

СЗ45Л2
Р-95

13/х-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р9 - 4620



П.И.Рыльцев, В.П.Саранцев, В.П.Фартушный

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭФФЕКТА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССЫ
НА МОДЕЛИ АДГЕЗАТОРА

1969

Р9 - 4620

П.И.Рыльцев, В.П.Саранцев, В.П.Фартушный

ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭФФЕКТА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССЫ
НА МОДЕЛИ АДГЕЗАТОРА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

7993/2 чр.

При создании интенсивных заряженных кольцевых пучков релятивистских частиц /1/ появляется необходимость детального теоретического и экспериментального исследования влияния собственного электромагнитного поля пучка на его движение. Известно /2/, что пучок при своем движении создает не только постоянное во времени поле, но и переменное, которое может привести к неустойчивости типа отрицательной массы. Эта неустойчивость появляется в моноэнергетических пучках повышенной интенсивности и приводит к банчировке пучка в азимутальном (для колец) направлении. Если взять однородное по плотности с резко очерченными границами кольцо циркулирующих электронов, то даже из простых физических соображений ясно, что такое кольцо является неустойчивым; возникающие малые возмущения плотности в нем приводят к устойчивым или неустойчивым колебаниям.

Впервые вопрос продольной неустойчивости типа отрицательной массы для заряженных пучков частиц большой плотности теоретически был рассмотрен в /3,4/. Авторы этих работ рассматривали циклический пучок моноэнергетических частиц с однородным распределением, помещенный в металлическую камеру, без учета радиальных и аксиальных бетатронных колебаний частиц около равновесной орбиты. В /3,4/ показано, что циркулирующее кольцо моноэнергетических частиц более устойчиво по сравнению с кольцом частиц с нулевым энергетическим разбросом.

Инкремент возникших колебаний для пучка с заданным энергетическим разбросом, согласно /3,4/, определяется величиной

$$p = \pm k \delta \omega \left\{ 1 - \frac{4 \nu_e g E^2 a^2}{\gamma (\gamma_{\perp}^2 - a^2) \Delta E^2} \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где $\frac{\Delta E}{E}$ - полуширина энергетического разброса, $a = (1-n)_{\text{эф}}^{1/2}$ - величина, характеризующая распределение магнитного поля по радиусу с учетом собственного поля пучка, $\delta \omega$ - разность между частотой волны возникших колебаний и средней частотой обращения частицы, g - так называемый геометрический фактор, зависящий от взаимодействия заряженного пучка частиц со стенкой камеры, в которую он помещен, $\gamma_{\perp} = (1 - \beta_{\perp}^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, k - номер гармоники, ν_e - погонный электрон, определяемый выражением /5/

$$\nu_e = \frac{N_e}{2\pi R} \cdot \frac{e^2}{m_0 c^2} = \frac{N_e}{2\pi R} \cdot r_e.$$

Здесь N_e - полное число частиц в кольце, r_e - классический радиус электрона, R - радиус равновесной орбиты.

Как видно из (1), для подавления возникших колебаний необходимо, чтобы полуширина начального энергетического разброса инжектируемых частиц удовлетворяла условию:

$$\left(\frac{\Delta E}{E} \right) > \left\{ \frac{4 \nu_e g a^2}{\gamma (\gamma_{\perp}^2 - a^2)} \right\}^{1/2}. \quad (2)$$

Формирование кольцевого электронного сгустка большой плотности в камере модели адгезатора происходит в магнитном поле бетатронного типа ($\frac{d\omega}{dE} < 0$), поэтому велика вероятность развития азимутальной неустойчивости, обусловленной эффектом отрицательной массы.

Само разбиение пучка на сгустки не очень существенно при коллективном ускорении, однако, происходящее при этом увеличение поперечных размеров электронного сгустка нежелательно с точки зрения инжекции и эффективного удержания ионов. Поэтому казалось целесообразным провес-

ти эксперимент по обнаружению отрицательной массы на установке модели адгезатора.

Физические и конструктивные параметры модели адгезатора следующие:

- 1) энергия инжектируемых электронов $E = 0,511$ Мэв, ($\gamma_{\perp 0} = 2$; $\beta_{\perp 0} = 0,866$);
- 2) максимальный относительный энергетический разброс $(\frac{\Delta E}{E})_{\max} = 8\%$;
- 3) среднее значение тока инжекции $I_{\text{ин}} = 50$ а;
- 4) длительность инжектируемого пучка частиц $\tau_{\text{ин}} \approx 1,8 \cdot 10^{-8}$ сек, что соответствует 2 оборотам пучка и общему числу частиц $N_e = 5,6 \cdot 10^{12}$;
- 5) угловой разброс при инжекции $\beta^* = 0,76^\circ$;
- 6) радиус инжекции $R = 37$ см;
- 7) максимальный радиус сечения пучка на первых оборотах $\bar{a}_{r,z} = 3,0$ см;
- 8) амплитуда бетатронных колебаний $d = 2$ см;
- 9) эффективный показатель спада магнитного поля $a^2 = (1-n)_{\text{эф}} = 0,48$;
- 10) так называемый геометрический фактор $g = 3,5$.

Параметр g , зависящий от длины волны возмущения, выбирался и рассчитывался как и в /3,4/, для наиболее опасных длинноволновых возмущений.

Анализируя выражение (2) для приведенных выше параметров, видим, что на модели адгезатора возможно развитие неустойчивости типа отрицательной массы и для подавления ее необходимо иметь пучок с полушириной энергетического разброса больше 5,5%.

Радиальные и аксиальные бетатронные колебания пучка улучшают условия срыва указанной неустойчивости и могут приводить к ее полной ликвидации /6/. При учете бетатронных колебаний в левой части неравенства (2) появляется дополнительный член вида

$$\left(\frac{d}{2R}\right)^4 \frac{\beta_{\perp}^4 (a^4 - \beta_{\perp}^2 \gamma_{\perp}^2 \mu^2 + 2\gamma_{\perp}^2)^2}{(\gamma_{\perp}^{-2} - a^{-4})^2}, \quad (3)$$

где

$$\mu = (1 - \beta_{\perp}^2 \xi) [a^4 (1 + \xi \gamma_{\perp}^{-2}) + 2\xi],$$

а ξ - величина, характеризующая полный энергетический разброс частиц в пучке и определяемая как

$$\xi = \frac{1}{\beta_1^2} \cdot \frac{\Delta E}{E}$$

(остальные символы обозначают те же величины, что и раньше). Численное значение выражения (3) в нашем случае на 3 порядка меньше величины энергетического разброса частиц в пучке. Поэтому рассматривать бетатронные колебания пучка для реальных амплитуд как стабилизирующий фактор не имеет смысла.

Следует отметить, что приведенное выше значение величины g , по всей вероятности, не вполне соответствует его истинному значению, так как авторами работ /3,4/ при анализе полученного дисперсионного уравнения были сделаны такие приближения, которые не позволяли исследовать поведение пучка вблизи стенок камеры.

Более детальное рассмотрение вопроса о движении пучка большой плотности вблизи металлических стенок было проведено в работах /7,8/.

Полученное там значение геометрического фактора g в $(\frac{b-R}{R})^{1/2}$ раз меньше указанной ранее величины ($b = 43$ см - радиус металлического экрана, $R = 37$ см - радиус кольца). В этом случае для указанных параметров срыв возможной неустойчивости типа отрицательной массы, определяемой неравенством (2), произойдет уже при полуширине энергетического разброса частиц в пучке $(\frac{\Delta E}{E}) = 3,4\%$.

Исследование продольных неустойчивостей в кольце /7,8/ проводилось без учета неустойчивости на собственных модах камеры, в которую помещен пучок, связанной с излучением электромагнитных волн, т.е. так называемой радиационной неустойчивости. Совместное рассмотрение неустойчивостей радиационной и отрицательной массы было проведено в работе /9/. Кинетический подход и аппарат разложения полей возмущения по собственным модам колебаний камеры, применяемые авторами /9/, позволили рассмотреть в общем виде продольные неустойчивости заряженного кольца, помещенного внутрь бесконечно длинной идеально проводящей круглой трубы. Было показано, что для пучков с энергетическим разбросом инкремент неустойчивости "отрицательной массы" уменьшается

и существует порог неустойчивости подобно тому, как это показано в /7,8/.

В начальной области ускорения на модели адгезатора неустойчивость типа отрицательной массы может появиться с малыми инкрементами нарастания, однако, возможен срыв неустойчивости /10/, так как выполняется условие

$\frac{2a_z}{b-R} \geq 1$, т.е. кольцо электронов можно рассматривать как E-слой, для которого, при приведенных выше значениях параметров, неустойчивость должна отсутствовать. Появление неустойчивости на внутренних радиусах маловероятно, так как пучок имеет энергетический разброс и большие размеры поперечного сечения. Учитывая, что при адиабатическом сжатии пучка относительный энергетический разброс частиц сохраняется, а требуемый для срыва неустойчивости разброс уменьшается с ростом γ , можно сказать, что условие стабилизации на внутренних радиусах улучшается. Требования на величину разброса могут быть уменьшены, потому что, как показано в /11,12/, даже если и существует возможность возникновения неустойчивости, то инкремент ее мал по сравнению с разбросом по частоте обращения частиц, а это ведет при развитии неустойчивости к увеличению энергетического разброса, что приводит в конечном счете к "закрытию" появившейся неустойчивости. Разбиение пучка на отдельные сгустки в этом случае не происходит (на этот же эффект-увеличение разброса с ростом возмущения-указывалось также в работе /13/). В крайнем случае неустойчивость можно предотвратить путем экранирования тока средой с произвольной диэлектрической проницаемостью /14,15/ или модуляцией плотности пучка /16/.

Итак, из вышеизложенного следует, что большая вероятность развития неустойчивости типа отрицательной массы существует в начальной области ускорения и значительно меньшая - на внутренних радиусах.

В предположении правильно вычисленного значения величины g /3,4/, можно ожидать увеличения модуляции плотности электронного пучка в e раз для первых гармоник через время, равное 2,5 оборотам с момента инжекции пучка в камеру. В случае значения g , найденного в работах /7,8/, эффект отрицательной массы должен отсутствовать. Поэтому большой интерес представляло экспериментальное изучение "отрицатель-

ной массы в начальной области ускорения, и в случае обнаружения ее — переход к изучению на внутренних радиусах.

§2.

Анализ динамического состояния пучка дает ответ на вопрос о наличии неустойчивости типа отрицательной массы. Возможность анализа определяется выбором той или иной измерительной системы с датчиком, к которой предъявляются определенные требования. Согласно теоретическим предсказаниям, рассматриваемая неустойчивость характеризуется отставанием частиц в пучке по фазе и инкрементом возникающих колебаний. Поэтому ставится задача получения информации о таких параметрах пучка, как частота, фаза и амплитуда колебаний. Вследствие того, что наиболее вероятны длинноволновые возмущения плотности пучка, то при анализе информации достаточно ограничиться рассмотрением поведения гармоник до пятой, шестой. Как известно, частотно-фазовые и амплитудные характеристики определяют форму импульса (токового импульса в камере адгезатора), и информация сигнала с датчика о состоянии пучка будет тем достовернее, чем точнее повторяемость по форме с реальным импульсом тока пучка в камере. Следовательно, измерительная система с датчиком должна отвечать требованию широкополосности и линейности для неискаженной передачи импульса тока. Стремлением получения импульса тока реальной формы определялся выбор конкретной измерительной системы с датчиком, которая должна обладать чувствительностью, достаточной для наблюдения сигнала.

Экспериментально "отрицательная масса" электронных и протонных моноэнергетических пучков наблюдалась рядом авторов /17,18,19/ на начальном этапе ускорения. Основными датчиками измерительной системы, которые применялись в указанных работах, были электрические зонды /17,18/ и пикап-электроды /19/. Эксперимент проводился на тонких в поперечном сечении пучках малой плотности при малой энергии инжекции (по сравнению с нашим случаем). Регистрация возникающих колебаний облегчалась тем обстоятельством, что условия на установках позволяли производить

измерения без нарушения структуры пучка (измерения пассивными зондами). Указанные методы регистрации неприемлемы на установке адгезатора из-за "сворачивающейся" орбиты электронного пучка и импульсного магнитного поля, создающего сильный фон.

В качестве датчиков при проведении экспериментов на модели адгезатора использовались цилиндр Фарадея и активные электрические зонды. Цилиндр Фарадея изготовлен из меди в форме двойной прямоугольной коробочки с размерами 60 x 60 x 20 мм. Изоляция между стенками выполнялась из фторопласта (рис. 1). Собственная емкость такого датчика $C_{ц} = 80$ пф, шунтирующее сопротивление, $R_{ш} = 30$ ом. Механическая система измерения давала возможность передвигать датчик по радиусу и азимуту. Ограничение размеров датчика определялось необходимостью "захвата" основной части площади сечения пучка.

Постоянная времени датчика $\tau = R_{ш} C_{ц}$ варьировалась выбором величины $R_{ш}$ с учетом условий меньшего уровня фона на поступающем сигнале.

В нашей измерительной системе постоянная времени датчика $\tau \approx 2 + 2,5$ нсек равна длительности фронта реального импульса тока, поступающего в камеру адгезатора, что дает возможность регистрации токового импульса без искажения его формы.

Эквивалентную схему измерительной системы для наблюдения импульса тока можно представить как разветвленную цепь с активными и реактивными сопротивлениями и задающим генератором тока (рис. 2). По амплитуде сигнала с шунтирующего сопротивления можно судить об интенсивности пучка, а по форме - о частотных и фазовых характеристиках.

Сигнал поступал на вход осциллографа с чувствительностью 10 в/см (20 в на весь экран) и минимальной разверткой 2 псек/см, где наблюдался визуально и фотографировался для последующей обработки. Для передачи импульса с датчика к входу осциллографа выбирался высокочастотный кабель /20/, обладающий определенными реактивными параметрами, т.е. выбирался кабель, обеспечивающий неискаженную передачу импульса наносекундной длительности ($\tau_{и} = 15 \pm 20$ нсек) с фронтом (по оценке спектрального состава) $\tau_{ф} \approx 1 \pm 3$ нсек. Передающая линия была согла-

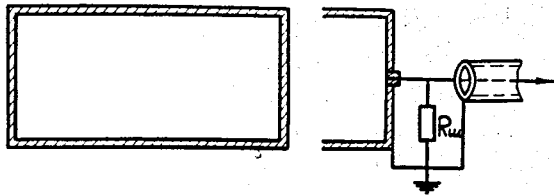


Рис. 1. Цилиндр Фарадея.

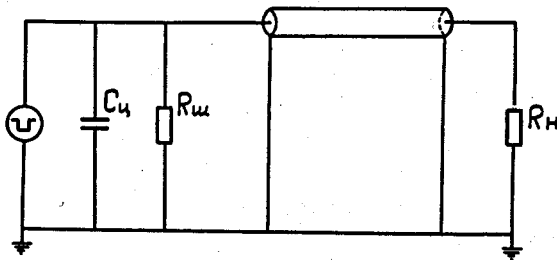


Рис. 2. Эквивалентная схема измерения тока пучка цилиндром Фарадея.

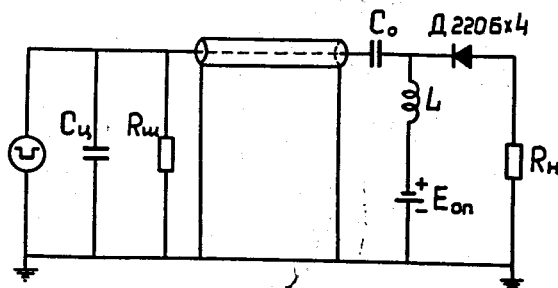


Рис. 3. Эквивалентная схема измерения тока пучка с опорным напряжением

сована с входом осциллографа ($R_{вх} = 125 \text{ ом}$) с помощью делителей напряжения для ограничения амплитуды ($\approx 400 \text{ в}$) до допустимой величины ($15+20 \text{ в}$). Синхронизация начала развертки осциллографа с поступлением импульса тока проводилась линией задержки. Импульс внешнего запуска поступал с устройства синхронизации. Осциллограф позволял производить плавную задержку этого импульса в пределах $0+35 \text{ нсек}$. Регистрация импульсов тока в большинстве случаев проводилась на развертках осциллографа 5; 10; 20 нсек/см.

Ожидаемое в случае развития неустойчивости изменение фазы и инкремента возникающих колебаний как временных характеристик пучка исследовалось во времени на разных углах и разных радиусах орбит движения электронного кольца. Разделение орбит в объеме камеры осуществлялось использованием бетатронных колебаний пучка (рис. 4), которое позволяло регистрировать его любой оборот ($1+10$) до включения адиабатического магнитного поля.

Описанная измерительная система с датчиком "цилиндр Фарадея" позволяла измерять электронный ток с точностью 5% и давала возможность судить об изменении параметров пучка во времени.

Ввиду того, что рассматриваемые неустойчивости возникают, как уже отмечалось, в результате низкочастотных возмущений плотности, то инкремент колебаний при наблюдении сигнала должен был выразиться в искажении (модуляции) плато формы импульса тока. Это дает возможность при наблюдении в процессе эксперимента делать предварительную оценку развития или затухания неустойчивости (на первом обороте на малых углах заметна незначительная модуляция импульса тока). Следует отметить, что использование плазменного источника [21] не дает необходимой повторяемости импульсов инжектируемого тока как по форме, так и по амплитуде, поэтому для анализа отбирались импульсы одинаковые по форме, длительности и амплитуде (в среднем 400 снимков для каждого угла). Характерные осциллограммы импульсов с цилиндра Фарадея для разных углов даны на рисунках 5 и 6.

Для более тщательного исследования поведения плато импульса применялась система последовательного ограничения сигнала с датчика по максимуму, эквивалентная схема которой дана на рис. 3.

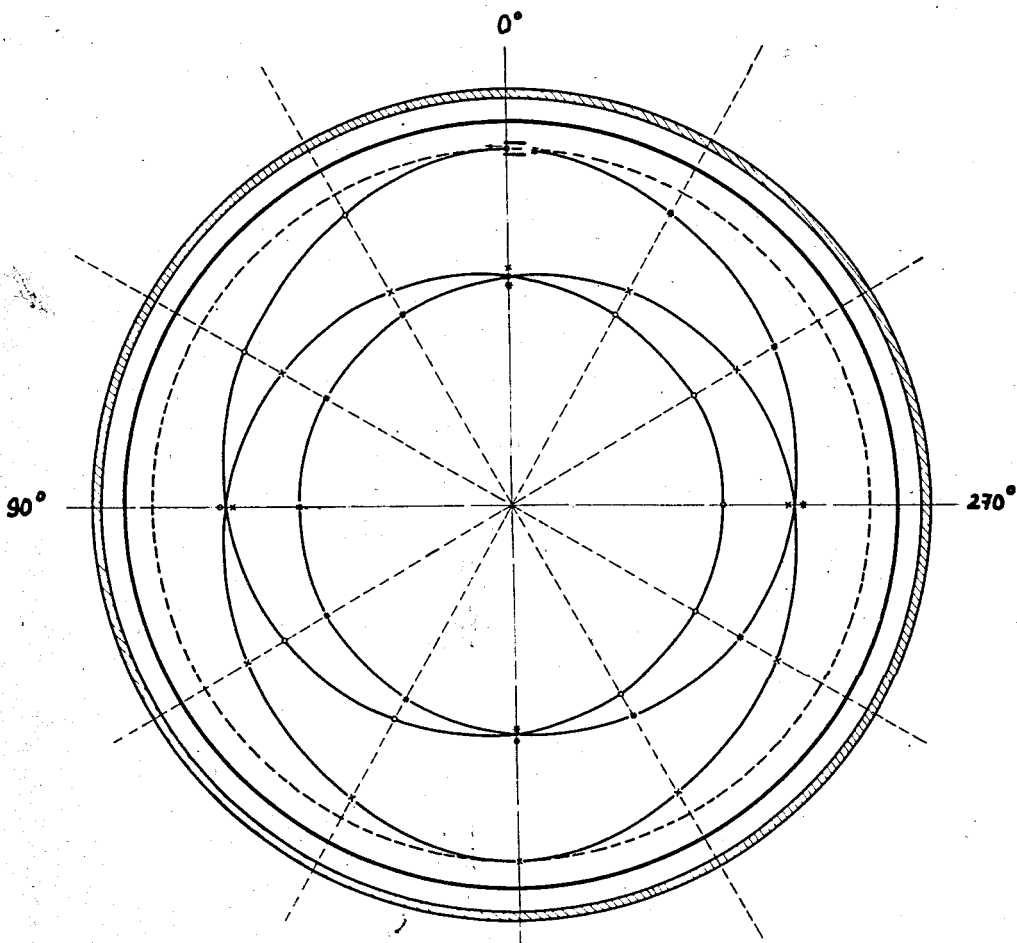
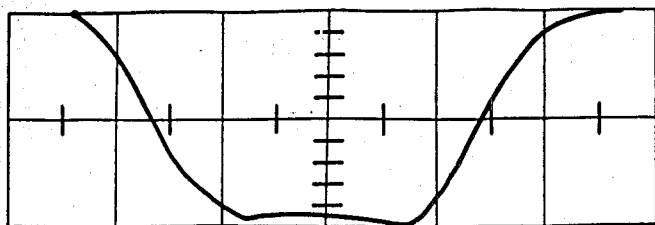
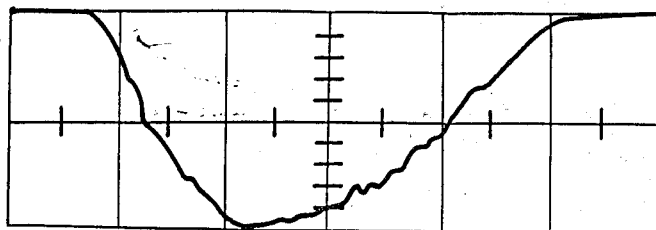


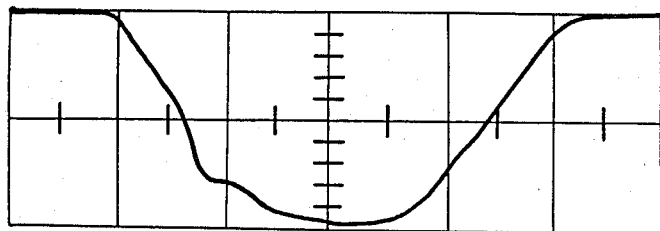
Рис. 4. Траектория пучка в постоянном магнитном поле
 0-0 - первый оборот, 1-1 - второй оборот, 2-2 - третий оборот. -- равновесная орбита инжекции



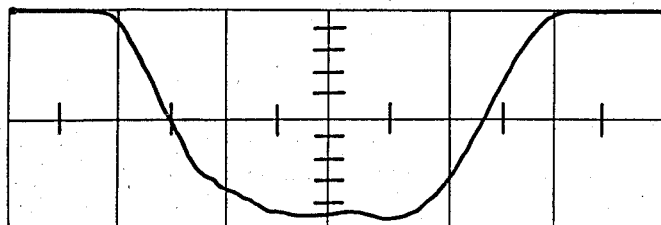
$\varphi = 0^\circ$



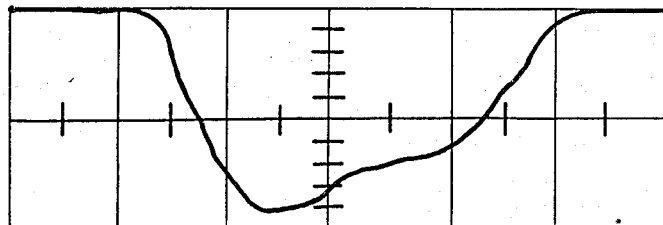
$\varphi = 45^\circ$



$\varphi = 90^\circ$

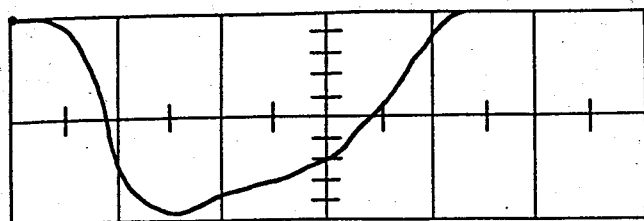


$\varphi = 120^\circ$

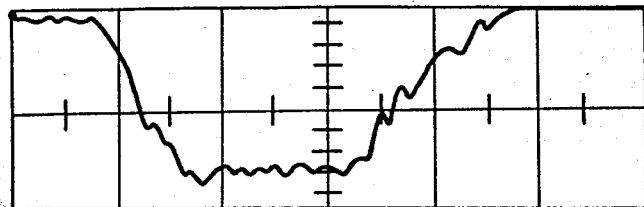


$\varphi = 150^\circ$

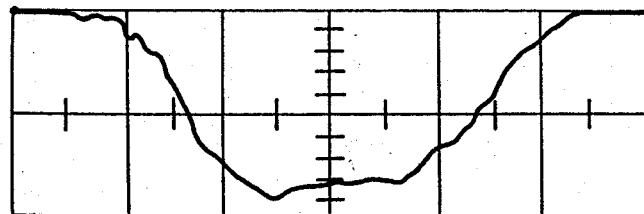
Рис. 5. Характерные импульсы с цилиндра Фарадея на разных азимутах.
Длительность развертки 5 нсек/см.



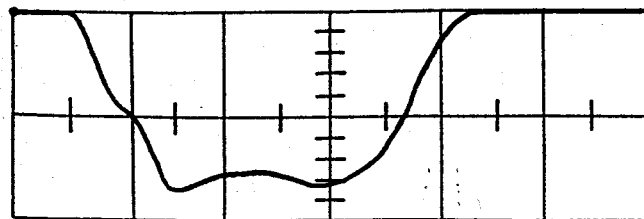
$\varphi = 180^\circ$



$\varphi = 270^\circ$



$\varphi = 360^\circ$



$\varphi = 810^\circ$

Рис. 6. Характерные импульсы с цилиндра Фарадея на разных азимутах. Длительность развертки 5 нсек/см.

На рис. 7 и 8 даны осциллограммы импульсов тока с цилиндра Фарадея с делителем и "обрезанные". Из рисунков видно, что при рассмотрении тонкой структуры (чувствительность измерительной системы при регистрации "обрезанных" импульсов увеличивалась в 15+20 раз) нельзя обнаружить существенных изменений на плато импульса. На нижних снимках (рис. 8) двойной "горб" объясняется частичным наложением импульсов тока 1-го и 3-го оборотов.

Для регистрации развития возможной неустойчивости применялись также электрические "активные" зонды. Зонд помещался в камере на угле 45° от точки инжекции (см. рис. 4) и регистрировал как один, так и одновременно два оборота (двойной зонд). Перемещение зонда вдоль радиуса позволяло наблюдать постепенный переход от одного оборота к другому (на рис. 9 виден переход от 1-го оборота к 3-му).

Как известно, при наличии достаточного магнитного поля работа зонда должна нарушаться. Если ларморовский радиус электрона незначительно превышает размеры зонда, то влияние поля незначительно. В нашем случае длина зонда составляла 15 мм, а ларморовский радиус электронов — 400 мм. Поэтому имелись основания считать достоверной информацию о пучке от указанного датчика. Электронный ток зонда создавал на шунтирующем сопротивлении напряжение, форма и амплитуда которого регистрировались осциллографом. Сигналы с зонда, так же как и с цилиндра Фарадея, наблюдались и фотографировались для последующего математического анализа.

На рис. 10 и 11 даны осциллограммы импульсов с двойного зонда и с цилиндра Фарадея при одновременной частичной регистрации 1-го и 3-го оборотов. Как видно из рисунков, существенной разницы в форме импульсов нет, что показала и математическая обработка результатов измерения. Единственное отличие — фон на полезном сигнале при измерениях зондом значительно выше, чем при регистрации цилиндром Фарадея.

Анализ полученных сигналов с датчиков проводился методом тригонометрического интегрирования. Функцию можно представить в форме бесконечного тригонометрического ряда ^{122/}:

$$f(x) = a_0 + (a_1 \cos x + b_1 \sin x) + (a_2 \cos 2x + b_2 \sin 2x) + \dots \quad (4)$$

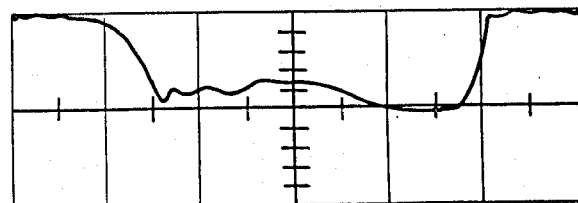
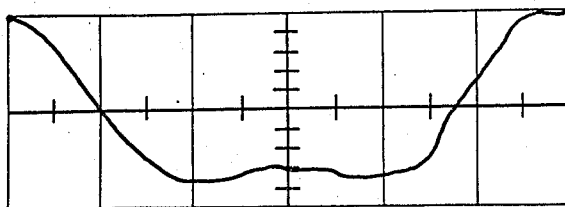
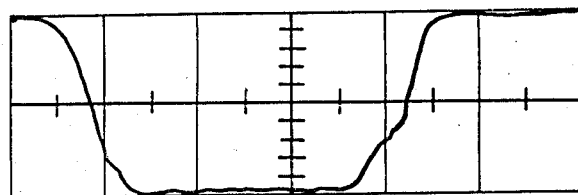
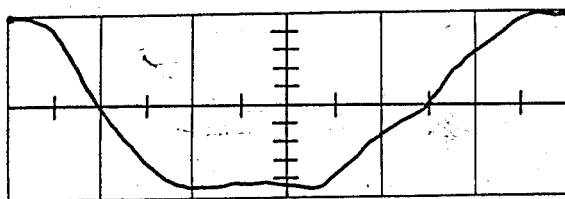
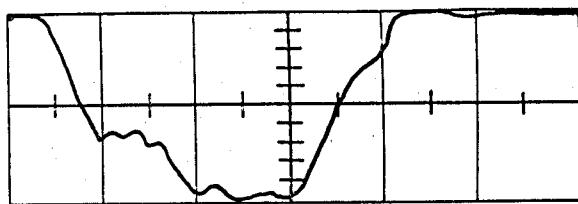
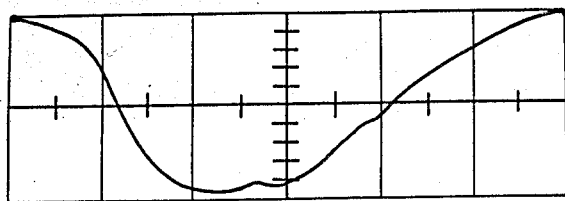


Рис. 7. Характерные импульсы с цилиндра Фарадея с делителем (слева), обрезанные (справа).
Длительность развертки 5 нсек/см. $\varphi = 360^\circ$

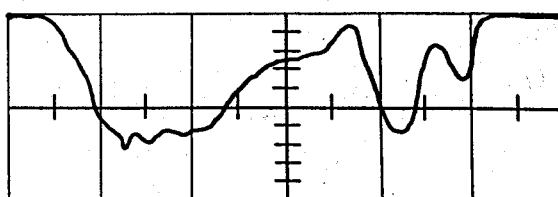
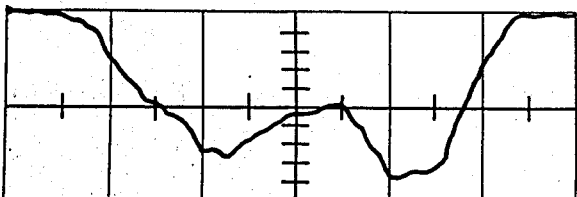
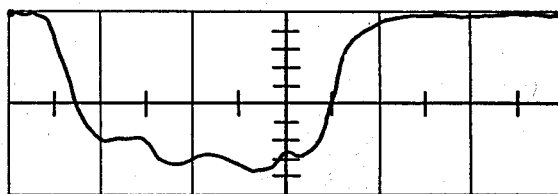
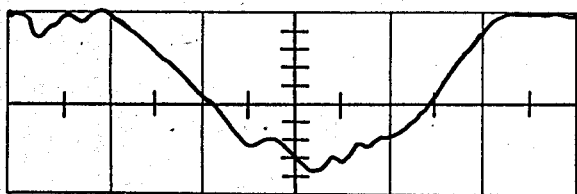
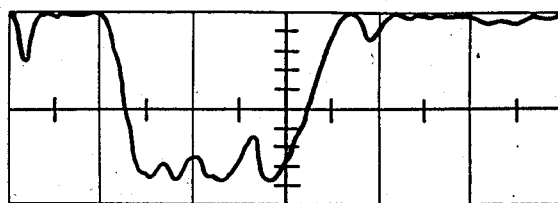
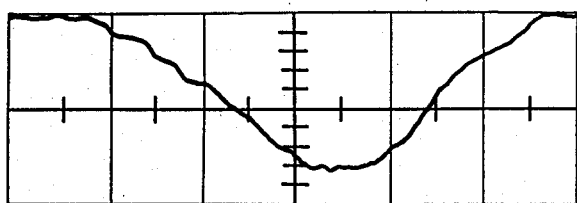


Рис. 8. Характерные импульсы с цилиндра Фарадея с делителем (слева), обрезанные (справа).
Длительность развертки 5 нсек/см. $\varphi = 810^\circ$

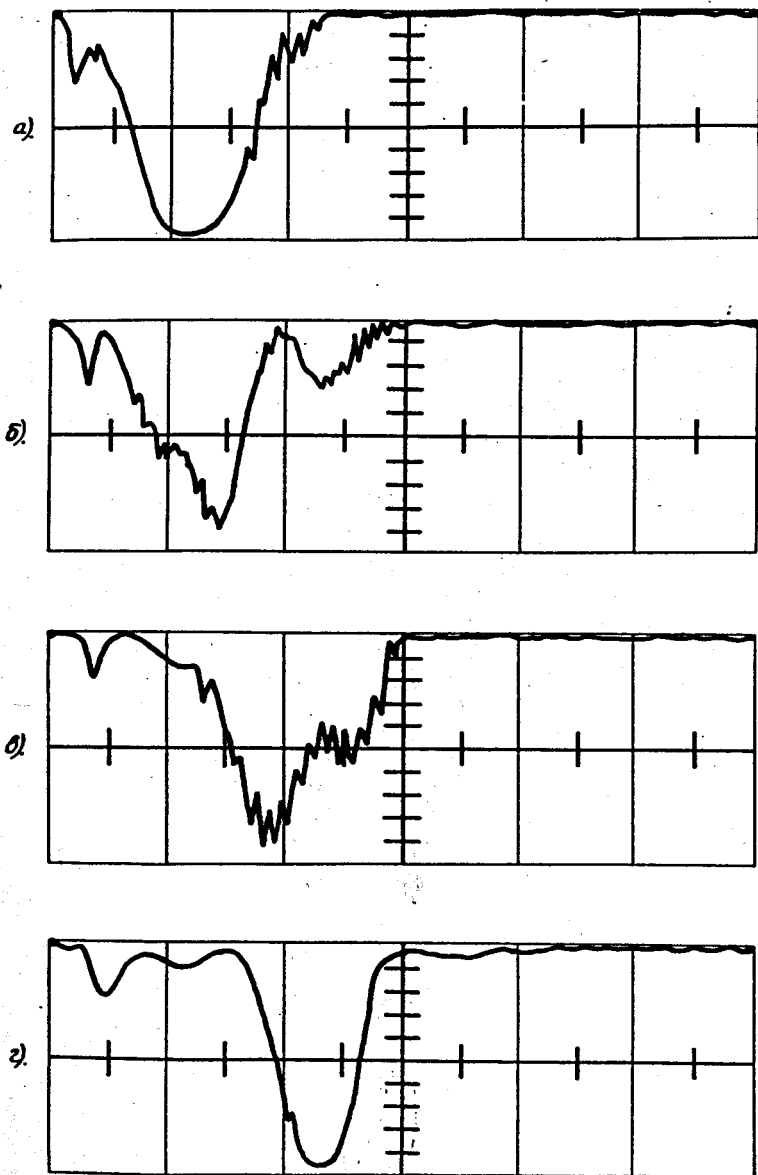


Рис. 9. Изменение сигнала в зависимости от положения зонда: а) $R=370\text{мм}$, б) $R=350\text{мм}$, в) $R=330\text{мм}$, г) $R=310\text{мм}$.
Длительность развертки 20 нсек/см.

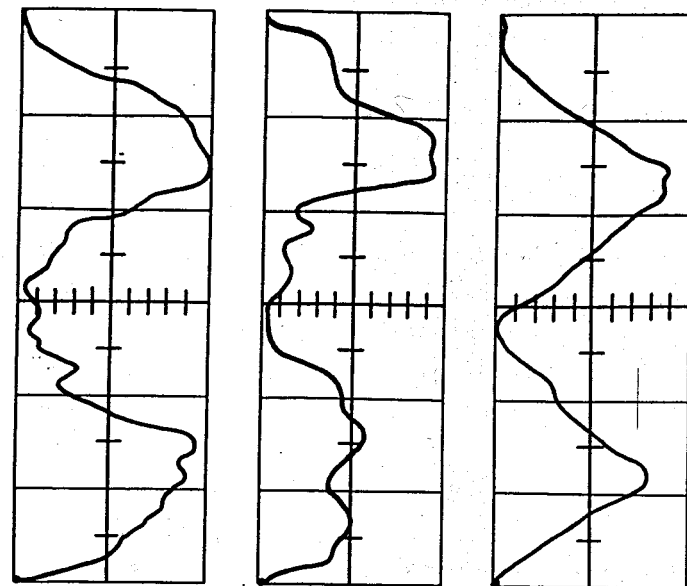


Рис. 11. Характерные импульсы с цилиндра Фарадея на угле $\varphi=90^\circ$.
Длительность развертки 10 нсек/см.

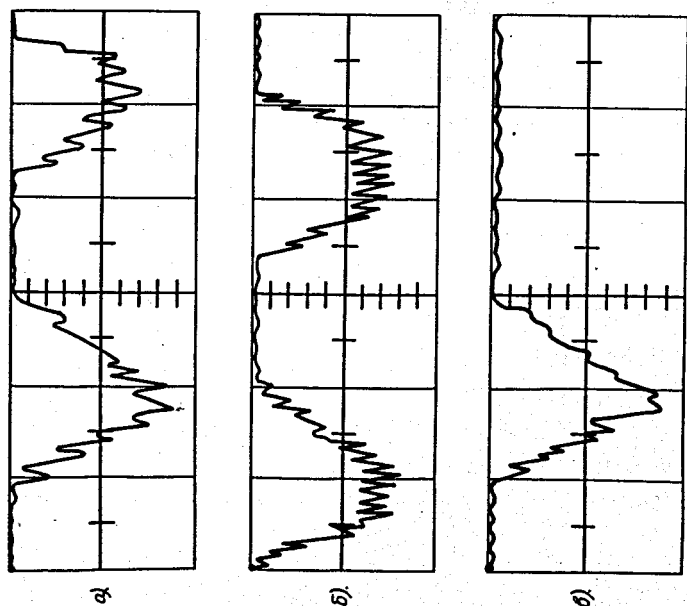


Рис. 10. Характерные импульсы с зонда на угле $\varphi=45^\circ$: а, б - двойной зонд, в - одинарный.
Длительность развертки 10 нсек/см.

Выражения в скобках представляют собой отдельные гармонические составляющие. Точное вычисление коэффициентов "а" и "в" в интегральной форме

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(x) dx; a_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \cos mx dx; b_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \sin mx dx \quad (5)$$

$$m = 1, 2, 3, \dots n$$

не всегда возможно. При обработке экспериментальных данных в нашем случае применялся метод 12 ординат, что давало возможность определения амплитуд и начальных фаз гармонических составляющих сигнала до пятой включительно. Окончательные значения амплитуд составляющих гармоник определялись статистическим методом. Так как для каждого угла измерения обрабатывалось около 400 снимков, то полученные усредненные результаты измерений можно считать найденными с точностью не хуже 5%.

На рис. 12 показана зависимость амплитуд гармоник от угла (времени движения) в единицах постоянной составляющей импульса тока. Как видно из рисунка, вклад гармоник невелик по сравнению с постоянной составляющей и уменьшается, хотя и не существенно, в зависимости от времени существования пучка и номера гармоники (рис. 13).

На рис. 12 показан полуразброс точек обработанных экспериментальных данных; заметное увеличение амплитуд всех гармоник на угле $\phi = 180^\circ$ объясняется частичным наложением траекторий пучка (см. рис.4), так как геометрические размеры датчика несколько меньше максимальных размеров поперечного сечения пучка.

Обработанные экспериментальные данные, показанные на рис. 12 и 13 в виде кривых, относятся к движению пучка электронов в постоянном магнитном поле вплоть до середины третьего оборота (пучок электронов может совершать в постоянном поле только три оборота; в дальнейшем он высаживается на инфлектор). Наблюдение пучка в конце третьего оборота затруднено из-за плохого разделения орбит частиц. Из экспериментальных данных по исследованию пучка на первых оборотах ясно, что разбиение пучка на сгустки в продольном направлении отсутствует, мож-

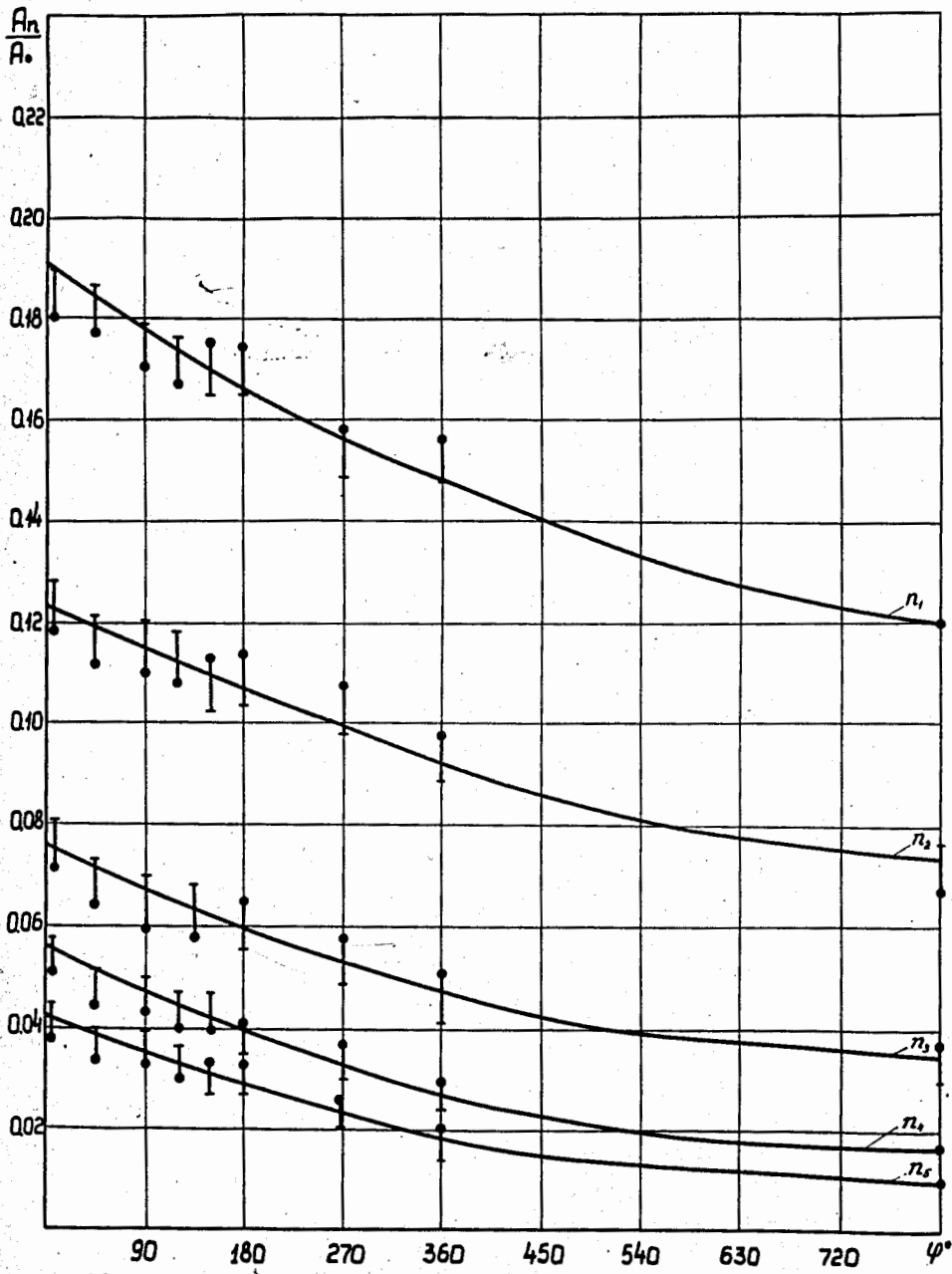


Рис. 12. Зависимость относительной величины амплитуд гармоник импульса тока от угла.

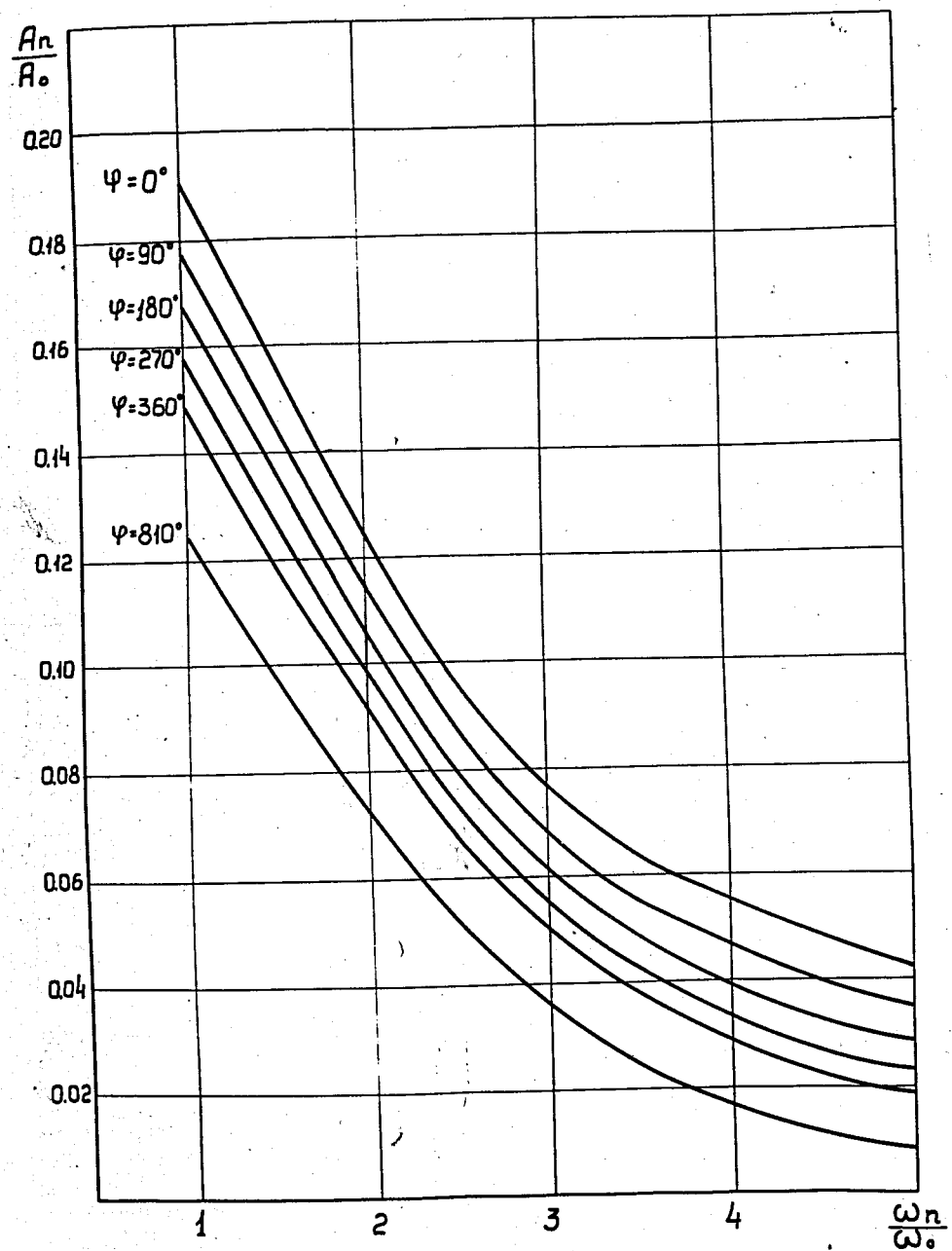


Рис. 13 Зависимость относительной величины амплитуд гармоник импульса тока от номера гармоники.

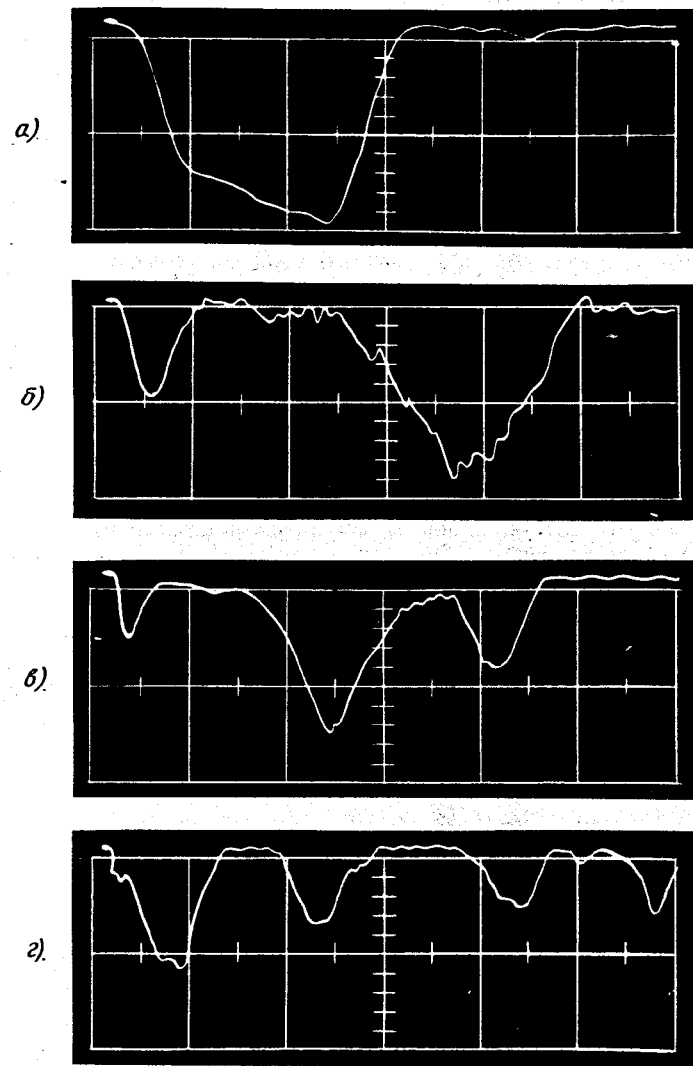


Рис. 14. Осциллограммы тока пучка на первых оборотах (регистрация на угле $\varphi = 90^\circ$) а - $R = 37$ см. $\tau_{розб} = 10$ нсек/см, б - $R = 33$ см. $\tau_{розб} = 10$ нсек/см, в - $R = 30$ см. $\tau_{розб} = 20$ нсек/см, г - $R = 27$ см. $\tau_{розб} = 20$ нсек/см.

но даже сказать, что имеется декремент колебаний плотности пучка, хотя и незначительный.

Характер поведения амплитуд гармоник импульса тока зондовых измерений и измерений методом обрезания импульса тока по амплитуде остается таким же, как и при измерениях цилиндром Фарадея с делителем напряжения.

Исследование эффекта отрицательной массы велось и на последующих оборотах в быстром импульсном магнитном поле (рис. 14). Разделение орбит здесь значительно хуже и поэтому пучок регистрировался цилиндром Фарадея на разных радиусах и углах частично. Анализ снимков импульса тока производился для угла $\phi = 90^\circ$, статистический разброс значений амплитуд гармоник лежит в пределах ошибок измерений.

Таким образом, на основании экспериментальных данных по исследованию эффекта отрицательной массы на модели адгезатора, можно сделать вывод, что эффект отрицательной массы для вышеприведенных геометрических и физических параметров установки отсутствует, а, следовательно, геометрический фактор g , определяющий условия возникновения низкочастотных колебаний, в работах /3,4/ определен неправильно. Проявление эффекта отрицательной массы, вероятно следует ожидать (для тех же условий и параметров пучка), согласно данным работ /7,8/, при полном числе инжектируемых частиц

$$N_0 > 2,4 \cdot 10^{13},$$

т.е. примерно в 5 раз большем (для $\frac{\Delta E}{E} = 8\%$), чем мы имеем в действительности.

В заключение авторы благодарят за полезные дискуссии и замечания при обсуждении работы сотрудников теоретической группы А.А. Бонч-Осмоловского, И.Н. Иванова, Э.А. Перельштейна и за техническую помощь - ст. техника В.С. Хабарова и лаборанта В.В. Топорова.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Векслер, В.П. Саранцев, А.Г. Бонч-Осмоловский, Г.В. Долбилов, Г.А. Иванов, И.Н. Иванов, М.Л. Иовнович, И.В. Кожухов, А.Б. Кузнецов, В.Г. Маханьков, Э.А. Перельштейн, В.П. Рашевский, К.А. Решетникова, Н.Б. Рубин, С.Б. Рубин, П.И. Рыльцев, О.И. Ярковой. Доклад на IV Международной конференции по ускорителям, США, Кембридж (1967); Препринт ОИЯИ Р9-3440-2, Дубна 1967; "Атомная энергия", 24, 317 (1968).
2. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, Москва (1962).
3. С.Е. Nielsen, А.М. Sessler, К. Symon. Proc. Symp. CERN, p.239 (1959).
Сб. "Накопление релятивистских частиц". Госатомиздат, Москва (1963).
4. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. "Атомная энергия", 7, 549 (1959).
5. Г.И. Будкер. "Атомная энергия", 1, 9 (1958).
6. V.K. Neil. UCRL -6794 (1963).
7. R.J. Briggs. Symp. on Electron Ring Accelerators. UCRL-18103, Berkeley, p.434 (1968).
8. И.Н. Иванов. Препринт ОИЯИ Р9-3476-2, Дубна 1967.
9. А.Г. Бонч-Осмоловский, Э.А. Перельштейн. Препринт ОИЯИ Р9-4434, Дубна 1969.
10. R.J. Briggs, V.K. Neil. Plasma Physics, 9, 2 (1967).
11. Э.А. Перельштейн. Доклад на Международной конференции по ускорителям, Фраскати (1965).
12. Э.А. Перельштейн. Препринт ОИЯИ Р-2848, Дубна 1966.
13. В.К. Гришин. Кандидатская диссертация. МГУ, Москва (1964).
14. И.Н. Иванов. Препринт ОИЯИ, 1052, Дубна (1962).
15. R.J. Briggs, V.K. Neil. J. of Nuclear Energy, part C, 8, N3, p.255 (1966).
16. Э.А. Перельштейн. Препринт ОИЯИ, 2678, Дубна, 1966.
17. И.М. Самойлов, А.А. Соколов. ЖЭТФ, 39, 257 (1960).
18. M. Seidl. Czech. j. Phys., B11, N6, 390 (1961).

19. M.Q.Barton, C.E.Nielsen. International Conference on High Energy Accelerators, p.163 (1961).
20. И.В. Медведь, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ 13-3845, Дубна 1967.
21. И.В. Кожухов, Ю.В. Муратов, В.П. Рашевский, П.И. Рыльцев, В.П.Саранцев, Е.В. Смирнов. ПТЭ, №1 (1966). Препринт ОИЯИ, 1740, Дубна 1964.
22. К.П. Яковлев. Математическая обработка результатов измерений. Гостехиздат, Москва (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел

23 июля 1969 года.