах (с учетом, конечно, создаваемых ими самими полей). Если такая конфигурация оказывается в указанном смысле возможной, то мы будем говорить, что существует данное равновесное (стационарное или вообще квазистационарное) состояние системы заряженных частиц. После этого надо поставить другой вопрос: будет ли эта конфигурация устойчивой, т.е. не разовьются ли в ней с течением времени быстрые коллективные динамические процессы, которые либо полностью разрушат ее,

либо переведут её в другое, действительно равновесное состояние. В полном объеме, с учетом всех возможных путей динамического развития, такая задача необычайно сложна и, по-видимому, может быть решена в исключительно редких случаях. Мы будем следовать обычно принимаемой процедуре - исследовать возможные частные динамические процессы, далее правильность полученных суждений и оценок сверять с данными эксперимента.

В первой, наибольшей, части I главы диссертации изучено равновесие электрон-ионного сгустка в виде тонкого заряженного кольца с током во внешних магнитных полях, имеющих значительную составляющую, параллельную вращательной релятивистской скорости электронов /I-4/. Такое образование играет фундаментальную роль в кольцевом коллективном методе ускорения, предложенном В.И.Векслером. *)

Методом самосогласованного поля определены области финитного движения частиц в кольце в присутствии большого пространственного заряда. Помимо обычной области равновесия, соответствующей варианту слабой фокусировки в кольцевых ускорителях, найдена новая область равновесия (финитности движения или ограниченных колебаний частиц), для которой характерен большой пространственный заряд кольцевого пучка.

В этих условиях определены малые размеры кольца в зависимости от начальных условий и напряженности внешних магнитных полей, вообще говоря, адиабатически изменяющихся со временем. Показано, что при достаточно большой величине азимутальной составляющей магнитного поля малые размеры поперечного сечения кольца дополнительно уменьшаются. Подробно рассмотрена вторая область равновесия, которая реализуется, например, при движении кольца как целого с произвольной скоростью вдоль оси магнитного поля. Определены границы этой области равновесия и установлены следующие критерии H_{φ} - фокусировки движущегося релятивистского кольца (удержания его поперечных размеров):

$$\frac{H_{\varphi}}{H_z} > \frac{1}{\gamma_z - 1} (\beta_z \gtrsim 0,5), \quad \frac{v}{\delta z} < \frac{\Omega^2 \gamma_z^2 a^2}{8 \omega_p^2 c^2} \quad (I)$$

*) В.И.Векслер и др. Труды IV Международной конференции по ускорителям, Кембридж, стр. 289, 1967; АЭ, 24, 317, 1968.

Здесь $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор поступательного движения кольца,

$v = v_e = \frac{N}{2\pi R} \cdot \frac{e^2}{mc^2}$ - фактор Будкера, или "погонный электрон",

$\gamma_{\perp} = (1 - \beta_{\perp}^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор вращательного движения электронов в системе покоя кольца,

$\omega_{\varphi} = \frac{eH_{\varphi}}{mc\gamma_{\perp}^2}, \omega_H = \frac{eH_z}{mc\gamma_{\perp}^2}, \Omega = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_{\varphi}^2 + 2\omega_{\varphi} \frac{v}{R}}$ - частота "свободных колебаний электронов," \bar{a} - средний размер поперечного сечения кольца (в системе покоя кольца).

Далее рассмотрен практически важный случай равновесия тороидального пучка в магнитном поле, имеющем переменную по азимуту $H_{\varphi}(\mu H_z)$ составляющую [5,6]. Найдены эффекты сжатия равновесной орбиты и усиления радиальной фокусировки в таком мультипольном магнитном поле, созданном системой проводников с током, расположенных на цилиндрической поверхности, охватывающей объём, в котором движется электронное кольцо с полями.

Частота свободных радиальных колебаний оказывается равной

$$\omega_z = v_z \omega_H = \omega_H \sqrt{1 + \frac{q}{1 + \kappa^2}}, \quad (2)$$

где q удовлетворяет уравнению

$$qe^q = \rho_m^2 (1 + \kappa^2) (1 + 2\kappa^2), \quad (3)$$

$\rho_m = \frac{H_m}{H_z}, \kappa = \frac{v_z}{v_{\varphi}}; H_m, H_z$ - амплитуды мультипольного и осевого магнитных полей; v_z, v_{φ} - осевая и азимутальная средние скорости электронов. Таким образом, достаточно сильное мультипольное магнитное поле обладает заметным жесткофокусирующим и центрирующим кольце действием и препятствует развитию когерентных смещений орбит частиц, относительно которых движение в однородном магнитном поле, вообще говоря, неустойчиво (особенно при взаимодействии электронов с ионным компонентом сгустка). Ещё одно важное следствие: в мультипольном магнитном поле эффективная масса вращающихся электронов меняет знак при изменении их энергий и переходит её через некоторую величину, аналогичную критической энергии в жесткофокусирующих ускорителях. Для неподвижного как целое кольца эффективная масса и критическая энергия равны:

$$M = \frac{m\delta}{\beta^2 - \frac{q}{1+q}}, \quad E_{кр} = mc^2 \sqrt{1+q}. \quad (4)$$

Это значит, в частности, что при энергии, меньшей $E_{кр}$, эффективная масса положительна и неустойчивость отрицательной массы вообще не может возникнуть.

Во второй части I главы (см. § 7) изучен случай самофокусирующегося равновесного состояния мощного электрон-ионного пучка ($\gamma \gg 1$) прямолинейной конфигурации. В этом важном для коллективной идеологии случае кулоновское расталкивание электронов компенсируется не внешними электромагнитными полями, а полем ионов. Характерной особенностью решенной задачи является самоогласованное рассмотрение не только электронного, но и ионного компонентов. В результате оказалось, что силовоточный пучок вдали от нижнего предела равновесия ($\frac{G_i}{G_e} > 1/\gamma^2$) имеет электронный компонент, резко неоднородный по сечению, а вблизи него имеет трубчатую структуру. Найдены условия равновесия пучка при произвольных v_e и γ в рамках кинетической модели с резкими границами пучка (модель Капчинского-Владимирского, Яркового*). Показано, что при резко неоднородном распределении плотности электронов по сечению нижний предел равновесия имеет такой вид:

$$\frac{G_i}{G_e} = \frac{1}{\gamma_m^2}, \quad (5)$$

где $mc^2 \gamma_m$ равно работе поля, затраченной при создании пучка,

G_i, G_e - линейные плотности ионов и электронов в пучке.

II глава диссертации содержит решение ряда задач по проблеме устойчивости электрон-ионных ансамблей. Внимание уделено двум характерным неустойчивостям, которые, как показал опыт, имеют важное значение: неустойчивости кольцевого пучка релятивистских электронов в магнитном поле, связанной с синхротронным излучением (радиационная неустойчивость из класса продольных неустойчивостей тороидальных пучков) и неустойчивости двухкомпонентного пучка, вызванной взаимными поперечными колебаниями электронного и ионного компонентов пучка.

В § 8 рассчитано излучение кольца релятивистских электронов, движущегося вдоль оси металлической трубы, в приближении заданного тока [8] и показана возможность эффективного взаимодействия (И.М.Капчинский, В.В.Владимирский. Труды междунар. конф. по ускор, Женева, стр.274, 1959; Яркового. ЖТФ, 36, с.988, 1966.

кольцевого тока с полем излучения, в результате чего возникает радиационная неустойчивость, имеющая много общих черт с продольными неустойчивостями кольцевых пучков, изученных в теории ускорителей^{*)}, в том числе с неустойчивостью отрицательной массы. Отличие состоит в том, что возникновение радиационной неустойчивости не зависит от знака эффективной массы вращающихся частиц и сопровождается мощным синхротронным излучением, которое отличается от излучения одного электрона на фактор

$$S_{n,N} = \alpha_n^2 N^2, \quad (6)$$

где n - номер излучаемой гармоники ($\omega = n \frac{eH}{mc\gamma}$), N - полное число электронов в сгустке, $\alpha_n = \frac{G_n - G_0}{G_0}$ - модуляция плотности на n -ой гармонике, $G = \frac{eN}{2\pi R}$ - линейная плотность заряда в пучке. Это обстоятельство приводит к тому, что продольный импеданс связи пучка с окружением в случае радиационной неустойчивости имеет большую вещественную часть, связанную с излучением, и соответственно возникают большие инкременты на гидродинамической стадии развития неустойчивости, а также большое значение критического разброса частиц пучка по энергии, при котором происходит срыв неустойчивости (в линейном приближении).

В диссертации развита нелинейная теория радиационной неустойчивости /9,10/ в важном частном случае, когда кольцо находится в свободном пространстве. Вычислен импеданс кольца для этого случая /10/, он равен при $n \ll \gamma^3 = (1 - v^2/c^2)^{-3/2}$:

$$Z_n \approx \frac{4\pi^2}{c} (a_n + ib_n), \quad (7)$$

где

$$a_n \approx 0,26 n^{1/3} = \sqrt{3} b_n.$$

В нелинейной теории удается построить аналитический аппарат на гидродинамической стадии развития неустойчивости и вблизи порога, когда неустойчивость выходит на квазистационарный режим. Оценены максимальные уровни возбужденных полей и уменьшение инкрементов линейной теории в условиях развитых колебаний. В § 12 показано, что неустойчивость на конечной стадии может приобретать характер "взрывной", когда энергия флуктуаций растёт до ∞ за конечный промежуток времени.

*) А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. АЭ, 7, 549, 1959;

C. Nielsen, A. Sessler, K. Symon; In Proc. Intern. Conf. High En. Accel., Geneva, 1959, p. 239.

В одномодовом приближении нелинейное уравнение для энергии колебаний W_n неустойчивой моды имеет вид

$$\frac{\partial W_n}{\partial t} - 2\gamma_n W_n = \alpha_{nn} W_n^2, \quad (8)$$

где γ_n - линейный инкремент, α_{nn} определяется фоновой функцией распределения. Оказывается, что для гладких функций распределения типа Гаусса и Лоренца $\alpha_{nn} > 0$, что и приводит к взрывному характеру процесса развития неустойчивости. На этой стадии нелинейный сдвиг частоты может приводить к её быстрой стабилизации.

Для выяснения обратного влияния растущих колебаний на функцию распределения частиц в § 13 выводится уравнение типа квазилинейной диффузии и обсуждаются некоторые методы учёта корреляционных эффектов и эффективной нелинейной "размазки" резонансов $\Omega = n\omega$, ω - частота обращения частиц, Ω - частота возмущения. Вблизи резонанса $\Omega = n\omega$ использован метод последовательного учёта нелинейности для случая сильной связи волн и частиц^{*)}, когда не проводится разложение по энергии колебаний. Установлен вид нелинейного дисперсионного уравнения, "диэлектрической проницаемости" пучка, а также найден коэффициент квазилинейной диффузии. Эта система совместно решаемых уравнений описывает изменение инкрементов и функции распределения частиц в процессе нарастания колебаний вблизи порога ($\gamma_n \ll \text{Re} \Omega - n\omega$) и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial W} D \frac{\partial f_0}{\partial W}; \\ D &= \sum_n \iint d\tau \cos(\Omega - n\omega) \tau e^{-Dn^2 \tau^2 / 3} W_{nd} d\Omega; \\ \epsilon_{nn} &= 1 + g_{nn} \int \frac{\partial f_0}{\partial W} [e^{i(\Omega - n\omega)\tau} - Dn^2 \tau^2 / 3] d\tau = 0; \\ &\quad \alpha = \frac{4\pi}{3} g_n \sim Z_n. \end{aligned} \quad (9)$$

В связи с тем, что аналитическая теория не может проследить весь динамический процесс развития неустойчивости (в промежуточной области $\Delta\omega \lesssim \Delta\omega_{cr}$ отсутствует какой-либо малый параметр), поставлена задача для численного исследования эволюции возмущений в когерентной части спектра ($n < 10$) и проведено сравнение аналитической теории с численными расчётами и экспериментом. Это сравнение позволяет утверждать, что основные черты развития неустойчи-

*) А.И. Рудаков, В.Н. Цытович. Препринт ФИАН № 28, Москва, 1970.

ности наблюдались в экспериментах с релятивистскими кольцами^{*}).

Динамическая картина развития неустойчивости первоначально монохроматических кольцевых пучков характеризуется быстрым увеличением энергии колебаний и разброса частиц в пучке по частотам обращения, что может приводить к радиальному разбуханию колец и, как следствие, уменьшению создаваемой в кольцевом коллективном методе потенциальной ямы поля пространственного заряда электронов кольца, используемой для ускорения ионов.

В связи с этим важное значение имеют поиски методов стабилизации неустойчивости и уменьшение эффекта её влияния на параметры тороидальных пучков.

В § 15 II главы вычислен продольный импеданс кольца между металлическими плоскостями /II, I2/ и показано, что при близком расположении кольца относительно металла импеданс, а с ним инкременты и критический разброс могут быть сильно уменьшены:

$$\left| \frac{Z}{Z_{\text{норм}}} \right| \approx \frac{n^{2/3}}{8^2} \ln \frac{4d}{\pi a}, \quad n < \frac{\pi R}{2d}. \quad (10)$$

Здесь d - расстояние кольца до металла. При $\delta_1^2 \ll 1$ достигается значительный эффект подавления неустойчивости, который подтвержден экспериментально: создание колец с большой плотностью возможно лишь при условии эффективной экранировки волновых полей^{*}).

В разделе П-Б рассмотрен механизм подавления на линейной стадии неустойчивости типа "змейки" двухкомпонентного пучка при наложении внешнего магнитного поля, параллельного переносной скорости электронов /I3, I4/. Доказано, что при определенной величине H неустойчивость взаимных поперечных колебаний ионов и электронов в тороидальном и линейном пучках срывается. В результате аналитического исследования и численного решения алгебраического дисперсионного уравнения 8-го порядка определены новые границы области устойчивости для дипольной (наиболее опасной) моды ($n = 1$) для тороидального пучка электронов и ионов в азимутальном магнитном поле.

^{*}) A. Faltens e.a. In Proc. IX Intern. Conf. High En. Accel., Stanford, Calif., 1974, p. 226;

C. Andelfinger e.a. В кн. "Труды IV Всесоюзн. совещ. по ускор. зар. част.", т. I, М., "Наука", 1975, с. 71;

В. П. Саранцев и др. ОИЯИ Р9-10054, Дубна, 1976.

Для линейного электрон-ионного пучка установлена связь между максимальной плотностью частиц в пучке и напряженностью стабилизирующего магнитного поля:

$$H_{\text{ст}} \approx \frac{\sqrt{Z} \lambda}{\beta_e^2 j_e} \quad (11)$$

Здесь H в э, j - в А/см^2 , $\beta = \frac{v}{c} = \frac{v_i}{v_e}$ - степень нейтрализации заряда пучка ионами с зарядом eZ , λ - длина волны возмущения, $v_e = \beta_e c$ - скорость электронов в пучке.

Результаты, полученные в двух первых главах диссертации, используются в гл. III при рассмотрении некоторых конкретных возможных вариантов коллективного ускорения. Если в главе I было изучено влияние азимутального магнитного поля на малые размеры кольца и тем самым на величину эффективного ускоряющего поля, то теперь выяснено, как происходит ускорение кольца как целого в спадающем вдоль оси H_z поле при $H_\phi \neq 0$. Оказывается, что закон изменения большого радиуса кольца и поступательной энергии кольца трансформируется таким образом, что при $H_\phi/H_{z0} = 0,2 \pm 0,3$ можно выполнить условие постоянства большого радиуса, а с ним и радиального малого размера /I, I5/.

При этом из-за появления z - составляющей силы Лоренца $f_z = v_z H_\phi$ происходит ограниченный перевод вращательной энергии электронов в поступательную энергию кольцевого сгустка как целого в отличие от обычной схемы ускорения кольца в магнитном поле, когда $E_{\text{уск}} \sim H_z$ и эффективность ускорения быстро падает, а рост геометрических размеров кольца затрудняет контроль коллективных процессов и фокусировку кольца.

Все особенности поведения кольцевого сгустка в винтовом магнитном поле суммируются в предложении принципиальной схемы ускорителя ионов /I6, I7/, который можно рассматривать, как предусловитель-инжектор колец с ионами, позволяющий без специальных внешних полей получить ускоренные кольца с релятивистским поступательным движением ($\gamma_2 \approx 2$).

Обсуждены особенности и преимущества такой схемы по сравнению общепринятой схемой ускорения колец в магнитном поле.

Кроме уже упомянутой неизменности размеров сгустка и $E_{\text{уст}}$ отметим простоту формирования Ω - траектории в магнитном поле адгезатора, обхода опасных резонансов, в т.ч. при напуске ионов, жесткое центрирование кольца при выводе из бочкообразного поля в ускорительную секцию и эффективное экранирование волновых полей в коаксиальной секции ускорителя.

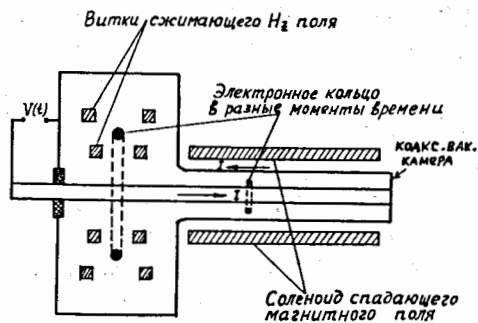


Рис. I

Принципиальная схема коллективного ускорителя с винтовым магнитным полем.

В § 20 изложены физические аспекты идеи сильноточного ускорителя ионов с использованием модуляции плотности в трубчатом электронном пучке /18/. При этом в единицу времени создается цуг большого числа электронных сгустков (до $10^3 + 10^4$ в сек), плотность электронов в которых достигает 10^{12} эл/см³ и ускоряющие ионы поля — величин до 10^5 В/см. В сгустках путем частичного перевода поступательной энергии во вращательную в области резко неоднородного в пространстве магнитного поля (каспе) создается слабoreлятивистское вращательное движение электронов, облегчающее задачи формирования, фокусировки сгустков и борьбы с различными неустойчивостями.

Обоснован ряд преимуществ этой модификации коллективного кольцевого метода ускорения, характеризующейся, в частности, малыми значениями основных характерных параметров ν_e и γ_{\perp} (линейная плотность электронов и энергия их вращательного движения), что позволяет относительно умеренными статическими магнитными полями жестко стабилизировать параметры сгустков, в том числе путем подавления опасных коллективных динамических процессов. Главным преимуществом метода следует считать высокую интенсивность пучка ускоряемых ионов, поскольку ускоритель такого типа допускает режим работы вплоть до непрерывного.

Последняя часть III главы содержит ударный механизм ускорения, предложенный Векслером еще в 1956 г. (см. ссылку на с.1).

В 1963 г. В.И.Векслером была выдвинута модификация метода за счёт предварительного ускорения легкого сгустка, которая лежит в основе расчётов, выполненных автором по предложению Векслера /19/ и представленных в данной работе.

Рассмотрена кинематика и динамика соударения заряженных релятивистских сгустков и обоснованы условия упругого характера столкновения сгустков и удержания ионов в легком сгустке. При выполнении условия упругости соударения тяжелого и легкого заряженных сгустков энергия легкого сгустка после столкновения может составлять:

$$E_z = 2M_2 c^2 \gamma_1^0 \gamma_{\text{отн}}^0, \quad (12)$$

здесь M_2 — масса легкого сгустка, γ_1^0 — релятивистский фактор движения тяжелого сгустка ($M_1 \gg M_2 \gamma_{\text{отн}}^0$), $\gamma_{\text{отн}}^0 = \gamma_1^0 / 2\gamma_2^0$ — релятивистский фактор движения легкого сгустка в системе центра масс на бесконечности, γ_2^0 — начальный релятивистский фактор предварительно ускоренного легкого сгустка. Для осуществления эффективного ударного механизма ускорения необходимо создание в течение времени $\approx 10^{-7}$ сек компактных заряженных сгустков с числом электронов не менее 10^{16} . Кратко рассмотрены возможные варианты создания таких сгустков и оценены перспективы ударного метода ускорения, который в принципе может оказаться одним из важных путей развития коллективных методов ускорения в область больших энергий ускоряемых частиц.

В последней, IV, главе представлены результаты теоретических исследований по проблеме повышения интенсивности протонного пучка синхрофазотрона СЯИ (СФ) /20-24/. В экспериментальной работе по усовершенствованию СФ выяснилось, что важную роль в повышении интенсивности ускоряемого в СФ пучка играет пространственный заряд и борьба с эффектами, вызываемыми им в динамике пучка.

В §§ 24 и 25 изложена методика расчёта сдвига частот некогерентных колебаний частиц в конкретных условиях синхрофазотрона. Известная методика обобщена на случай неоднородности пучка как по азимуту, так и по поперечному сечению, а также на случай соизмеримости поперечных размеров пучка с высотой камеры.

Конкретные расчёты проведены для модели сгустка, в котором плотность заряда в поперечной плоскости (x, z) меняется по гауссовому закону, а по азимуту – как некоторая алгебраическая функция:

$$\rho = \rho_0 (1 - \varphi^2/\varphi_0^2)^{3/2} e^{-z^2/a^2 - r^2/b^2} \quad (I3)$$

Анализ изменений сдвига частот при радиально-фазовых колебаниях дал возможность вычислить долю резонансных частиц в пучке большой интенсивности, участвующих в возбуждении данного резонанса из-за кулоновского сдвига частот.

В приближении малых радиально-фазовых колебаний соответствующая формула имеет вид:

$$\frac{N_{av}}{N} = \frac{5\pi}{24\sqrt{3}} \frac{\varphi_0}{\varphi_s} \frac{\varphi_0}{\sqrt{1-\varphi_s^2} \sqrt{\varphi_s}} \quad (I4)$$

Здесь N – полное число частиц в сгустке, N_{av} – число частиц в центральной части сгустка, максимальный сдвиг частот которых $\Delta\nu'$ больше сдвига до полосы рассматриваемого резонанса, φ_0 – максимальное фазовое отклонение частиц, у которых кулоновский сдвиг частот равен некоторому заданному значению $\Delta\nu' = \Delta\nu'_{cs} = \{\Delta\nu'_x, \Delta\nu'_z\}$, φ_s – синхронная фаза. Формула (I4) справедлива при $\varphi_0 < 1$.

Полученные расчётные результаты используются в § 26 для выяснения механизма потерь частиц на начальной стадии ускорения в СФ при числе частиц в захвате до $3 \cdot 10^{12}$ р/имп (см. диаграмму частот на рис. 2). В результате анализа конкретных нелинейных резонансов связи сделаны выводы о существенной роли уменьшения амплитуд радиальных бетатронных колебаний при многооборотной инжекции в СФ, а также необходимости компенсации конкретных гармоник Фурье искажений магнитного поля в синхрофазотроне. Проведенные усовершенствования инжектора^{ж)} и системы коррекции магнитного поля^{жж)} позволили в серии экспериментов поднять интенсивность пучка протонов до $1,5 \cdot 10^{12}$ р/имп. При этом были получены прямые доказательства существенной роли пространственного заряда пучка в резком усилении темпа потерь частиц в начальный период после формирования сгустка в сепаратрисе и качественно подтверждены теоретические выводы.

ж) Ю.Д.Безногих и др. Сообщение ОИЯИ 9-II765, Дубна, 1978.

жж) М.А.Воеводин, Н.А.Коруков. Сообщение ОИЯИ 9-7318, 1973;

М.А.Воеводин и др. Сообщение ОИЯИ 9-9625, Дубна, 1976.

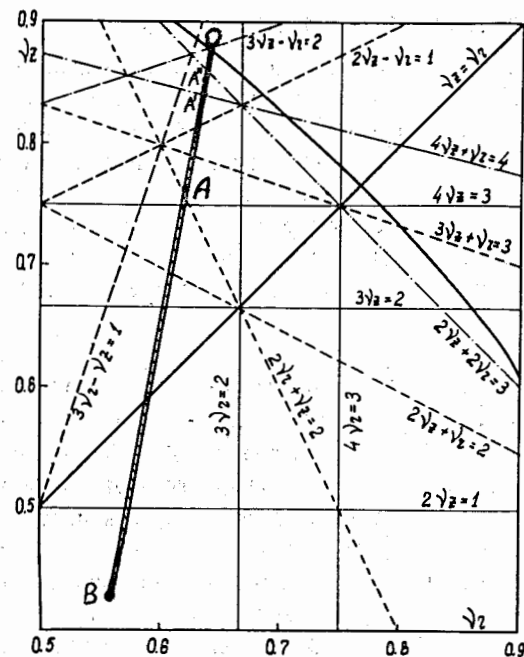


Рис.2. Диаграмма частот синхрофазотрона:

- "O" – рабочая точка при нулевой интенсивности,
- A " " " " " " при $N_{захв.} = 3 \cdot 10^{12}$ р/имп. ($t=0$),
- A' – " " " " " " при $N_{захв.} = 3 \cdot 10^{12}$ " " ($t = 100$ мс),
- A'' – то же с учётом медленных потерь частиц до 100 мс,
- B – рабочая точка при $N_{захв.} = 1,1 \cdot 10^{13}$ р/имп.

С учётом этих данных в дальнейшем были проведены опыты с пучком очень большой интенсивности (свыше 10^{13} р в захвате), при этом к 100 мсек ускорения интенсивность протонного пучка была сохранена на уровне $4,5 \cdot 10^{12}$ р/имп. В последнем, 27, параграфе главы рассмотрена динамика пучка такой большой интенсивности, проведена оценка возможности прохождения параметрического резонанса $\nu_2 = \frac{1}{2}$ и сделан вывод о возможной максимальной интенсивности пучка синхрофазотрона ОИЯИ (при энергии инжекции 20 МэВ), которая может составлять $1 + 2 \cdot 10^{13}$ р/имп.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

ЦЕЛЬ данной работы заключалась в решении ряда принципиальных вопросов равновесия и устойчивости плотных электрон-ионных ансамблей с тем, чтобы использовать эти результаты для оценки возможностей как ряда новых методов ускорения, так и дубненского синхροфазотрона с точки зрения повышения интенсивности ускоряемых в нем пучков. Изучение эффектов большого пространственного заряда и управление ими является одной из центральных проблем современной ускорительной физики и техники. В этом состоит и АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА. Развита самосогласованная теория равновесного состояния электронного кольца с большим объёмным зарядом во внешних магнитных полях с азимутальной составляющей и на ее основе, а также на основе решения ряда проблем устойчивости этого состояния изучены некоторые новые варианты коллективного ускорения ионов на сравнительно небольшую энергию (до величины порядка 1 ГэВ), которые, по-видимому, могут обеспечить высокую интенсивность потока ионов. По теме эффектов большого пространственного заряда в новых методах ускорения автором получено 3 авторских свидетельства.

Разработана теория кулоновского сдвига частот некогерентных колебаний частиц в синхротронах с учётом неоднородности плотности заряда в ускоренном сгустке, которая позволила оценить долю резонансных частиц, а также роль различных резонансов в формировании процесса потерь при ускорении интенсивных пучков. Высказаны соображения о возможной максимальной интенсивности пучков синхротронов.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ решенных теоретических проблем заключается в обосновании использования плотных релятивистских пучков заряженных частиц в виде кольцевых сгустков, в основном находящихся во внешних электромагнитных полях, жестко управляющих параметрами сгустков и регулирующих нужным образом проявления большого пространственного заряда, для коллективных методов ускорения. Могут быть и другие конкретные приложения развитой в диссертации теории коллективных эффектов.

Решение задач по некогерентному кулоновскому сдвигу частот в конкретных условиях синхροфазотрона в тесной связи с экспериментальными исследованиями способствовало существенному повышению

интенсивности протонного пучка синхροфазотрона-до значений, больших 10^{12} p/имп. Можно выразить уверенность, что дальнейшее развитие и усовершенствование синхροфазотрона ОИЯИ на этом пути приведет к еще более интересным результатам при ускорении не только протонов, но и других частиц.

Структура автореферата аналогична структуре диссертации. Общий объём работы- 276 страниц, из них 11 страниц с иллюстрациями и 10 страниц литературных ссылок. Наиболее существенные результаты докладывались на международных конференциях по ускорителям (1967, 1969 и 1977 г.г.), на всесоюзных конференциях по ускорителям (1968, 1970, 1974 и 1976 гг), а также на всесоюзных симпозиумах по коллективным методам ускорения (1972 и 1976 г.). Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. А.Г.Бонч-Осмоловский. Заряженное релятивистское кольцо электронов в винтовом магнитном поле, ЖТФ, 1971, 41, с. 1345; ОИЯИ Р9-5299, Дубна, 1970.
2. А.Г.Бонч-Осмоловский. Замечание о H_v -фокусировке движущегося релятивистского кольца, ЖТФ, 1973, 43, с.1761; ОИЯИ Р9-6921, 1973.
3. А.Г.Бонч-Осмоловский. Адиабатические процессы в винтовом магнитном поле. ЖТФ, 1972, 42, с.2272; ОИЯИ Р9-6463, Дубна, 1972.
4. А.Г.Бонч-Осмоловский. О сжатии и ускорении электронного кольца в винтовом магнитном поле, в кн: Симпозиум по коллективным методам ускорения. Дубна, 1972, Д9-6707, стр.27.
5. А.Г.Бонч-Осмоловский, В.И.Данилов. Устройство для ускорения электронного кольца, Авт.свид. СССР № 519070 от 5.УП.1974, Бюлл. ОИПОТЗ, 1977, № 29, с.253.
6. А.Г.Бонч-Осмоловский, В.И.Данилов. Об эффекте сжатия орбит в мультипольном магнитном поле. ЖТФ, 1977, 47, с.510; ОИЯИ Р9-9886, Дубна, 1976.
7. А.Г.Бонч-Осмоловский, Ю.С.Суровцев. О стационарном состоянии заряженного самофокусирующегося пучка с большим током. ЖТФ 1972, 42, с.3. ; ОИЯИ Р9-5857, Дубна, 1971.
8. А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова. Синхротронное излучение релятивистских зарядов в металлической трубе. ОИЯИ Р9-3415, Дубна, 1967.
9. А.Г.Бонч-Осмоловский, В.Н.Цытович. Нелинейная теория радиационных неустойчивостей релятивистских кольцевых пучков. Труды ФИАН, 1973, 66, с.144.

10. А.Г.Бонч-Осмоловский, Е.П.Жидков, В.Г.Маханьков, В.Н.Цытович, Б.Г.Шинов. Численный анализ нелинейной стадии развития радиационной неустойчивости релятивистских электронных колец, ОИЯИ Р9-5622, Дубна, 1971; *Plasma Phys.* 1973, 15, p.211; в кн: Тр. II Всесоюзн. совещания по ускорителям, "Наука", М., 1972, т. I, с. 228.
11. А.Г.Бонч-Осмоловский. Некоторые эффекты экранирования при сжатии кольца около металлических поверхностей. В кн: сим-поз. по коллективным методам ускорения, Дубна, 1972, Д9-6707, с. 46.
12. А.Г.Бонч-Осмоловский. Влияние металлических плоскостей на устойчивость и фокусировку кольца релятивистских электронов, ОИЯИ Р9-6318, Дубна, 1972.
13. А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова. О стабилизации неустойчивости типа змейки двухкомпонентного релятивистского кольца азимутальным магнитным полем, ЖТФ, 1972, 42, с. 987; ОИЯИ Р9-6136, Дубна, 1971.
14. А.Г.Бонч-Осмоловский. О связи между плотностью частиц в электрон-ионных пучках и продольным магнитным полем. ЖТФ, 1976, 46, с. 1604; ОИЯИ Р9-8379, Дубна, 1974.
15. А.Г.Бонч-Осмоловский. Способ ускорения электронного кольца. Авторское свидетельство СССР № 409402 от 4.П.1972. Бюлл. ОИПОТЗ, 1975, № 25, с. 192.
16. А.Г.Бонч-Осмоловский. Устройство для формирования и ускорения электронного кольца с ионами, Авторское свидетельство СССР № 416909 от 4.П.1972, Бюлл. ОИПОТЗ, 1974, № 7.
17. А.Г.Бонч-Осмоловский, В.А.Прейзендорф, К.А.Решетникова. Применения азимутального магнитного поля в коллективном ускорителе ионов; ОИЯИ Р9-6930, Дубна, 1973.
18. А.Г.Бонч-Осмоловский, С.Н.Доля. Сильноточный ускоритель ионов средних энергий с полным электронным пучком; Труды X Международной конференции по ускорителям, Серпухов, 1977; АЭ, 1978, 45, с. 354.
19. А.Г.Бонч-Осмоловский. О динамике столкновения заряженных сгустков в связи с ударным механизмом ускорения, АЭ, 1971, 31, с. 127; ОИЯИ Р9-5179, Дубна, 1970.
20. Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Осмоловский, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев. О повышении интенсивности пучка, ускоренного в синхрофазотроне ОИЯИ. ОИЯИ, ч. I, Р9-9115, Дубна, 1975.

21. Те же авторы. О повышении интенсивности пучка, ускоренного в синхрофазотроне ОИЯИ; ОИЯИ ч. П, Р9-9120, Дубна.
22. Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Осмоловский, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев, Н.А.Коруков, В.А.Мончинский. Повышение интенсивности ускоренного пучка в синхрофазотроне ОИЯИ; в кн: Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям, "Наука", М., 1978, т. П, с. 245.
23. Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Осмоловский, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев, В.А.Мончинский, В.А.Попов, И.Н.Семенюшкин, А.П.Царенков. Экспериментальные результаты по повышению интенсивности ускоряемых пучков в синхрофазотроне ОИЯИ и их анализ; ОИЯИ Р9-11903, Дубна, 1978; в кн: Труды У I Всесоюзного совещания по ускорителям, Дубна, 1979, т. П, с. 136.
24. А.Г.Бонч-Осмоловский. К теории кулоновского сдвига частот некогерентных колебаний частиц в синхротронах, ОИЯИ Р9-80-679, Дубна, 1980.