

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Hyde et al. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. II. Prentice-Hall Inc., 1964.
2. Г. Н. Акапьев и др. Препринт ОИЯИ, Р-2704, Дубна, 1966.
3. В. Л. Михеев и др. Препринт ОИЯИ, Р-2839, 1966.
4. В. Л. Михеев. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 22 (1966).
5. Б. А. Загер и др. «Атомная энергия», 20, 230 (1966).

6. В. Л. Михеев, В. И. Илющенко, М. Б. Миллер. Препринт ОИЯИ, Р-2694, 1966.
7. E. Hyde et al. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. I. Prentice-Hall Inc., 1964.
8. Г. Н. Флеров и др. ЖЭТФ, 38, 82 (1960).
9. T. Sikkeland et al. Phys. Rev., 112, 543 (1958).
10. Е. Д. Донец, В. А. Щеголев, В. А. Ермаков. «Ядерная физика», 2, 1015 (1965).
11. B. Mottelson, S. Nilsson. Kgl. danske vid. Selskab. Mat-fys. Skr., 1, No. 8 (1959).

Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях

Г. И. БУДКЕР

УДК 621.384.60

Предлагается метод демпфирования синхротронных и бетатронных колебаний тяжелых частиц, использующий резкое увеличение сечения взаимодействия этих частиц с электронами при малой относительной скорости. Показано, что этим методом практически возможно сильно сжимать ступок протонов и антипротонов в накопителях, а также осуществлять многократное накопление этих частиц.

Как известно, излучение в магнитном поле (синхротронное излучение) приводит к демпфированию бетатронных и синхротронных колебаний частиц в ускорителе. Это явление легло в основу создания установок со встречными электронными и позитронными пучками, поскольку оно позволяет многократно накапливать частицы в магнитной дорожке, а также сильно сжимать пучок. К сожалению, синхротронное излучение тяжелых частиц (протонов и антипротонов) исчезающе мало, вплоть до самых больших энергий частиц и значений магнитных полей, применяемых в современной ускорительной технике, и поэтому не может быть использовано в установках со встречными пучками тяжелых частиц.

В связи с этим все проекты установок со встречными протонными пучками основывались на столкновении пучков с естественной ускорительной плотностью (проект накопительных колец ЦЕРНа, Новосибирский проект безжелезного ускорителя со встречными протонными пучками [1]). Встречные протон-антипротонные пучки считались практически неосуществимыми.

Можно было бы попробовать проводить демпфирование колебаний частиц в накопителе, пропуская пучок через струйку газа. Ионизационные потери, как и синхротронное излучение, приводят к непрерывному уменьшению

полной энергии частиц, а высокочастотная система восстанавливает только продольную составляющую, в результате чего поперечные составляющие скорости затухают со временем, равным времени потери полной энергии. К сожалению, многократное рассеяние и разброс потерь увеличивают поперечные размеры пучка, так что устанавливается некоторый равновесный размер пучка, при котором угловой разброс частиц порядка $\sqrt{\frac{mZ}{\gamma M}}$, где Z — заряд ядра в струйке газа; m и M — массы электрона и протона; $\gamma = \frac{E}{Mc^2}$. Даже при $Z = 1$ эти углы оказываются слишком большими для использования в современных ускорителях и тем более в накопителях. Угол уменьшается в случае крайнего релятивизма, но при этих энергиях ядерное взаимодействие много больше кулоновского, и эффект затухания полностью пропадает. Можно было бы попытаться обойти это затруднение, используя вместо струйки газа облако электронов. Однако без компенсации ионами практически невозможно создать плотность электронов, которая как-то повлияла бы на движение протонов высокой энергии.

Результата все же можно достичь при помощи определенного приема. Пусть достаточно плотный пучок электронов вдоль пучка ионов с той же самой (или близкой) средней скоростью. В этом случае относительные скорости протонов и электронов определяются только разбросом скоростей в протонном и электронном пучках, который в современных синхротронах составляет меньше одного процента. Так как сечение кулоновского взаимодействия обратно пропорционально четвертой степени скорости, то эффект возрастает более чем

в 10^8 раз, что позволяет осуществлять затухание довольно быстро.

Затухание на сопровождающем электронном пучке качественно отличается от других методов демпфирования тем, что тяжелые частицы теряют при этом только разброс скоростей, не теряя средней скорости. Затухание фазовых и бетатронных колебаний происходит без энергетических потерь. Более того, в определенных условиях электронный пучок может даже ускорять протоны.

Картина становится особенно наглядной, если перейти в систему координат, в которой средняя скорость частиц равна нулю. В этой системе имеется два газа — электронный и протонный (антипротонный). Так как разброс скоростей у них одного порядка, то «температуры» их в этой системе относятся как массы. Вследствие кулоновских столкновений протонный газ охлаждается на электронах. Для того чтобы «температура» электронного газа не увеличивалась, необходимо обменивать его на холодный, т. е. взамен расширившегося электронного пучка впускать новый с малым разбросом скоростей. При достаточно высоких энергиях можно осуществлять охлаждение электронного газа (сжатие электронного пучка) за счет синхротронного излучения.

Для оценки времени затухания рассмотрим случай, когда разброс радиальных, вертикальных и продольных скоростей в сопровождающей системе одного порядка. Поскольку при преобразованиях Лоренца поперечный импульс сохраняется, средняя энергия частиц в сопровождающей системе координат

$$T = \frac{p^2}{2M} = \frac{p^2 \theta^2}{2M},$$

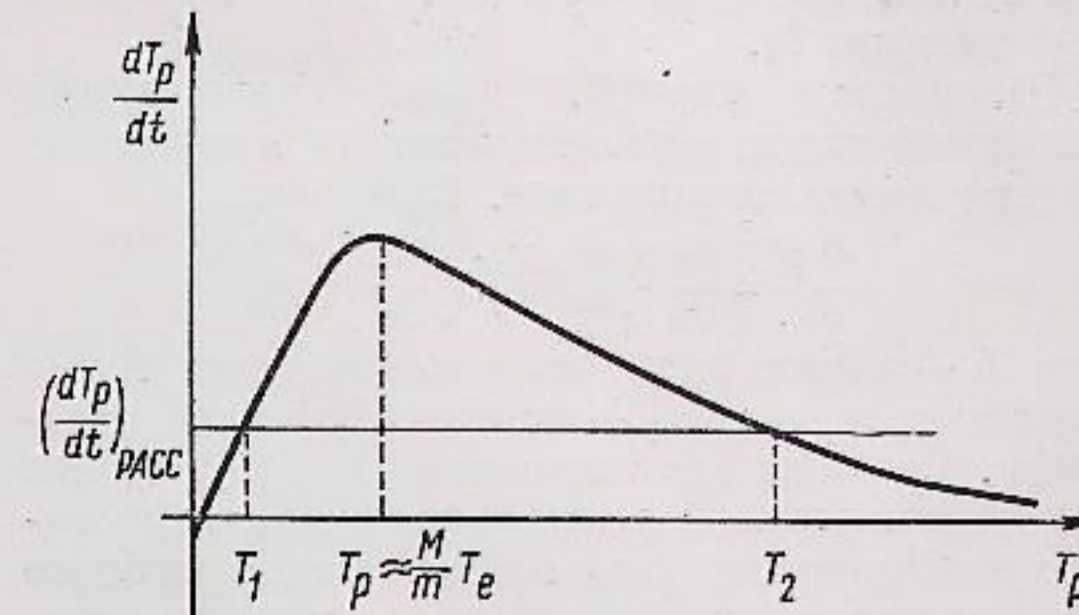
где p — импульс частицы в лабораторной системе; θ — угловой разброс (при $\gamma\theta \ll 1$ газ в сопровождающей системе нерелятивистский).

Время передачи энергии при кулоновских взаимодействиях получено в работе Г. И. Будкера и С. Т. Беляева [2]. На рисунке правый склон кривой соответствует случаю, когда средняя скорость протонов v_p больше скорости электронов v_e (в сопровождающей системе).

В этом случае время затухания

$$\tau' \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{M}{m} \cdot \frac{(\gamma\beta\theta_p)^3}{Lr_0^2 N' c \eta}; \quad (1)$$

$$\tau \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{M}{m} \cdot \frac{\gamma^5 (\beta\theta_p)^3}{Lr_0^2 N c \eta}, \quad (2)$$



Скорость изменения температуры протонов при взаимодействии с электронами.

где τ' , τ — время затухания в сопровождающей и лабораторной системах соответственно; $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$; L — кулоновский логарифм; $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$; N' и N — плотность электронного пучка в сопутствующей и лабораторной системах соответственно; c — скорость света; η — доля орбиты протонов, заполненная электронным пучком. Фактор γ^2 в выражении (2) появился вследствие лоренцева преобразования времени и плотности. Левый склон кривой соответствует случаю, когда $v_p < v_e$, но $T_p > T_e$. В этом случае получается известная в теории плазмы формула для времени выравнивания температур, определенного как $\frac{dT_p}{dt} = -\frac{T_p - T_e}{\tau}$:

$$\tau' \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{M}{m} \cdot \frac{(\gamma\beta\theta_e)^3}{Lr_0^2 N' c \eta}; \quad (3)$$

$$\tau \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{M}{m} \cdot \frac{\gamma^5 (\beta\theta_e)^3}{Lr_0^2 N c \eta}. \quad (4)$$

Передача энергии становится равной нулю в практически неинтересном для нас случае равных температур. Наибольшее значение скорости передачи энергии имеет при $v_p \sim v_e$. Тогда

$$\left| \frac{dT_p}{dt} \right|_{\max} \approx 7\eta \frac{m}{M} \cdot \frac{Lr_0^2 N c}{\gamma^5 \beta^3 \theta_e}. \quad (5)$$

Если имеется какой-то процесс, расширяющий протонный пучок (например, рассеяние на остаточном газе), то существует две равновесные температуры (равновесные размеры пучка) — одна T_1 , устойчивая на левом склоне, где характеристика трения положительна, и вторая T_2 , неустойчивая на правом склоне, где характеристика трения отрицательна. Все частицы, имеющие энергию больше T_2 , уйдут

из пучка, все остальные соберутся в районе температуры T_1 .

Рассмотрим случай, когда единственной причиной расщирения пучка является рассеяние частиц на остаточном газе. При этом

$$\frac{d\theta_p^2}{dt} = \frac{8\pi Z^2 r_0^2 L_Z N_0 c}{\gamma^2 \beta^3} \left(\frac{m}{M}\right)^2,$$

где Z — заряд ядер остаточного газа; N_0 — плотность газа; L_Z — соответствующий логарифм. Сравним это выражение с (5), получим отношение плотности электронного газа к плотности остаточного газа при заданном разбросе углов электронов, с которого начинается затухание ионного пучка:

$$\frac{N_{\text{крит}}}{N_0} \approx 3\gamma^3 Z^2 \frac{m}{M} \frac{L_Z}{L} \frac{\theta_e}{\eta} \quad (6)$$

При $N \gg N_{\text{крит}}$ устанавливается угловой разброс

$$(\theta_p)_{\text{уст}} \approx \sqrt{0,4 \frac{N_{\text{крит}}}{N_0}} \theta_e \quad (7)$$

Следует отметить, что $(\theta_p)_{\text{уст}}$ не меньше $\sqrt{\frac{m}{M}} \theta_e$, соответствующего равенству температур.

Рассмотрим практически интересный численный пример. Примем $\theta_e = 3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 2$ (протоны с энергией 1 Бэв), $\eta = 0,1$. Тогда $N_{\text{крит}} = 10^{-2} N_0$.

При радиусе сечения электронного пучка 1 см и N_0 порядка 10^8 ($p = 10^{-9}$ торр) критический ток электронов оказывается равным 15 ма. При инжекции электронов с энергией 500 кэв ($\gamma = 2$) технически возможно получить замкнутый пучок электронов с указанными

выше параметрами и током порядка 1 а; при этом $(\theta_p)_{\text{уст}} = 3 \cdot 10^{-4}$. При фокусном расстоянии магнитной системы накопителя около 3 м установившийся радиус протонного (антипротонного) пучка $r_{\text{уст}} = 1$ мм. Наконец, при этом время затухания (начиная с амплитуды 1 см) $\tau = 60$ сек при времени выхода частиц из пучка за счет однократного рассеяния порядка 10^7 сек.

Время затухания достаточно мало, чтобы позволить осуществить многократное накопление антипротонов и протонов. Плотность пучка за счет затухания увеличивается на два порядка.

Естественно, что в связи с замкнутостью орбиты процесс затухания в накопителях и ускорителях выглядит более сложно, чем это описано выше, благодаря взаимосвязи колебаний в процессе затухания и рассеяния частиц (явления, аналогичные радиационному антидемпингу радиальных колебаний в электронных жесткофокусирующих ускорителях, ада-эффекту и пр.). Однако рассмотрение всех этих вопросов выходит за пределы настоящей статьи.

Поступила в Редакцию 2/ХІІ 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Абрамян и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 284.
2. С. Т. Веляев, Г. И. Будкер. «Докл. АН СССР», 107, 807 (1956).

тельных ионов водорода интенсивностью до 1000 мка.

На рис. 1 показан внешний вид установки с накопительной кольцевой камерой, в которую по ионопроводу подводится пучок H^+ от ускорителя Ван де Граафа. На входе в накопительное кольцо ионный пучок имеет поперечный размер 7 мм при угловом растворе $5 \cdot 10^{-3}$ рад. Разброс энергии инжектируемых ионов не превышает 0,1%. На рис. 2 приведена схема накопительной камеры. Радиус орбиты 42 см, рабочее сечение кольца 40×80 мм². Перед входом на дорожку пучок проходит через

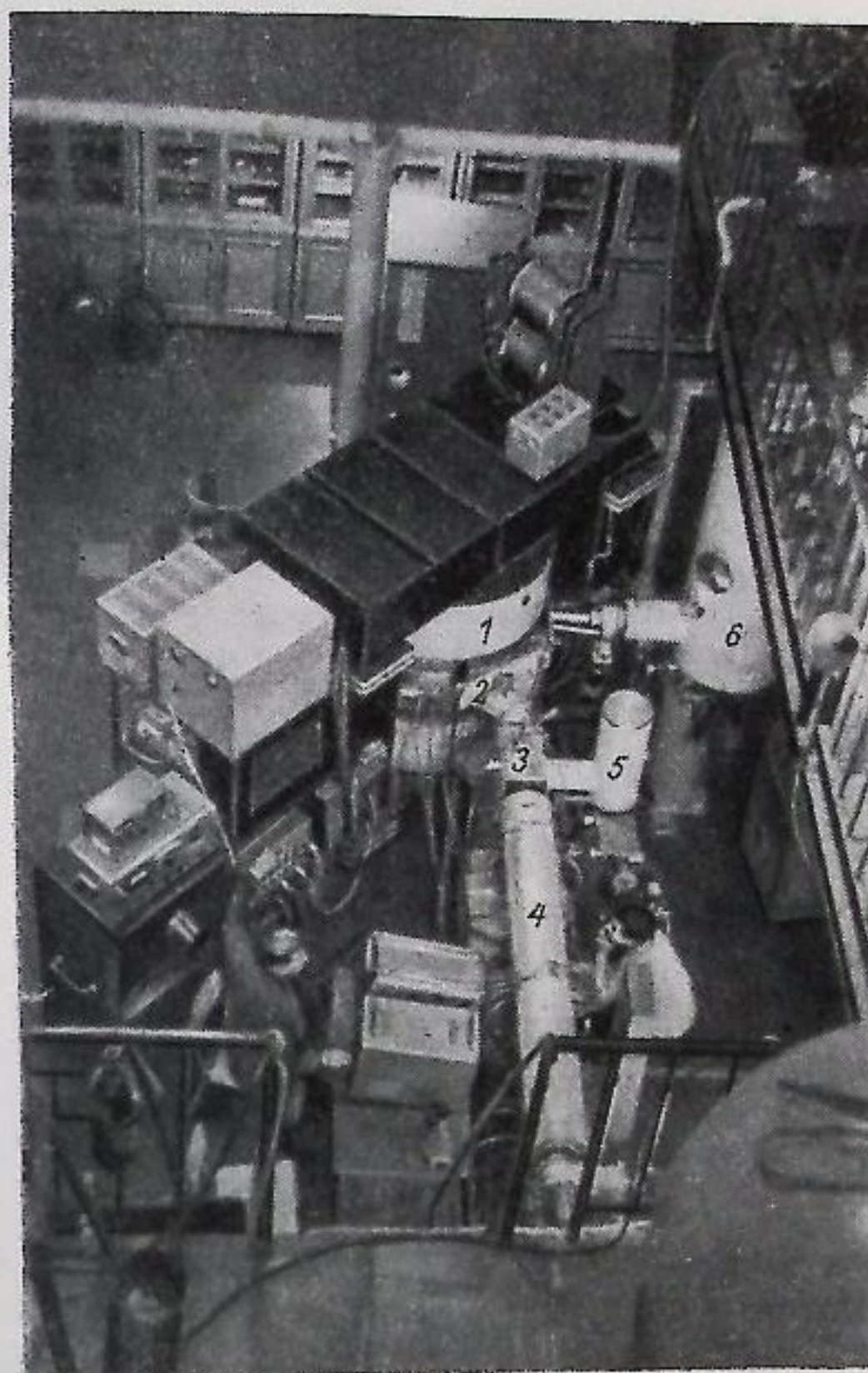


Рис. 1. Внешний вид установки: 1 — магнит; 2 — камера; 3 — нейтрализующая мишень; 4 — ионопровод; 5 — бустерный бак; 6 — приемный бак водородной струи.

нейтрализующую мишень, представляющую собой проточную трубку диаметром 14 мм и длиной 6 см, в которую при помощи электромагнитного клапана впускается углекислый газ импульсами длительностью 2 мсек. Расход углекислого газа составляет $5 \cdot 10^{-3}$ см³ за импульс. Камера с трубкой на входе и выходе имеет перегородки с отверстиями для пучка и откачивается насосом Н-5 через бустерный бак емкостью 20 л. Проточная трубка не влияет на вакуум в накопительной камере. Из этой нейтрализующей мишени был получен атомарный пучок водорода интенсивностью до 500 мка. Перезарядная водородная струя на орбите, выходящая из сопла Лавали, включается на 800—1000 мсек. Она направлена по радиусу и поступает через приемный конус в приемный бак емкостью 800 л. Расход водорода составляет

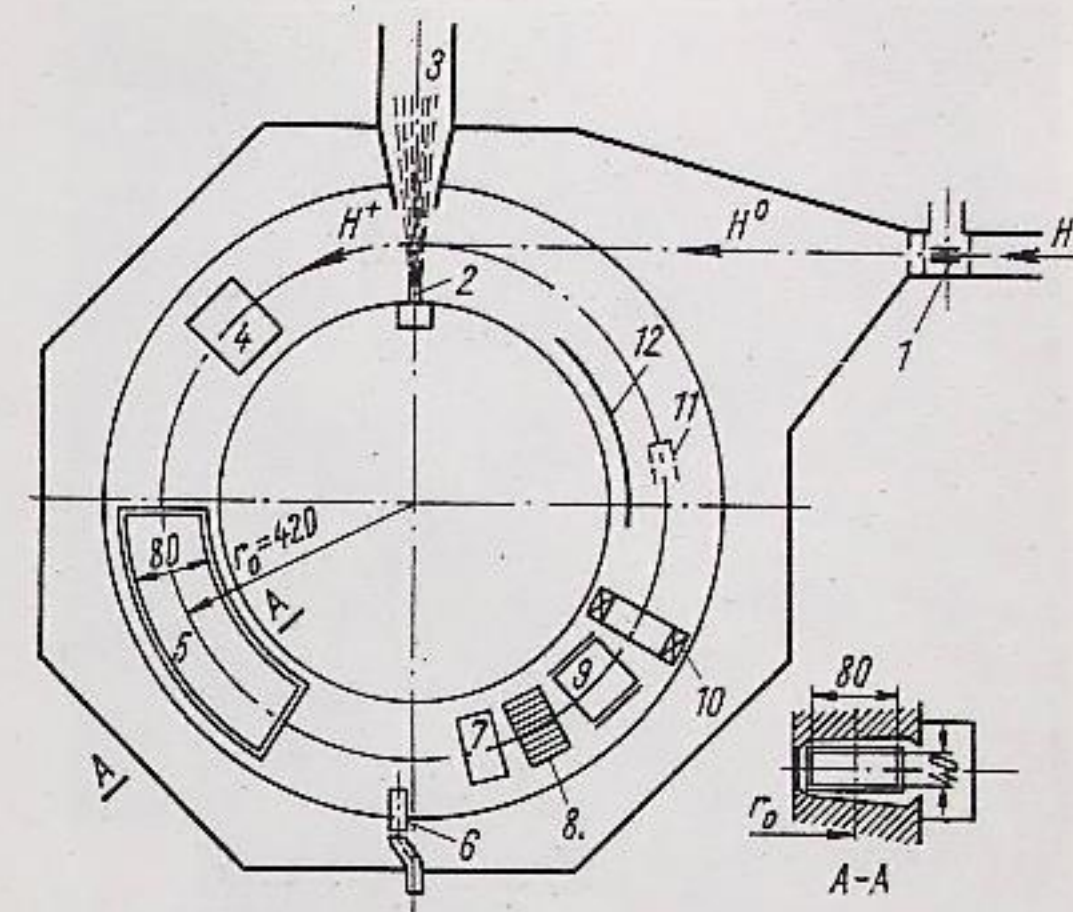


Рис. 2. Схема накопительной камеры:

1 — нейтрализующая мишень; 2 — сопло Лавали; 3 — газоприемный конус; 4 — индукционный электрод; 5 — дрейфовая трубка; 6 — коллиматор ФЭУ; 7 — дельта-электрод; 8 — секционированный дельта-электрод; 9 — индукционные электроды положения; 10 — пояс Роговского; 11 — цилиндр Фарадея; 12 — электрод подавления когерентных колебаний.

0,2 мм³ за импульс. После срабатывания струи среднее давление водорода в накопительной камере возрастает до $5 \cdot 10^{-4}$ торр, что по рассеянию протонов эквивалентно давлению 10^{-5} торр воздуха. Время откачки водорода из камеры двумя насосами Н-5 составляет 0,2 сек. После перезарядки атомарного пучка в водородной струе на орбите был получен протонный пучок с током в первом витке до 400 мка длительностью до 1000 мсек. Вертикальный размер пучка на первом обороте не превышает 7 мм, радиальный размер составляет 10 мм в пучности и 5—7 мм в узле первых радиальных бетатронных колебаний протонов. Поперечное положение пучка на первом обороте с точностью до 1—2 мм совпадает с круговой орбитой. Углы и место ввода пучка, а также положение пучка на первом обороте контролировались кварцевыми экранами.

Накопление протонов проводилось в резонансном режиме. Ускоряющая дрейфовая трубка с угловым размером 60° компенсировала ионизационные потери энергии протонов в водородной струе в период накопления. Ток циркулирующих протонов на орбите определялся по детектированному сигналу с широкополосного индукционного электрода, выполненного в виде пролетной трубки, а также по току дельта-электронов, которые собираются на приемную пластину электрическим полем, параллельным

Эксперименты по получению интенсивного протонного пучка методом перезарядной инжекции

Г. И. БУДКЕР, Г. И. ДИМОВ, В. Г. ДУДНИКОВ

УДК 621.384.612

Приводятся результаты экспериментов по накоплению протонов на дорожке с постоянным магнитным полем перезарядным методом в резонансном режиме. Обнаружены и исследованы когерентные эффекты, связанные с большой интенсивностью. Установлено, что ограничение орбитального тока связано с действием продольной компоненты электрического поля пучка.

Настоящие эксперименты были проведены в первой половине 1966 г. на установке, описанной в работах [1, 2]. На кольцевой дорожке проводилось накопление протонов перезарядным методом с использованием пучка отрица-

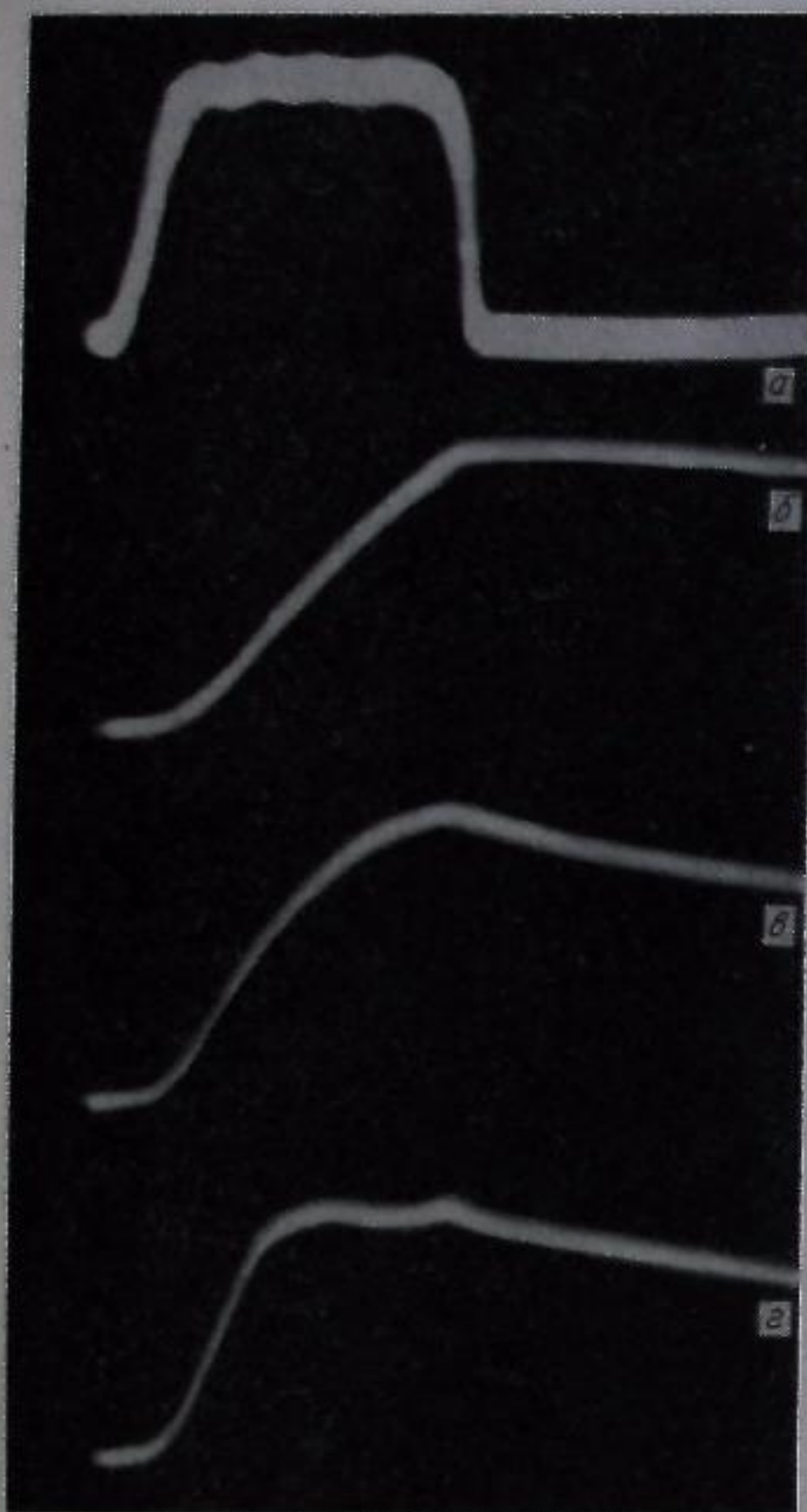


Рис. 3. Осциллограммы тока протонов:
а — ток инжекции; б, в, г — орбитальный ток.
Масштаб по горизонтали 200 мксек/см.

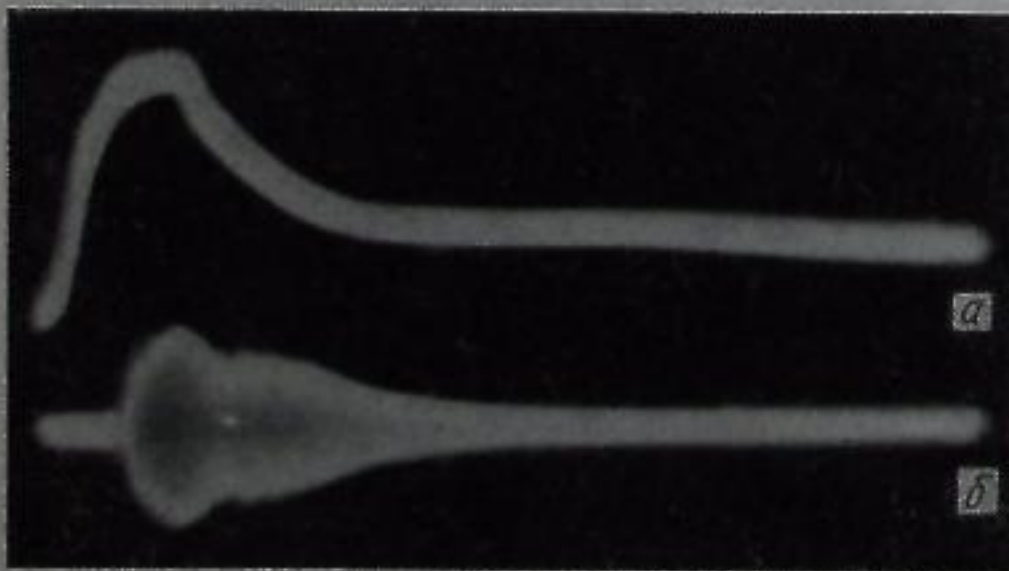


Рис. 4. Орбитальный ток (а) и амплитуда когерентных фазовых колебаний (б). Масштаб по горизонтали 500 мксек/см.

магнитному. Эти основные методы измерения протонного тока контролировались измерением

заряда протонов, сбрасываемых в заданный момент на внутреннюю мишень, и измерением орбитального тока поясом Роговского с интегратором. Абсолютная точность измерения числа циркулирующих протонов не хуже 20%. Все основные эксперименты были проведены при энергии инжекции 1 Мэв, амплитуде ВЧ-напряжения на дрейфовой трубке 2 кэ и кратности, равной единице.

При малом токе инжекции в течение 800 мксек (4000 оборотов) эффективность захвата в резонансный режим составляет 50—60%, что несколько ниже достигнутой ранее [2] при 1500 оборотах инжекции. Некоторое увеличение потерь протонов в процессе накопления связано не только с рассеянием на струе, но и с раскачкой синхротронных колебаний вследствие уменьшения эффективной толщины струи по радиусу. Для уменьшения эффективной толщины струи и ее спада по радиусу (за счет обхода) протоны вводились на орбиту с вертикальным угловым отклонением до 0,135 рад. При этом была достигнута эффективность захвата, равная 75—85%. Все дальнейшие эксперименты проводились в основном с вертикальным углом ввода 0,1—0,135 рад.

На рис. 3 представлены осциллограммы протонного тока инжекции (см. рис. 3, а) и тока на орбите (число циркулирующих на дорожке протонов) при различных токах инжекции. В случае малых токов инжекции ток на орбите растет линейно (см. рис. 3, б). Если на дорожке накоплено $(1 \div 2) \cdot 10^{11}$ протонов, отклонение от линейности еще незначительно (см. рис. 3, в). С дальнейшим ростом тока инжекции наблюдается насыщение орбитального тока (см. рис., 3, г). При этом на фронте кривой до насыщения захват протонов в резонансный режим идет с эффективностью 60—70%. Таким образом, имеет место достаточно ярко выраженное ограничение интенсивности циркулирующего протонного пучка.

При больших циркулирующих токах с помощью селективного усилителя были обнаружены когерентные фазовые колебания центра тяжести и длины сгустка (частота ~ 65 кГц). Между этими колебаниями и предельным числом протонов наблюдается достаточно хорошая корреляция. Кроме того, с ними были связаны большие потери протонов после накопления. На рис. 4 приведены осциллограммы циркулирующего тока и амплитуды фазовых колебаний центра сгустка. Видно, что фазовые колебания возникают тогда, когда протонный ток начинает ограничиваться, а после уменьшения тока

в несколько раз они затухают. Максимальная амплитуда фазовых колебаний сгустка составляет 0,3 рад. При интенсивности протонного пучка, в несколько раз меньшей предельной, эта амплитуда не превышает 10^{-5} рад. Наблюдения при помощи фазового детектора показали, что потери протонов из-за фазовых колебаний становятся пренебрежимо малыми при амплитудах меньше 0,01 рад. Исследования фазовой неустойчивости пучков в накопителях [3] позволили путем перестройки контура ВЧ-генератора, в который входит ускоряющая дрейфовая трубка, а также введением пассивного контура снизить амплитуду когерентных фазовых колебаний при больших протонных токах до $(1-2) \cdot 10^{-3}$ рад.

При малых амплитудах когерентных фазовых колебаний предельное число накапливаемых протонов N_m составляет $(2-3) \cdot 10^{11}$. Наблюдение за сгустком протонов при помощи индукционных электродов показало, что колебание предельного протонного тока связано с образованием уплотнения в передней части сгустка. На рис. 5, а, б приведены осциллограммы сигнала с индукционных электродов через 700 мксек после начала инжекции. Сгусток не имеет особенностей при $N_m = 3 \cdot 10^{11}$ (см. рис. 5, а) и сильно уплотнен в передней части, когда $N_m \approx 2 \cdot 10^{11}$ (см. рис. 5, б). Указанное уплотнение в сгустке появляется при $N \approx 10^{11}$ до ограничения числа протонов на орбите. Можно полагать, что данное явление обусловлено эффектом «отрицательной массы». То обстоятельство, что уплотнение наблюдается в передней части сгустка, вероятно, связано с тем, что в этой области протоны имеют наименьшую скорость движения по фазовым траекториям и наименьший разброс по импульсам. Для начала спонтанного уплотнения протонов при указанной выше интенсивности разброс протонов по импульсам не должен превышать 2%, что может быть обеспечено в передней части сгустка. Нами было опробовано управление распределением протонов по сгустку введением второй гармоники в ускоряющее напряжение. На рис. 6 представлены осциллограммы напряжения на дрейфовой трубке при введенной второй гармонике (см. рис. 6, б, г) и соответствующих им сигналов с индукционных электродов в конце процесса накопления (см. рис. 6, а, в). Напряжение на дрейфовой трубке примерно пропорционально потенциальной функции фазовых колебаний с обратным знаком. Из рис. 6 следует, что, изменяя форму потенциальной «ямы» для фазовых колебаний,

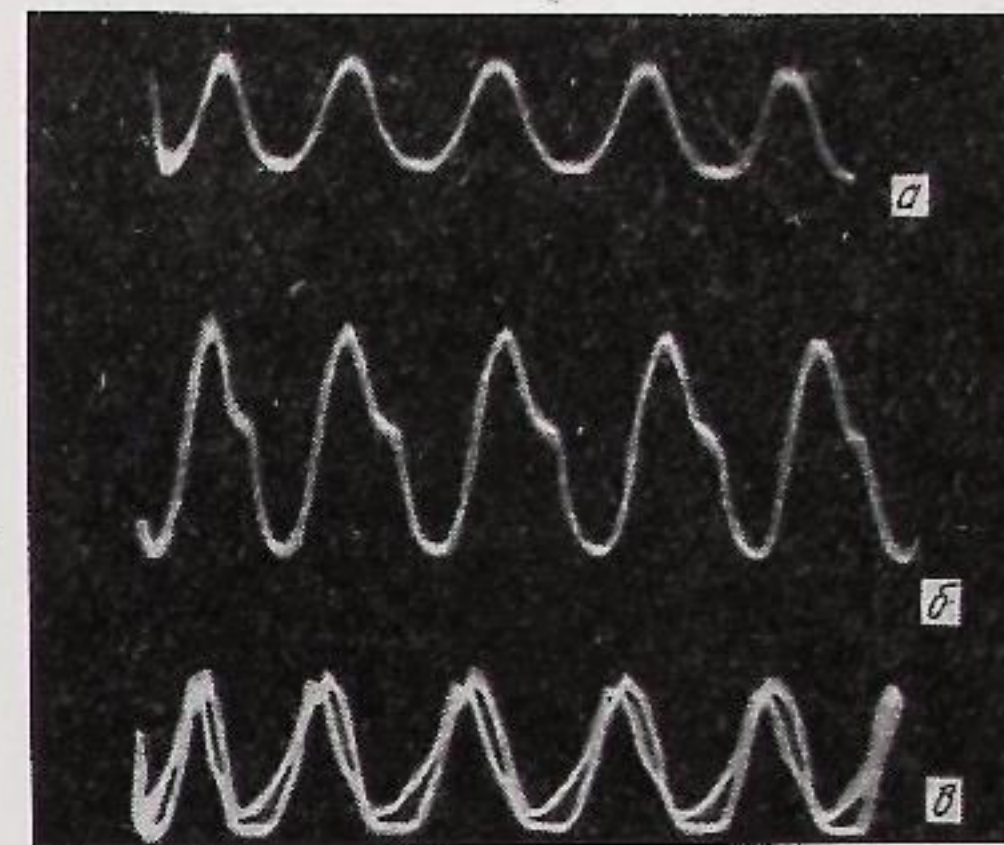


Рис. 5. Азимутальное распределение протонов в сгустках: а, б — $t = 700$ мксек; в — $t_1 = 800$ мксек, $t_2 = 1200$ мксек.

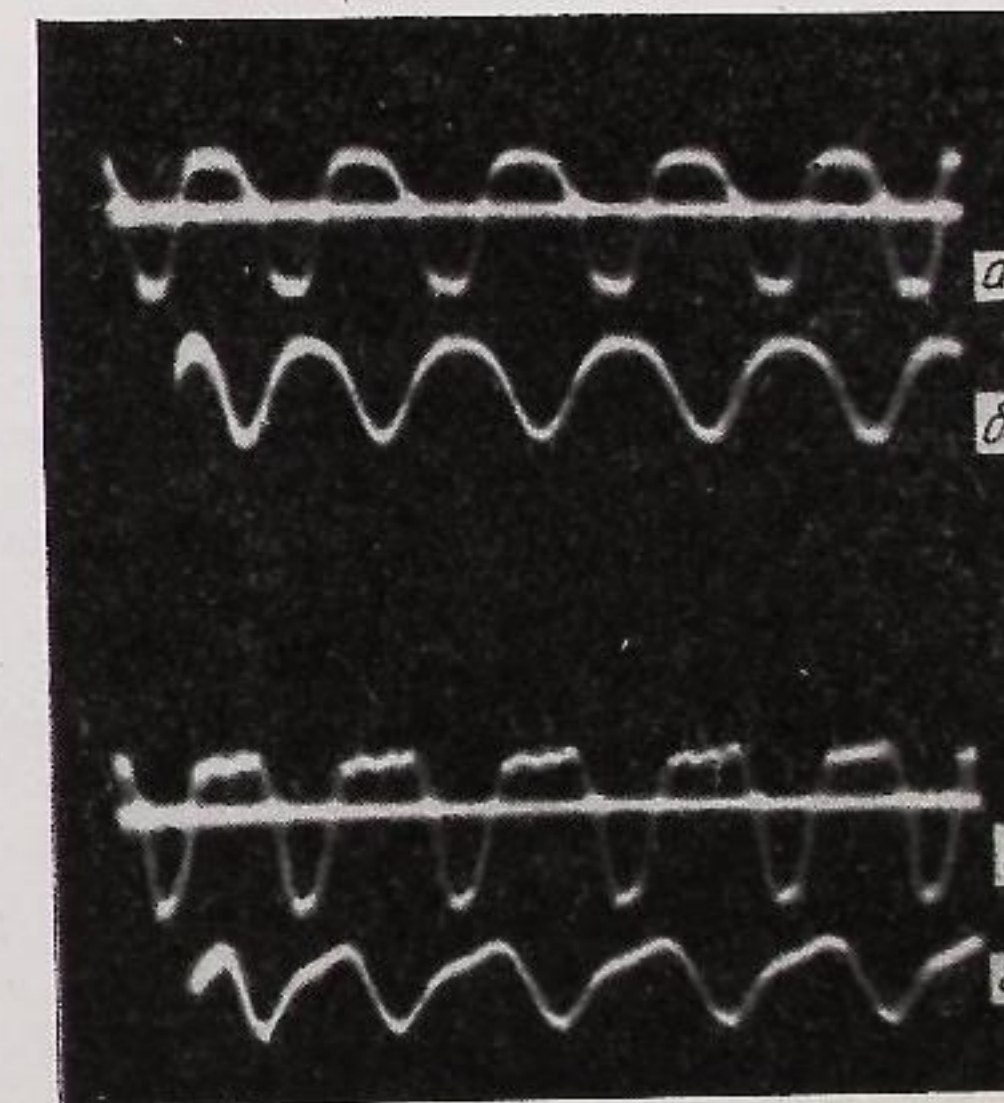


Рис. 6. Азимутальное распределение протонов (а, б) и напряжение на дрейфовой трубке (в, г) со второй гармоникой ускоряющего поля при различных соотношениях между гармониками.

можно добиться равномерного распределения частиц по сгустку. На рис. 7 представлены осциллограммы сгустка в различные моменты времени t относительно начала процесса накопления при симметричном распределении протонов по сгустку. Наличие двух симметричных максимумов в сгустках в начале накопления при малой интенсивности, по-видимому, связано

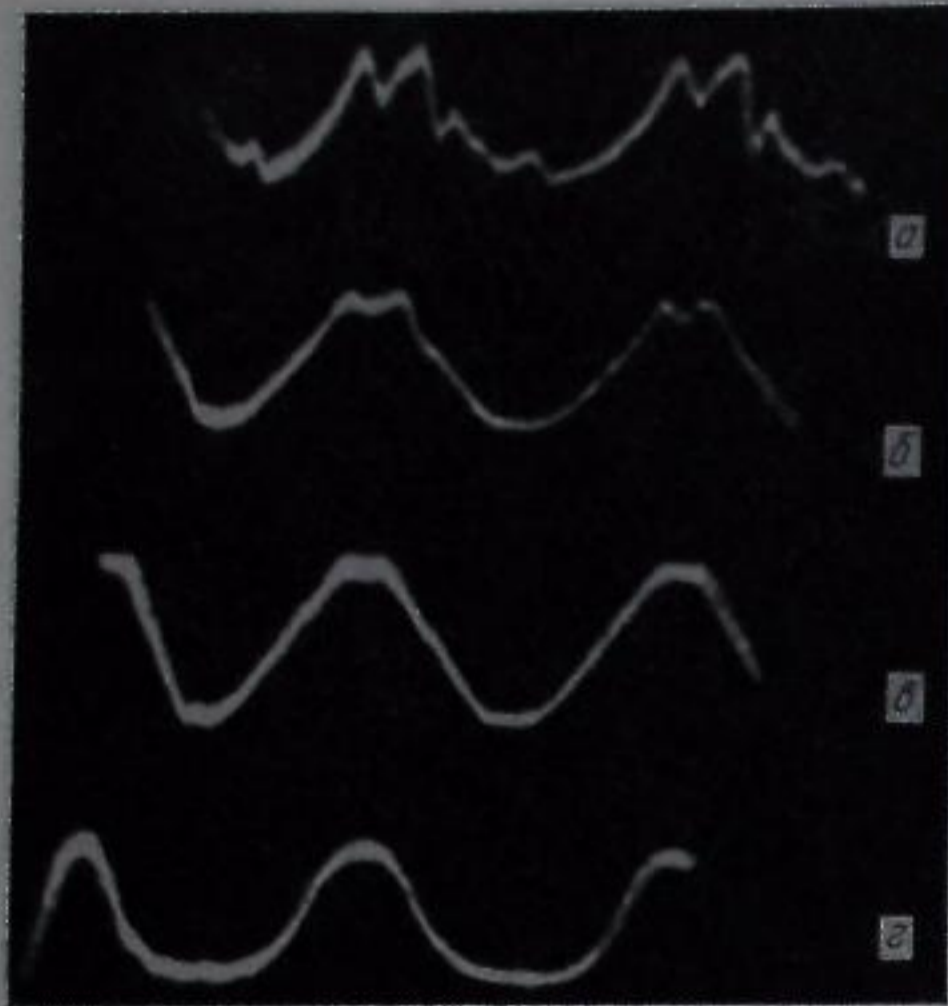


Рис. 7. Азимутальное распределение протонов в различные моменты времени:
а — 50 мксек; б — 400 мксек; в — 800 мксек; г — 2600 мксек.

с отсутствием в сгустках протонов с небольшими фазовыми колебаниями из-за неточного соответствия синхротронной орбиты и энергии инжектируемых протонов. В конце накопления линейная плотность протонов в центре сгустка примерно в два раза больше средней по орбите.

Когерентных бетатронных колебаний в процессе накопления протонов не обнаружено.

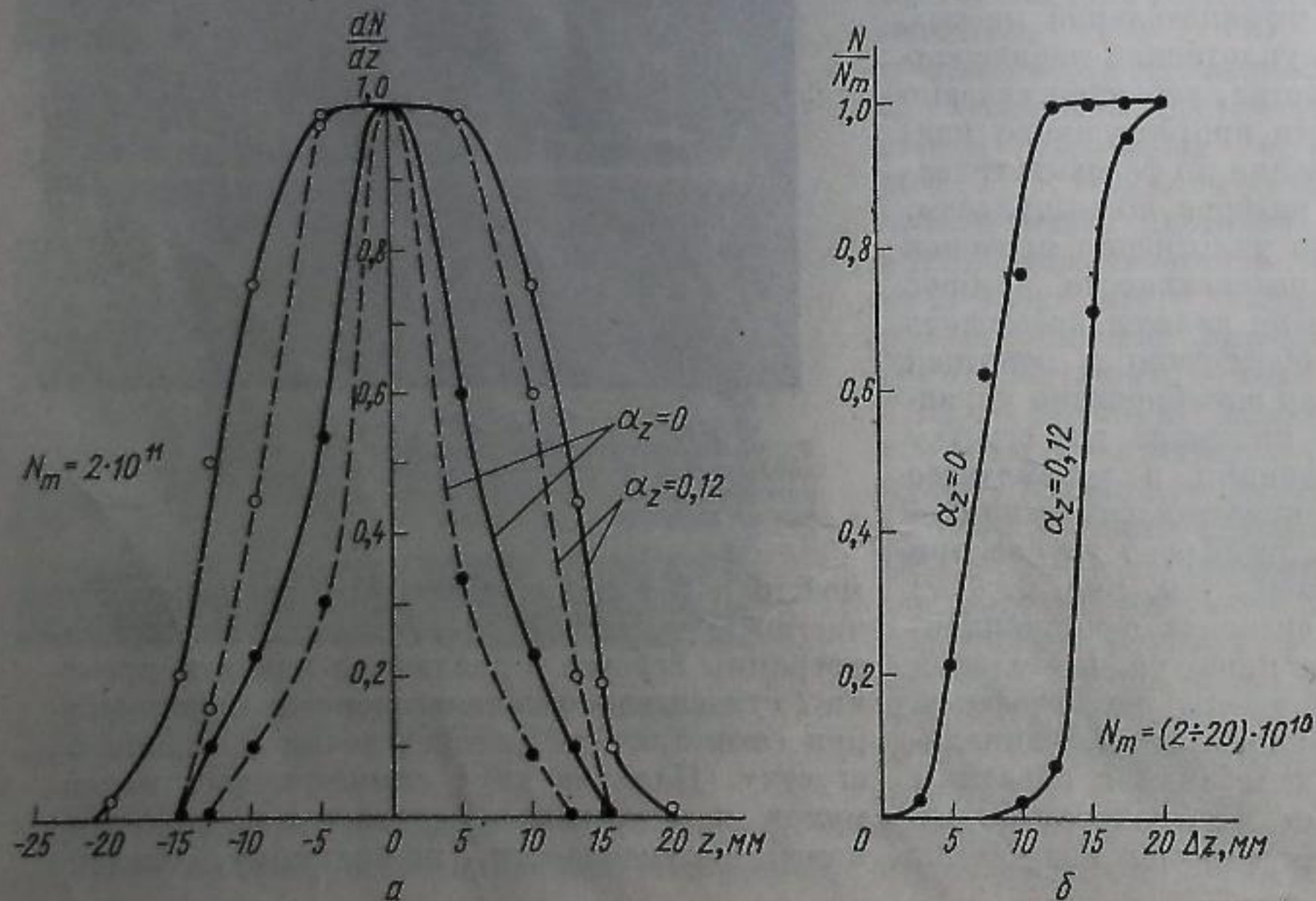
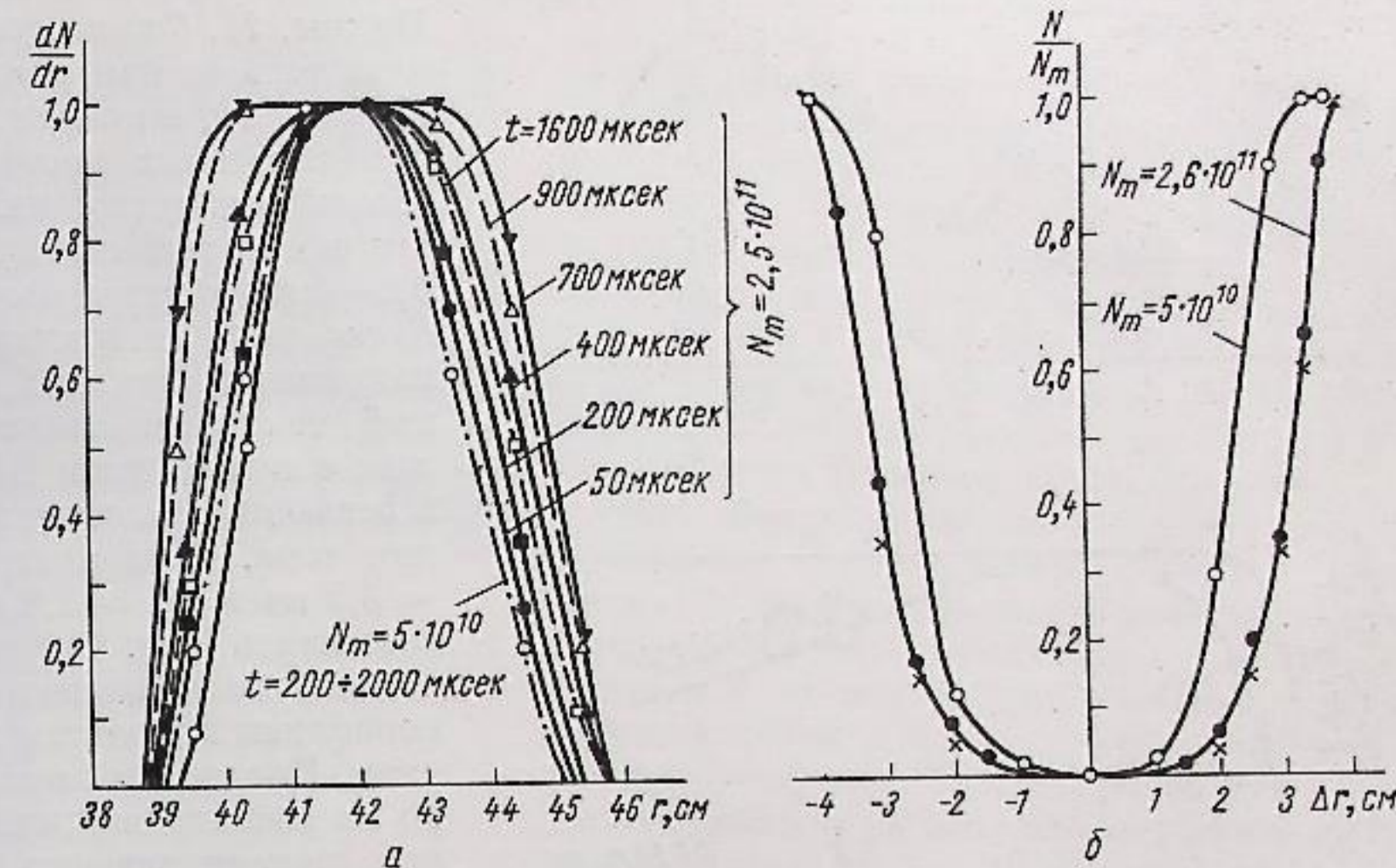


Рис. 8. Распределение протонного тока по вертикали (а) и его зависимость от вертикальной апертуры Δz (б).

При помощи ФЭУ с коллимирующей щелью по свечению остаточного газа в камере было измерено распределение протонного тока по вертикали. На рис. 8, а приведены результаты этих измерений при двух значениях вертикального угла ввода α_z в начале накопления при $t = 200$ мксек (пунктирная линия) и в конце накопления при $t = 800$ мксек (сплошная линия). На рис. 8, б приведены зависимости числа накопленных частиц N от вертикального полуразмера рабочего сечения Δz . Из рис. 8 следует, что амплитуда вертикальных бетатронных колебаний в процессе накопления увеличивается примерно на 0,5 см, расширение пучка по вертикали не зависит от его интенсивности, ограничение интенсивности не связано с потерями частиц по вертикали. На рис. 9, а показано радиальное распределение протонов в пучке в разные моменты времени при малой и большой интенсивностях. Это распределение определялось по току дельта-электронов на секционированную по радиусу пластину. Сигналы с девяти секций через электронный коммутатор последовательно за 9 мксек в любой момент времени фиксировались осциллографом (на рис. 10 показана одна из полученных осциллограмм). На рис. 9, б представлены зависимости числа накопленных частиц от радиальной апертуры. При малой интенсивности относительное радиальное распределение протонов в процессе накопления не изменяется. При большой интенсивности

Рис. 9. Распределение протонного тока по радиусу в различные моменты времени (а) и его зависимость от радиальной апертуры Δr (б).



имеет место значительное радиальное расширение пучка. Как показали измерения тока на внутреннюю и наружную мишени, при насыщении орбитального тока протоны уходят из пучка на внутреннюю и наружную стенки камеры.

Максимальная плотность протонов в центре сгустка, вычисленная по приведенным выше данным, составляет 10^8 см⁻³. Этой плотности соответствуют смещения частот бетатронных колебаний: $\Delta v_z^2 = 0,17$ и $\Delta v_z^2 = 0,08$. Показатель спада магнитного поля $n = 0,6$. Таким образом, накапливаемое число протонов в два раза меньше предела, определяемого параметрическими резонансами бетатронных колебаний. Не исключена раскачка радиальных бетатронных колебаний протонов на внутреннем и наружном краях сгустка из-за нелинейных резонансов. Наиболее вероятно, что ограничение числа накапливаемых протонов связано с радиальным расширением сгустка собственным продольным электрическим полем. В некоторых приближениях и в частных случаях было показано [4], что действие пространственного заряда может приводить к эквивалентному увеличению амплитуды ВЧ-напряжения без изменения характера фазовых траекторий. Аналогичное заключение было сделано ранее на основании экспериментов [5]. При равновесной фазе, близкой к нулю, максимальный радиальный полуразмер сепаратрисы

$$\Delta r_{\mu} = r_0 \sqrt{\frac{e(V_0 + \Delta V_0)}{\pi n(1-n)W}},$$

где V_0 и ΔV_0 — амплитуда ВЧ-напряжения

и ее эффективное увеличение вследствие влияния пространственного заряда; W — энергия протонов. При $r_0 \gg \Delta r \gg \Delta z$

$$\Delta V_0 = f \frac{eN}{r_0} \frac{\Delta z}{\Delta r},$$

где f — коэффициент, зависящий от геометрии сгустка и амплитуды радиальных бетатронных колебаний. В процессе накопления протонов радиальный размер сгустка возрастает. В момент когда сгусток начинает ограничиваться радиальной апертурой, на его концах возрастает градиент линейной плотности. Поскольку периферийные протоны большую часть периода фазовых колебаний находятся на концах сгустка, среднее продольное поле пространственного заряда для них может значительно увеличиться, что усилит адиабатический рост радиальной амплитуды синхротронных колебаний. Эффективность захвата протонов на дорожку может резко упасть до нуля вследствие быстрого роста потерь протонов. Характер радиального перераспределения протонов в процессе их накопления (см. рис. 9, а) соответствует этому механизму ограничения.

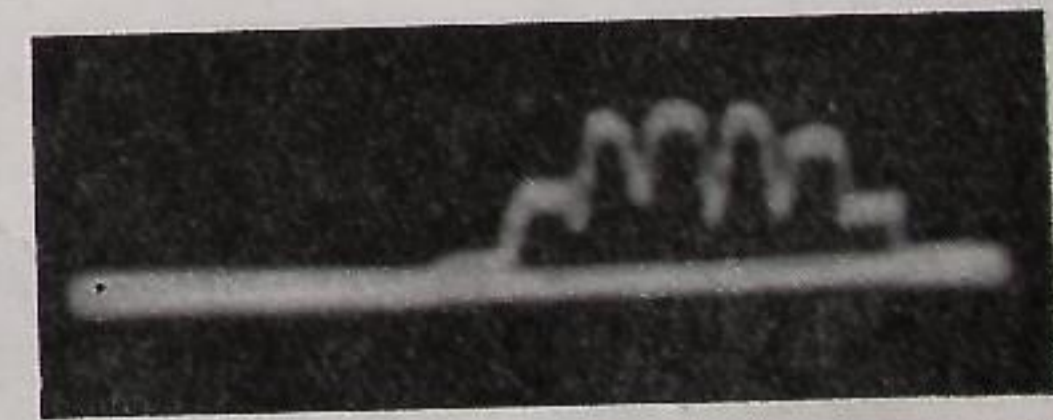


Рис. 10. Осциллограмма радиального распределения. По горизонтали — радиальная координата, шаг 9 м.м.

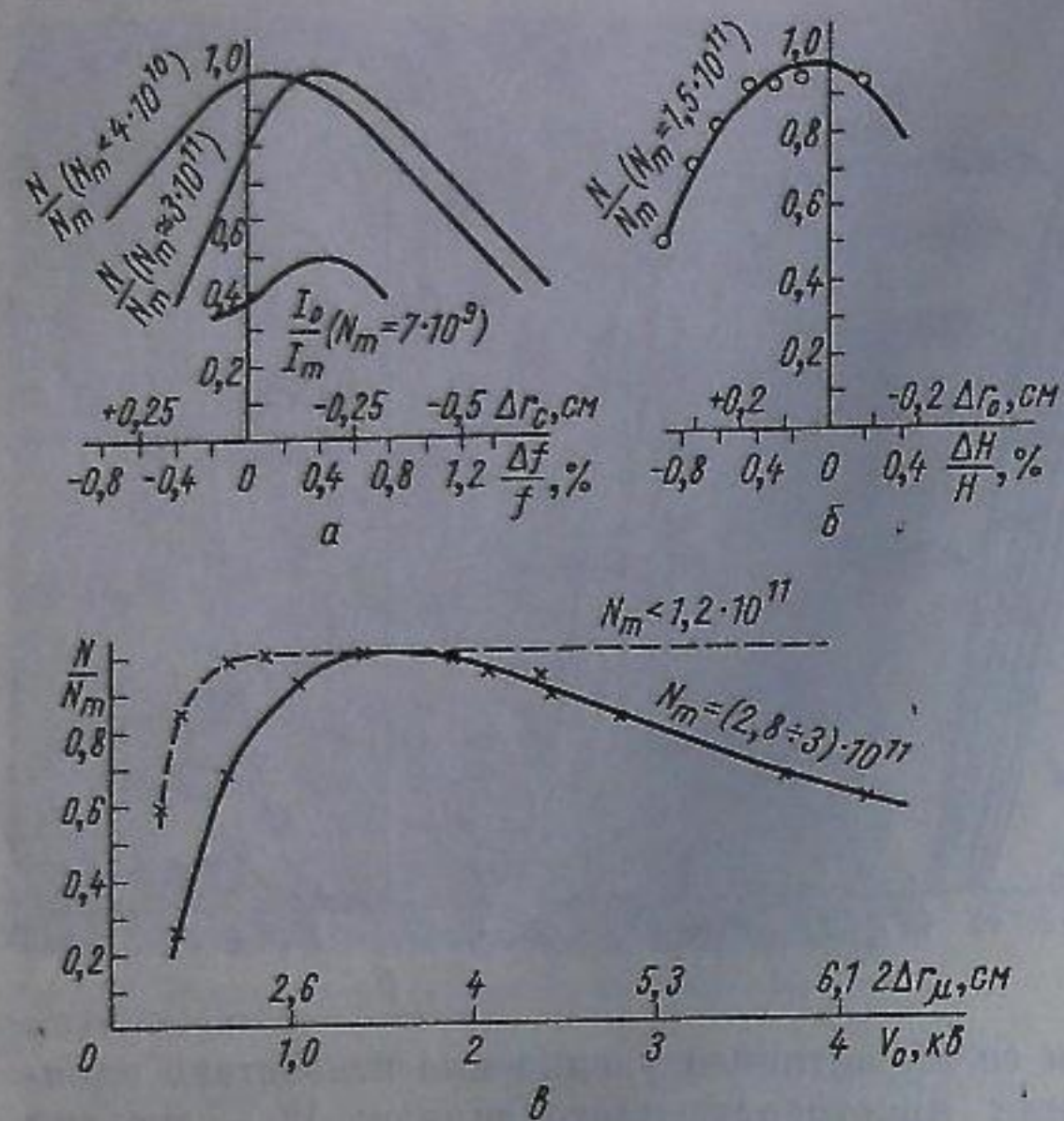


Рис. 11. Зависимость числа накопленных протонов от ВЧ-напряжения частоты (а), от напряженности магнитного поля (б) и ВЧ-напряжения амплитуды (в) при постоянной энергии инжекции.

На рис. 11, а приведены зависимости числа накапливаемых протонов и отношения среднего тока на орбите I_0 к току в центре сгустка I_m от частоты ускоряющего напряжения. Имеет место сдвиг оптимальных частот для малой и большой интенсивности. При малом токе наблюдается четкая зависимость длины сгустка от частоты (длина сгустка примерно пропорциональна отношению I_0/I_m). Сгусток максимальной длины образуется при оптимальной частоте не для малой, а для большой интенсивности. Поскольку предельный ток на орбите не зависит от эффективности захвата в начале накопления, соответствие максимума накопленного тока наибольшей длине сгустка объясняется увеличением формфактора f при укорочении сгустка.

На рис. 11, б приведена зависимость накопленного тока от напряженности магнитного поля. На рис. 11, в представлены зависимости числа накапливаемых протонов от амплитуды ускоряющего напряжения. При малой интенсивности накапливаемый протонный ток в интервале 0,5—4 кВ остается постоянным. В случае большого тока инжекции при увеличении ВЧ-напряжения свыше 1,8 кВ предельный протонный ток уменьшается. Падение предельного тока с повышением ВЧ-напряжения находится в согласии с указанным механизмом ограничения тока. При предельном значении $\Delta r_\mu = 3,5$ см и $V_0 = 1,8$ кВ величина ΔV_0 должна составлять 2 кВ. Оценки собственного электрического поля сгустка при $N = 3 \cdot 10^{11}$ на его периферии находятся в согласии с этим значением. Предельный протонный ток, как это видно из вышеприведенных формул, в значительной степени зависит от радиального размера рабочего сечения. Экспериментальная зависимость $N = N(\Delta r)$, приведенная на рис. 9, б, хорошо совпадает с расчетной. Предельный ток зависит от вертикального угла ввода α_L . При $\alpha_z = 0$ предельный ток на 35% меньше по сравнению с током при $\alpha_z = 0,12$. Эта зависимость объясняется влиянием вертикального размера пучка на формфактор f (по оценкам, величина f изменяется на 30%).

На рис. 12 представлены зависимости числа циркулирующих протонов от времени после окончания накопления. Указанное на рисунке давление газа в камере измерялось непосредственно перед рабочим циклом. При нормальном вакууме время жизни пучка малой интенсивности составляет 7 мсек. Время жизни значительно сокращается при повышении интенсивности пучка. На рис. 5, в представлена осциллограмма интенсивного сгустка в двух точках цикла. Сгусток после накопления сжимается по длине, его азимутальные границы становятся более четкими. При этом в радиаль-

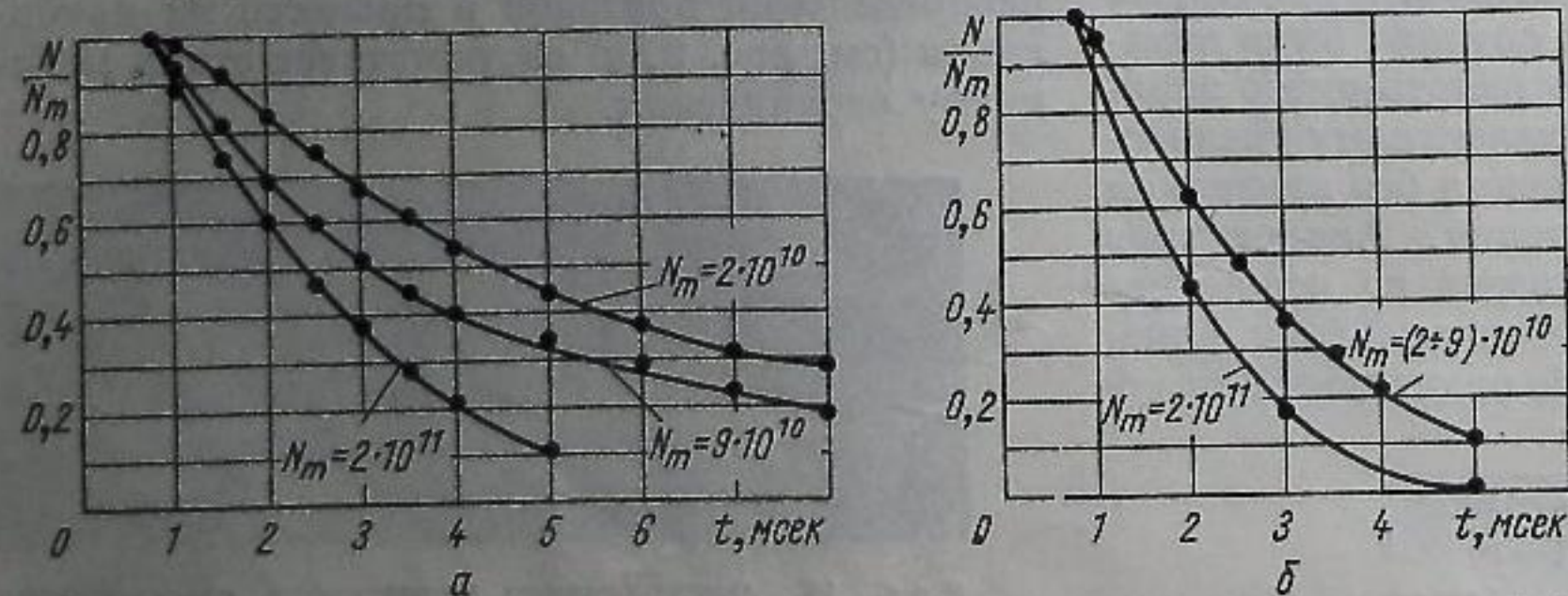


Рис. 12. Зависимость потерь из-за рассеяния на остаточном газе от давления p и числа накопленных частиц N :
а — $p = (0,86 \div 1,8) \cdot 10^{-5}$ торр;
б — $p = 5,8 \cdot 10^{-5}$ торр.

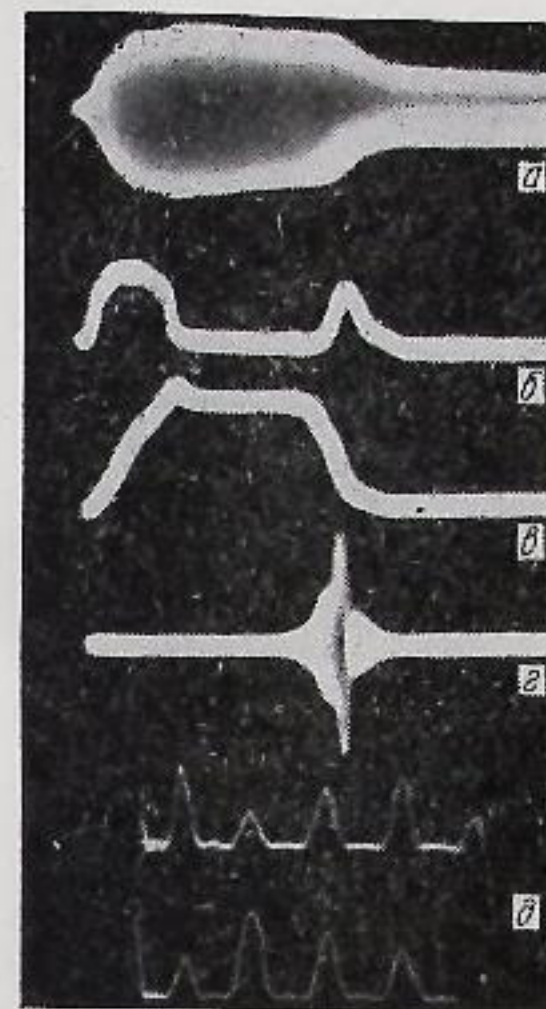


Рис. 13. Сброс пучка из-за расхажи когерентных радиальных бетатронных колебаний:
а — сигнал с индукционного электрода, пропорциональный максимальной линейной плотности; б — ток на мишень; в — сигнал с дельта-электрода, пропорциональный среднему току на орбите; г — сигнал с индукционного электрода положения, усиленный селективным усилителем (масштаб по горизонтали 500 мксек/см); д — сигналы с индукционных электродов радиального положения.

ном направлении края пучка размываются (см. рис. 9, а). Уменьшение времени жизни пучка при высокой интенсивности, по-видимому, связано не только с более широким его распределением по сечению в конце накопления, но и с действием собственного продольного поля.

На рис. 13, а, в представлены осциллограммы протонного тока большой интенсивности. Через 1—3 мсек после окончания инжекции наблюдается сильный сброс циркулирующего тока, который сопровождается током протонов на внутреннюю и внешнюю мишени (см. рис. 13, б). Селективным усилителем регистрируется индукционный сигнал (см. рис. 13, г), частота которого с высокой точностью совпадает с разностью частот обращения и радиальных бетатронных колебаний. Сигналы сгустка с внутреннего и наружного индукционных электродов модулированы в противофазе (см. рис. 13, д). Глубина модуляции соответствует амплитуде радиальных колебаний до 3,5 см. Время развития описываемых когерентных радиальных бетатронных колебаний ~ 200 мсек. Порог неустойчивости по числу циркулирующих протонов в момент ее развития составляет $(1 \div 1,5) \times 10^{10}$. Время до момента развития неустойчивости при большой интенсивности практически не зависит от протонного тока и равно 2—2,5 мсек от начала инжекции. И только с приближением к порогу это время возрастает до ~ 4 сек. Когерентные фазовые колебания, а также возмущения в распределении протонов вдоль сгустка препятствуют развитию когерентных бетатронных колебаний, последние появ-

ляются только после затухания первых. При увеличении амплитуды ВЧ-напряжения инкремент бетатронных колебаний значительно уменьшается, а порог повышается (рис. 14). В случае, когда $V_0 \geq 2,8$ кВ, потери протонов приводят к затуханию бетатронных колебаний. При $V_0 = 4,2$ кВ время затухания составляет ~ 500 мксек, а порог возрастает до $N = 5 \cdot 10^{10}$. Изменение энергии протонов, от 0,8 до 1,3 Мэв не влияет на развитие неустойчивости.

Когерентные бетатронные колебания были подавлены отрицательной обратной связью. Сигнал с внутренней индукционной пластины через резонансный усилитель и фазовращатель подавался на внутренний электрод, представляющий собой дугу с угловым размером 40° . Коэффициент усиления был равен 10^4 , амплитуда напряжения на выходе в интервале подавления составляла ~ 1 в. При настроенной по фазе цепи обратной связи увеличение усиления постепенно удаляет момент появления неустойчивости вплоть до полного исчезновения. На рис. 15 представлены осциллограммы сигнала с индукционных электродов при малой (см. рис. 15, а) и большой интенсивности при включенной и с включенной отрицательной обратной связью (см. рис. 15, б, в соответственно).

В заключение отметим, что интенсивный протонный пучок вносит в контур ВЧ-генератора значительное активное и индуктивное шунтовое сопротивление. Собственная частота контура повышается. Мы наблюдали повышение собственной частоты контура на 1% (индуктивность контура ~ 3 мкгн). В случае применения автогенератора индуктивность контура должна быть

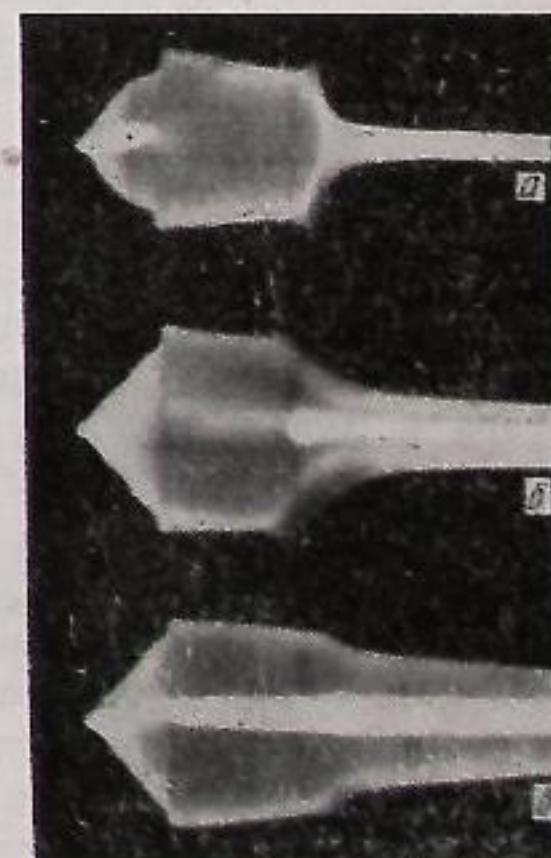


Рис. 14. Индукционный сигнал при наличии когерентных бетатронных колебаний. Ореол при сбросе тока отражает развитие и затухание этих колебаний:
а — $V_0 = 1,4$ кВ; б — $V_0 = 2,8$ кВ; в — $V_0 = 4,2$ кВ.

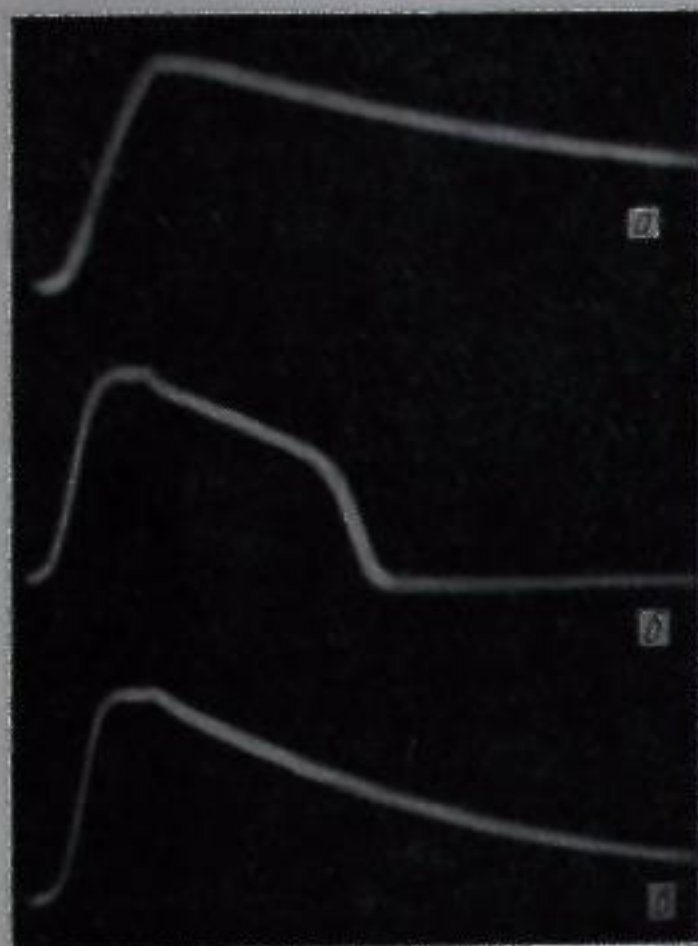


Рис. 15. Гашение когерентных бета-троновых колебаний: а — ток на орбите меньше критического; б — ток на орбите больше критического (без обратной связи); в — ток на орбите больше критического (с отрицательной обратной связью).

достаточно низкой, чтобы не допускать значительного сдвига частоты ускоряющего напряжения. Поскольку для накопления максимального числа протонов ускоряющее напряжение должно

Замкнутые магнитные ловушки для плазмы с равным нулю углом вращательного преобразования

В. Д. ШАФРАНОВ

Методом разложения по отклонению от магнитной оси исследуются тороидальные ловушки для плазмы с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля (с равным нулю углом вращательного преобразования). Кривизна магнитной оси таких ловушек неизбежно модулирована. Модуляция кривизны оси позволяет делать соседние силовые линии более короткими, что эквивалентно созданию минимума среднего магнитного поля на оси, который необходим для стабилизации плазмы. Доказана принципиальная возможность создания минимума среднего магнитного поля в ловушке, магнитная ось которой является плоской кривой.

В конфигурациях магнитного поля с прокручивающимися силовыми линиями угол вращательного преобразования ι непрерывно изменяется при удалении от оси. Вследствие этого в любой конфигурации имеется множество рациональных магнитных поверхностей, на которых

$$\frac{\iota}{2\pi} = \frac{n}{m}, \quad (1)$$

где n, m — целые числа. Наличие рациональных магнитных поверхностей приводит к неустойчивости топологии рассматриваемой системы вложенных магнитных поверхностей.

быть достаточно низким, добротность контура ВЧ-генератора ограничивается сверху активной мощностью, потребляемой пучком. На нашей установке (при добротности ВЧ-контура, равной 300, и оптимальной амплитуде ВЧ-напряжения) в процессе накопления протонов ускоряющее поле снижалось до нуля. Для получения интенсивного протонного пучка добротность ВЧ-контура была снижена до 60.

Поступила в Редакцию 1/Х 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер, Г. И. Димов. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 993.
2. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 507 (1965).
3. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 20, 210 (1966).
4. Э. А. Жильков, А. Н. Лебедев. Стационарный режим ускорения частиц при наличии пространственного заряда. Доклад на Межвузовской конференции по электронным ускорителям (Томск, 1966).
5. И. М. Самойлов, А. А. Соколов. ЖТФ, 35, 2012 (1965).

Резонансные винтовые возмущения магнитного поля, делающие n оборотов по большому и m оборотов по малому обходу тора, приводят к расщеплению магнитных поверхностей и образованию «волоконистой» структуры [1]. Если поперечные размеры волокон превосходят расстояние между резонансными магнитными поверхностями, то заряженные частицы, по видимому, будут плохо удерживаться в такой системе [2]. Если даже и удастся сделать внешние статические возмущения магнитного поля пренебрежимо малыми, то при наличии плазмы вновь возникают трудности, связанные с током разделения зарядов [3—6]. Условие замыкания тока разделения зарядов в тороидальной конфигурации сводится к требованию, чтобы на рациональных магнитных поверхностях интеграл $\oint dl/B$, взятый вдоль силовой линии, был одинаков для всех замкнутых силовых линий, лежащих на данной поверхности:

$$\frac{1}{m} \oint \frac{dl}{B} = V'(\Phi), \quad (2)$$

где V' — производная объема V , ограниченного магнитной поверхностью, по продольному потоку магнитного поля Φ .

В действительности это равенство, как отмечено впервые в работе [3], не всегда выполняется. Используя специальную систему координат Φ, θ, ζ , в которой магнитные силовые линии являются «прямыми», т. е. описываются на магнитной поверхности $\Phi = \text{const}$ уравнением

$$\theta = \theta_0 + \frac{\iota(\Phi)}{2\pi} \zeta, \quad (3)$$

можно получить следующее выражение для упомянутого интеграла [4, 5], который мы, следуя Хамаде, будем называть приведенной длиной силовых линий:

$$U = \oint \frac{dl}{B} = \oint \sqrt{g} d\zeta. \quad (4)$$

Здесь g — детерминант метрического тензора, входящий в определение элемента объема

$$d\tau = \sqrt{g} d\Phi d\theta d\zeta, \quad (5)$$

так что

$$V'(\Phi) = \frac{dV}{d\Phi} = \int_0^1 \int_0^1 \sqrt{g} d\theta d\zeta. \quad (6)$$

Совершенно ясно, что в общем случае $g = g(\Phi, \theta, \zeta)$ является сложной функцией угловых переменных θ и ζ и интеграл $\oint \sqrt{g} d\zeta$, определяющий приведенную длину силовых линий, зависит от параметра θ_0 . Нарушение условия (2) приводит при наличии плазмы к появлению больших перетекающих вдоль силовых линий токов и соответствующих возмущений магнитного поля, являющихся резонансными для данной магнитной поверхности. Следствием этого может быть по меньшей мере возникновение той же волоконистой структуры.

В настоящее время нельзя сказать с достоверностью, может ли рассматриваемый дефект произвольных тороидальных конфигураций оказаться катастрофическим для проблемы управляемого термоядерного синтеза. Тем не менее существующие опасения достаточно серьезны, чтобы уже сейчас, до окончательного решения вопроса, вновь привлечь внимание к системам типа гофрированных конфигураций магнитного поля [7—10], в которых все силовые линии замыкаются на одном обходе тора, так что $\iota = 0$. Для таких конфигураций согласно формуле (1) опасны только возмущения с $n = 0$, т. е. возмущения, постоянные

по длине системы. Правда, в отличие от конфигураций с прокручивающимися силовыми линиями, где при наличии шира ($\iota' \neq 0$) резонансные возмущения локализованы, в системах с $\iota = 0$ такой локализации нет. Любое возмущение с $n = 0$ приводит к раскрутке всех силовых линий и выходу их на стенки. Однако при единственном резонансе легко осуществить корректировку магнитного поля. Условие, заключающееся в том, чтобы за время t плазма не ушла на стенки, приводит к следующей оценке требований на усредненную по длине компоненту поперечного поля B_{\perp} :

$$B_{\perp}/B_0 < a/v_{\parallel}t, \quad (7)$$

где B_0 — основное магнитное поле; a — поперечный размер системы; v_{\parallel} — скорость движения вдоль магнитного поля. Полагая для иллюстрации этого условия, что $a = 10$ см, $v_{\parallel} = 10^8$ см/сек, $t = 10^{-2}$ сек, находим $B_{\perp}/B_0 < 10^{-5}$. Можно надеяться, что это требование смягчится при условии создания для плазмы потенциальной ямы (минимума среднего магнитного поля).

В настоящей работе методом Мерсье (разложением в окрестности магнитной оси) [11] исследуются некоторые свойства тороидальных систем с замкнутыми силовыми линиями. В следующем разделе выведено условие (20), которому должна удовлетворять кривизна магнитной оси таких систем. Во втором разделе показано, как в ловушках с замкнутыми силовыми линиями, используя кривизну оси, можно создать минимум среднего магнитного поля и тем самым обеспечить устойчивость плазмы по отношению к гидродинамическим желобковым возмущениям.

Окрестность магнитной оси при $\iota = 0$

Пусть магнитная ось конфигурации — плоская кривая с кривизной $k(s)$. В перпендикулярном сечении оси введем декартовы координаты x, y , так что метрика полученной ортогональной системы координат будет определяться квадратом элемента дуги:

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + [1 - k(s)x]^2 ds^2. \quad (8)$$

Пусть конфигурация симметрична относительно плоскости, в которой лежит ось. Тогда в окрестности оси сечения магнитных поверхностей представляют собой эллипсы

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (9)$$