

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

M 523

9-88-288

Л.А. Меркулов

**К ВОПРОСУ ИЗУЧЕНИЯ ПОСЛЕДСТВИЙ
ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СИЛЬНОТОЧНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛИУ**

Направлено в "Журнал технической физики"

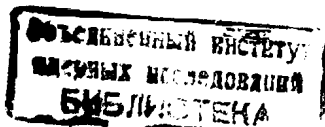
1988

Условия отражения зарядов и токов, движущихся вблизи поверхности металла с конечной проводимостью, и возникающая при этом поперечная нестабильность из-за неоднородности интенсивных пучков в ускорителях заряженных частиц рассматривались в^{1-3/}.

Аналогичные вопросы взаимодействия электронного пучка со своими электрическим и магнитным изображениями в проводящих поверхностях камеры ускорителя затрагивались в^{4-8/}.

Что касается линейного индукционного ускорителя /ЛИУ/^{4-7/}, где ускоряются токи в сотни ампер, то фокусирующее соленоидальное магнитное поле, удерживающее электронный пучок, размеры которого соизмеримы с апертурой ускоряющей камеры, наряду со своим основным предназначением вызывает и неизбежное ухудшение прохождения пучка из-за смещения и наклонов магнитных осей линз. Эти погрешности совместно с погрешностями инжекции /неоднородность распределения плотности заряда, отсутствие симметрии сечения пучка и смещение его центра тяжести/ приводят к смещению пучка как целого, т.е. к возникновению колебаний его центра тяжести. Все это, как будет показано ниже, вызывает нарушение аксиальной симметрии поля внутри пучка и, вследствие влияния действующих сил на внутренние частицы, приводит к увеличению амплитуды колебаний их отдельных групп, что в дальнейшем сказывается как на изменении формы и размеров сечения пучка, так и на распределении плотности заряда частиц по сечению. Обычный характер движения частиц внутри пучка, свойственный аксиально-симметричному случаю, усложняется, приводя к более значительному отклонению частиц от оси камеры и к возможным потерям. Но такие же потери могут возникнуть и при отсутствии когерентного колебания за счет несоответствующих условий фокусировки, так что в настоящий момент трудно однозначно оценить роль каждого явления в общей картине процесса ускорения, когда отрицательное влияние когерентного колебания усугубляется некорректным выбором параметров фокусирующей системы.

Признавая всю сложность определения действующих сил в плоскости сечения камеры на произвольные частицы пучка, от расположения которых, собственно говоря, и зависит местоположение центра тяжести его сечения, авторы^{4-7/} все-таки сочли целесообразным в своей модели полностью отказаться от рассмотрения внутреннего движения пучка при исследовании колебаний его цент-



ра тяжести и представили его в виде тонкой нити, расположенной в этом центре тяжести и несущей весь суммарный ток I . При этом автоматически при анализе потерь пучка выпадает роль таких факторов, как

- а/ влияние ламинарности пучка,
- б/ влияние размера пучка и распределения плотности заряда по его сечению,
- в/ необходимого условия оптимального выбора величины внешнего фокусирующего магнитного поля, ответственного за связь внутренних колебаний частиц с возникшей когерентной составляющей.

Но зато, согласно ^{19/}, легко определяется напряженность электрического поля, создаваемая наведенным зарядом в точке, где расположен пучок в виде нити

$$E_r = -\frac{2I}{\beta c} \cdot \frac{\xi}{R_T^2 - \xi^2}, \quad /1/$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, v - скорость частицы, c - скорость света, R_T - радиус камеры, ξ - величина отклонения центра тяжести пучка от оси камеры. Это выражение характеризует способность окружающего поля, созданного точечным зарядом внутри камеры, влиять на сам заряд. Но для пучка конечного размера с пространственным распределением заряда $\rho(r, \phi)$ суммарное воздействие в плоскости камеры на произвольную частицу в точке (r_0, ϕ_0) запишется в виде

$$E_r(r_0, \phi_0) = -2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{R(\phi)} \rho(r, \phi) [A \cos(\phi_0 - \phi) + B] r dr, \quad /2/$$

где

$$A = \frac{1}{r} \left(\frac{R_T^2}{a_1^2} - \frac{r^2}{a_2^2} \right),$$

$$B = r_0 \left(\frac{1}{a_2^2} - \frac{1}{a_1^2} \right),$$

$$a_1 = \frac{1}{r} \sqrt{(R_T^2 \cos \phi - r r_0 \cos \phi_0)^2 + (R_T^2 \sin \phi - r r_0 \sin \phi_0)^2}$$

$$a_2 = \sqrt{(r \cos \phi - r_0 \cos \phi_0)^2 + (r \sin \phi - r_0 \sin \phi_0)^2}.$$

Результаты численного счета выражения /2/ для пучка круглого сечения в случае $\rho(r, \phi) = \text{const}$ совпадают с результатами аналитического выражения в ^{18/} и, таким образом, величине /1/ свойственно определять характер воздействия не на центр тяжести всего пучка в целом в процессе движения, а только на те электроны, которые расположены в данный момент времени на его оси.

Смысл всего вышесказанного понятен из рис.1 /размеры X, Y, r_c даны в см, значения ϕ_c в градусах/, где справа изображено сечение пучка радиусом $R = 1,5$ см и током $I = 250$ А с $\rho(r, \phi) = \text{const}$ на нем, центр тяжести которого смещен относительно оси камеры в системе координат X и Y на $\xi = 1$ см при $R_T = 3,75$ см. Слева в относительных единицах

$$\eta = E_r(r_c, \phi_c) \Big|_{\xi=1,0} / E_r(r_c, \phi_c) \Big|_{\xi=0,1}$$

при $\phi_c = \text{const}$ /1. $\phi_c = 0$, 2. $\phi_c = 45$, 3. $\phi_c = 90$, 4. $\phi_c = 135/$ показано, в какой степени меняется влияние электромагнитного поля на произвольную внутреннюю частицу пучка при значительном его отклонении от оси камеры / $\xi = 1,0$ см/ по сравнению с практически осесимметричным пучком / $\xi = 0,1$ см/.

Но, как видно из рис.1, выражение /1/ применимо лишь к осевым частицам пучка, в то время как силы, действующие на основную массу электронов, значительно слабее и не пропорциональны

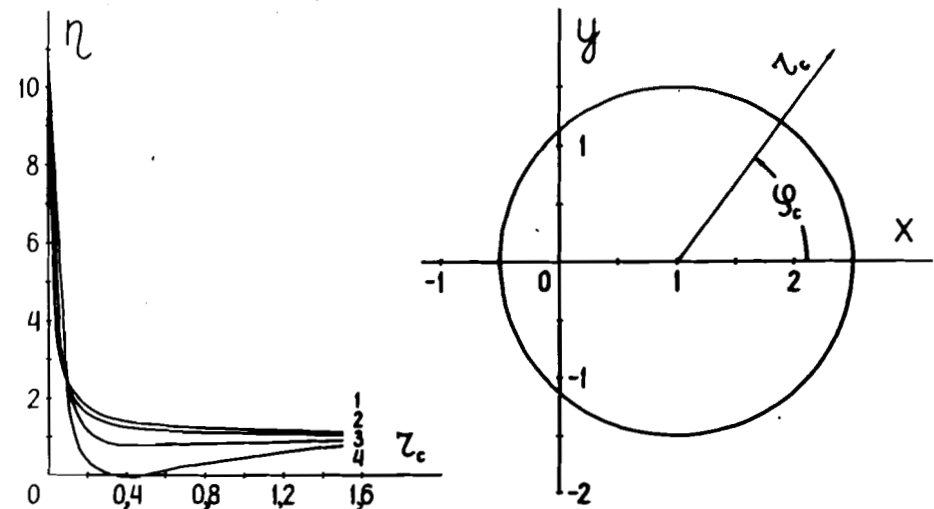


Рис. 1

величине смещения центра тяжести самого пучка. Следовательно, общее состояние пучка как раз и характеризуется неким средним поведением всей массы частиц в целом. Присутствие стенок и наличие смещения нарушают азимутальную однородность характера действия сил, вызывают неоднозначность в характере движения периферийных частиц и приводят к нарушению условия нулевого значения равнодействующей всех кулоновских сил, что оправдано для нитяной модели и свойственно свободному пространству / $R_T = \infty$ /⁸.

Относительная избирательность в характере воздействия на частицы, находящиеся в приосевой области, может только привести к раскачке их колебаний и увеличению размеров самого пучка. Таким образом, поведение центра тяжести нужно рассматривать как производную всего состояния профиля сечения пучка в каждый момент времени.

Проверка предложенного подхода для оценки влияния когерентного колебания и связанных с ним вероятных потерь частиц в процессе ускорения учитывала с достаточно хорошим приближением геометрию уже смонтированного и налаживаемого инжекторного участка ускорителя ЛИУ-30 на ток 250 А с заданным приростом энергии на секцию 250 кэВ. Предполагаемый на входе первой секции пучок, смещенный относительно оси камеры на величину ξ , имеет круглое сечение с пространственным распределением заряда $\rho(r, \phi) = \text{const}$ и заданную величину нормализованного эмиттанта $\epsilon_n = 0,25 \text{ см} \cdot \text{рад}$.

Как и в /4, 7/, будем предполагать, что электрическое поле пучка полностью отражается от резистивного покрытия вакуумных трубок внутри ускоряющих секций, и для них $R_T = 3,75 \text{ см}$, в то время как для магнитного поля пучка, свободно проникающего через высокоомное покрытие вакуумной трубки, отражающими поверхностями можно считать алюминиевые экраны магнитных линз с радиусом 6 см. В пространстве дрейфа между секциями эти радиусы совпадают из-за наличия проводящих поверхностей металлических элементов вакуумной системы и равны 3,75 см.

В качестве основы для счета определялись начальные значения для N предполагаемых траекторий из области начальных условий на фазовой плоскости (r, r') , представленной в виде эллипса с заданным ϵ_n . Выбранные величины для $N = 384$ равномерно ообразили все пространственное многообразие значений r, r' и ϕ в системе координат, связанной непосредственно с самим пучком. Все N траекторий рассчитывались методом Рунге-Кутты и на каждом шаге интегрирования, равном 5 мм, при расчете действующих сил предполагались неизменными как смещение центра тяжести пучка ξ , так и величина эквивалентного радиуса огибающей пучка R при использовании /2/. Конечным результатом интегрирования

на каждом шаге N траекторий оказывалась некоторая ломаная кривая профиля сечения пучка. Определенные для этой фигуры координаты центра тяжести будут характеризовать собой ее смещение ξ , а среднее арифметическое всех расстояний от центра тяжести до точек ломаной будет тождественно равно величине эквивалентного радиуса огибающей пучка R , которым целесообразно воспользоваться с целью упрощения процедуры счета /8/.

Величина фокусирующего магнитного поля H для заданных начальных условий пучка и имеющегося эмиттанта выбиралась из тех соображений, чтоб в начальной части инжекторного участка ускорителя амплитуда колебания огибающей пучка в процессе ускорения была бы минимальна.

В нашем случае для начального $R_0 = 1,6 \text{ см}$ и заданного ϵ_n необходимое фокусирующее магнитное поле будет равно 500 Э, а для $R_0 = 1,1 \text{ см}$ оно уже будет соответствовать 850 Э.

Ограничимся рассмотрением случаев незначительного смещения пучка, когда $\xi_0 = 2 \text{ мм}$. На рис.2 представлены результаты счета трех вариантов проводки пучка на первых и последних четырех секциях инжекторного участка ускорителя ЛИУ-30 /размеры по оси абсцисс в м, по оси ординат - в см/, когда:

1. $H = 500 \text{ Э}$ и $H_z = H = \text{const}$ всюду вдоль ускорителя /рис.2а/,

2. $H = 850 \text{ Э}$ и $H_z = H = \text{const}$ всюду вдоль ускорителя /рис.2б/,

3. $H = 500 \text{ Э}$ и $H_z = H = \text{const}$ всюду внутри секций /рис.2в/, но в центре зазора между секциями максимальный провал поля достигает 15% на оси при следующих распределениях:

$$H_r = - \frac{rH(1-k)k_1}{4} \sin[k_1(z-z_0)] \cdot \left[1 + \frac{(k_1 r)^2}{8}\right],$$

$$H_z = \frac{H}{2} \left\{1 + k - (1-k) \cdot \cos[k_1(z-z_0)] \cdot \left[1 + \frac{(k_1 r)^2}{4}\right]\right\},$$

где $k = 0,85$; $k_1 = \frac{\pi}{z_0 - z_1}$; z_1, z_0 - координаты начала и середины зазора.

На рис.2 в каждом варианте пунктирная кривая 1 обозначает максимальное удаление электронов в сечении пучка от оси камеры, т.е. характеризует степень приближения пучка к ее стенкам. Кривая 2 равнозначна величине эквивалентного радиуса огибающей пучка R , а кривая 3 соответствует возникающему при этом смещению центра тяжести пучка ξ . Из рис.2а и 2б видно, что

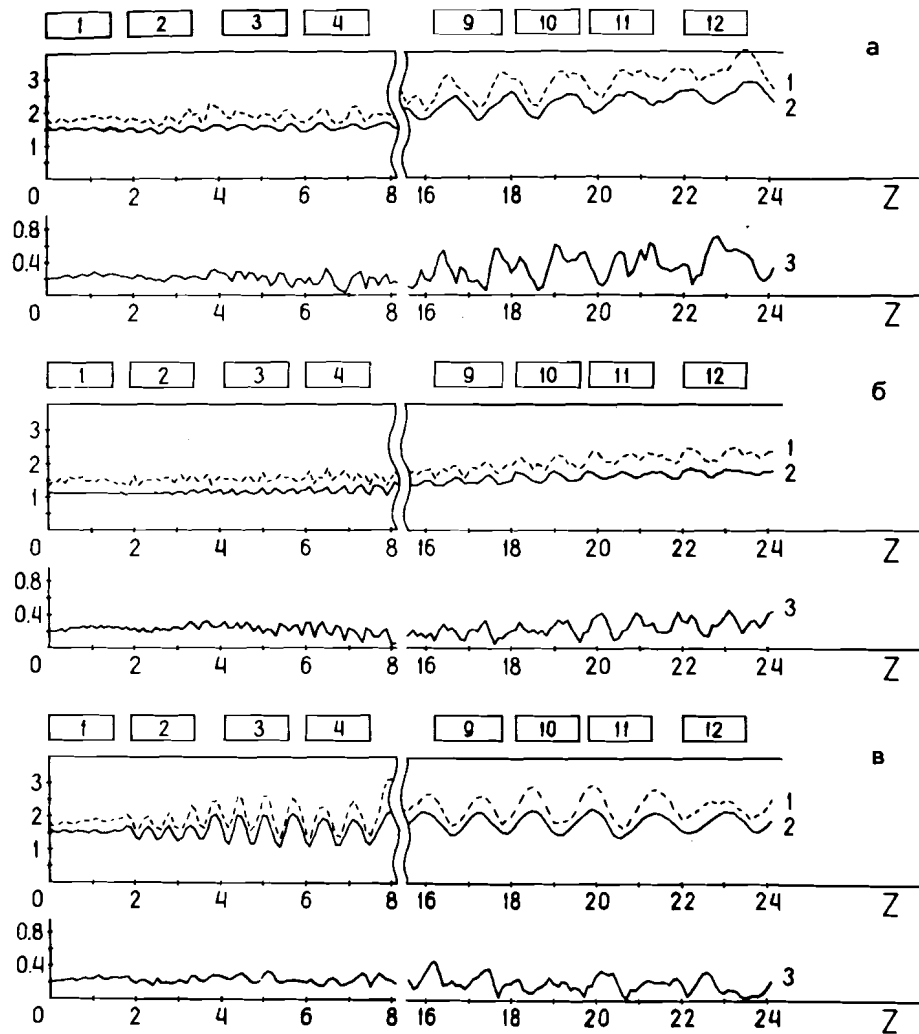


Рис. 2

в случае малых H незначительное смещение пучка на входе ускорителя является более критическим с точки зрения потерь, чем в случае сильных полей. Кроме того, увеличение H ведет к уменьшению и без того сравнительно незначительной максимальной величины отклонения центра тяжести пучка ξ_{\max} , которую на выходе инжекторного участка можно оценить из приближенного выражения

$$\xi_{\max} = \xi_0 + 0,3 \cdot R_0 .$$

/4/

Работа ускорителя при низких H , если следовать вытекающим закономерностям, по существу, автоматически программирует наличие потерь пучка.

Вывод /4/ основан на том, что при исследовании первых двух вариантов выявились следующие закономерности:

а/ коэффициенты, связывающие максимально получаемый размер пучка на инжекторном участке с начальным радиусом, практически в обоих случаях одинаковы;

б/ коэффициенты, связывающие величину максимального увеличения радиуса пучка на инжекторном участке с величиной максимального увеличения отклонения центра тяжести от оси камеры, практически также в обоих случаях одинаковы.

Следовательно, с точки зрения улучшения прохождения пучка выбор начальных условий и значения фокусирующего поля наиболее способствует достижению этой цели. При этом вклад участия изменения характера внутреннего движения частиц более существен, чем изменений в когерентном колебании.

Наличие провалов магнитного поля в зазорах между секциями /рис.2в/, как правило, приводит к увеличению амплитуды колебания огибающей пучка, к увеличению его размера и, как следствие, к ожидаемым увеличениям потерь /если судить по первым секциям/. Но, как видно, однозначного ответа здесь нет, так как при существующих значениях протяженностей зазоров и значения H положение сложилось таким образом, что в целом, начиная с середины ускорителя, все даже изменилось в лучшую сторону. Это говорит о том, что на практике желательно исследовать каждую конкретную схему ускорителя в отдельности.

В заключение хочется отметить, что при наладке ускорителя отсутствия потерь на первых секциях можно достигнуть и при меньшем магнитном поле в отличие от предварительно выбранной величины. Но это выбранное значение поля все равно не гарантирует, что в дальнейшем от появляющихся потерь можно избавиться путем увеличения выбранного H , хотя и такая ситуация возможна по причине, изложенной выше. Расчеты показали, что в случае рис.2в увеличение H на 30% / $H = 650$ Э/ на последних четырех секциях ускорителя практически не изменило картину распределения кривых 2 и 3 в количественном отношении, хотя по фазе они были сдвинуты. Все перечисленные закономерности свойственны согласию выбора начальных условий пучка на входе с используемой величиной H .

ЛИТЕРАТУРА

1. Laslett L.J. et al. - Rev.Sci.Inst., 1965, v.36, No.4, p.436.

2. Алексахин Ю.А., Бонч-Осмоловский А.Г. Препринт ОИЯИ, Р9-6787, Дубна, 1972.
3. Adler R.J. et al. - Part. Accel., 1983, v.13 (1/2), p.25.
4. Woods C.H. - Rev.Sci.Inst., 1970, v.41, No.7, p.959.
5. Плотников В.К. Препринт ИТЭФ, 86-63, М., 1986.
6. Ракитянский С.А. Препринт ОИЯИ Р9-87-55, Дубна, 1987.
7. Саввин В.А. Препринт ОИЯИ Р9-87-148, Дубна, 1987.
8. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Атомиздат, 1966.
9. Говорков В.А. Электрические и магнитные поля, М., Л.: Госэнергоиздат, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1988 года.

Меркулов Л.А.

9-88-288

К вопросу изучения последствий возникновения когерентных колебаний при прохождении сильнооточного электронного пучка в ЛИУ

Изучались последствия возникновения когерентных колебаний и условия, при достижении которых возможны минимальные потери сильнооточного электронного пучка в линейном индукционном ускорителе /ЛИУ/. Показано, что величина смещения центра тяжести пучка от оси камеры полностью определяется местоположением профиля сечения пучка в каждый момент времени и источником основных потерь пучка является его внутреннее движение частиц. На примере двух вариантов проводки пучка в ускорителе ЛИУ-30 прослеживается целесообразность использования повышенных значений фокусирующего магнитного поля, оценивается роль влияния провалов этого поля в зазорах между секциями и его скачкообразного изменения по величине в последних секциях на общее состояние пучка.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Merkulov L.A.

9-88-288

On Study of Consequences of Appearance of Coherent Oscillations at High Current Electron Beam Passage in a Linear Induction Accelerator

The consequences of appearance of coherent oscillations and conditions for minimum losses of a high current electron beam in a linear induction accelerator (LIA) are investigated. It is shown that displacement value of centre of gravity of the beam from chamber axis is completely determined by a situation of a profile of beam cross section in every moment of time, and the internal motion of particles of the beam is the source of its main losses. The expediency of employment of increased quantities of focusing magnetic field is considered taking as an example two ways of beam transport in LIA-30 accelerator. The role of influence of this field depression in clearances between sections and its spasmodic changes in last sections on the general state of the beam is estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988