

84

27

9 июл 1969

769  
7084

+

# ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

препринт 289

Г.И. Димов, В.Г. Дудников, А.А. Соолов.

В.Г. Шамо́вский

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ПРОТОНОВ НА КОЛЬЦЕВОЙ ДОРОЖКЕ В БЕТАТРОННОМ РЕЖИМЕ

НОВОСИБИРСК

1969



Г 69

7084

Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Соколов,  
В.Г.Шамовский

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ  
ПРОТОНОВ НА КОЛЬЦЕВОЙ ДОРОЖКЕ В БЕТАТРОННОМ  
РЕЖИМЕ

Условия накопления интенсивного протонного пучка в бетатронном режиме имеют ряд особенностей. Исследование этого процесса представляет интерес в связи с перспективой создания протонных индукционных ускорителей по схеме, предложенной Кристофилосом /1/. Кроме того, при индукционном ускорении имеется возможность значительно увеличить интенсивность методом компенсации пространственного заряда протонного пучка электронным газом, предложенным Г.И.Будкером /2/. Если удастся осуществить компенсацию пространственного заряда, индукционное ускорение найдет широкое применение в протонных синхротронах в качестве предварительного.

Сверено

276-14  
69

И.И.ТБ.СО АН СССР  
Г. С. дуба. научн.-  
техническая библиотека



На экспериментальной установке с перезарядной инжекцией /3/ было проведено исследование процесса накопления протонов на кольцевой дорожке с постоянным ведущим магнитным полем. Для осуществления индукционного режима в вакуумной камере между кольцевыми полюсами был установлен полый медный виток (рис.1), подключенный к импульсному генератору тока. Частицы накапливаются в полости витка, куда они вводятся по цилиндрическому каналу в его стенке. Сечение полости витка овальное с осями 4 см x 3 см, радиус средней орбиты в полости 42 см. Перезарядная система инжекции обеспечивала ввод непосредственно на среднюю орбиту пучка протонов диаметром  $\sim 0,5$  см с током до 400 мка при энергии 1 Мэв с энергетическим разбросом 0,1%. В период инжекции циркулирующие протоны теряют на ионизацию, диссоциацию и возбуждение газа в перезарядной струе до 200 эв энергии за оборот. Вихревое электрическое поле, возбуждаемое магнитным полем тока в витке и сосредоточенное между его концами, компенсирует эти энергетические потери. Генератор тока обеспечивает реактивное напряжение на витке до 200 в достаточно постоянным в течение 200 мксек. Чтобы магнитное поле тока по витку не проникало в его полость и не нарушало движения протонов, виток сделан достаточно толстостенным, а подвод тока осуществляется через лабиринт типа, описанного в /4/. Измерения магнитного поля в полости показали, что искажение орбиты протонов из-за указанного эффекта в рабочий период не превышает 1 мм. Для размещения лабиринта перезарядной водородной струи и контрольных устройств в витке предусмотрены 4 прямолинейные секции. Измеренное среднее давление водорода в полости витка в рабочем временном интервале составляет  $5 \cdot 10^5$  торр. Накопление протонов в полости витка проводилось в ведущем магнитном поле как с постоянным, так и с переменным градиентом. На рис. 2 представлена фотография одного кольцевого полюса для формирования магнитного поля со знакопеременным градиентом вместе с полым витком. Чтобы увеличить проводимость для ускоряющего магнитного поля вокруг витка, на полюсах были сделаны радиальные прорезы с шагом  $\sim 1$  см. Подпитка полого витка постоянным током позволяет корректировать частоты бетатронных колебаний, при этом нелинейные искажения поля достаточно малы. Наблюдение за пучком осуществлялось, в основном, методами, описанными в /3/.



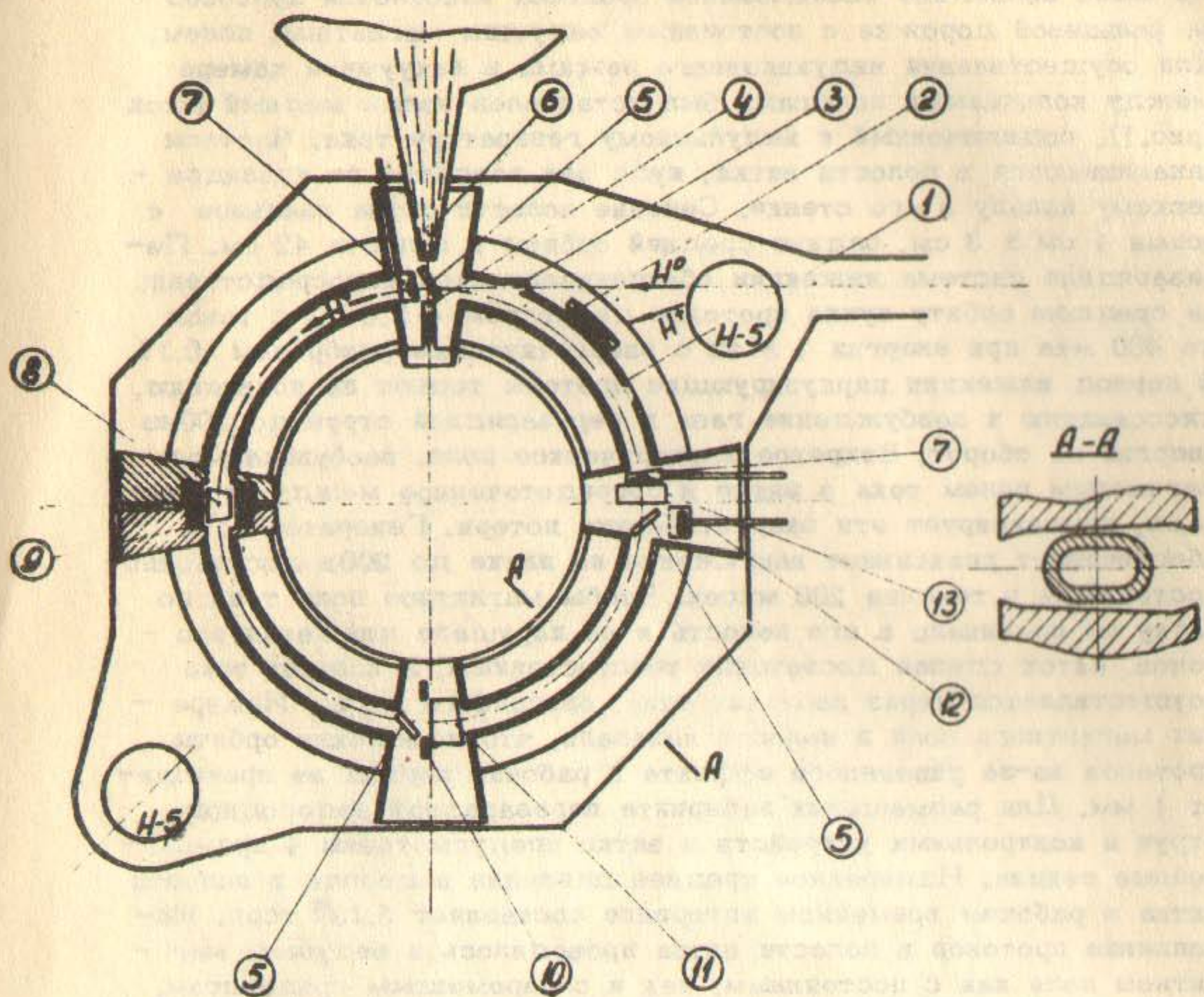


Рис.1. Схема накопительной камеры с ускоряющим витком.

1 - полый виток; 2 - контрольный пробник; 3 - канал для ввода пучка; 4 - сопло Лавалья; 5 - кварцевые экраны (движные); 6 - газоприёмный конус; 7 - цилиндры Фарадея; 8 - кольцевой индукционный электрод; 9 - лабиринт; 10 - радиальные пробники; 11 - электронный коллектор; 12 - ионный коллектор; 13 - индукционные электроды положения.

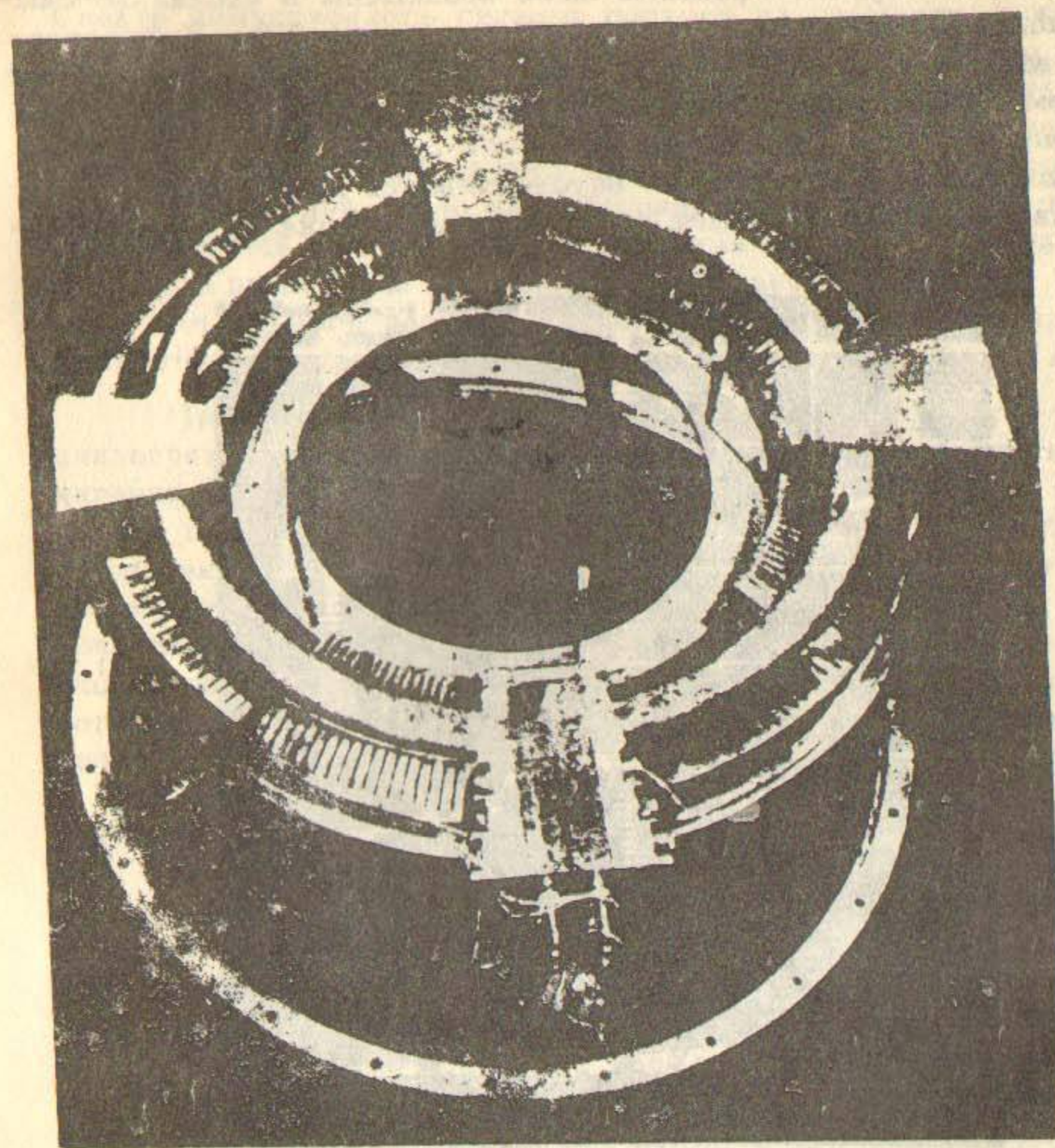


Рис.2. Полый виток на кольцевом полюсе.



Первые эксперименты по накоплению протонов перезарядным методом в бетатронном режиме были проведены в аксиально-симметричном магнитном поле с показателем спада 0,6. Количество накапливаемых протонов в квазибетатронном режиме определяется временем сворачивания пучка до внутренней стенки полости и при максимальном токе инжекции составляет  $5 \cdot 10^{10}$ . Уже в этом режиме наблюдалась продольная неустойчивость пучка. На рис.3 представлены осциллограммы циркулирующего тока (а) и огибаю-

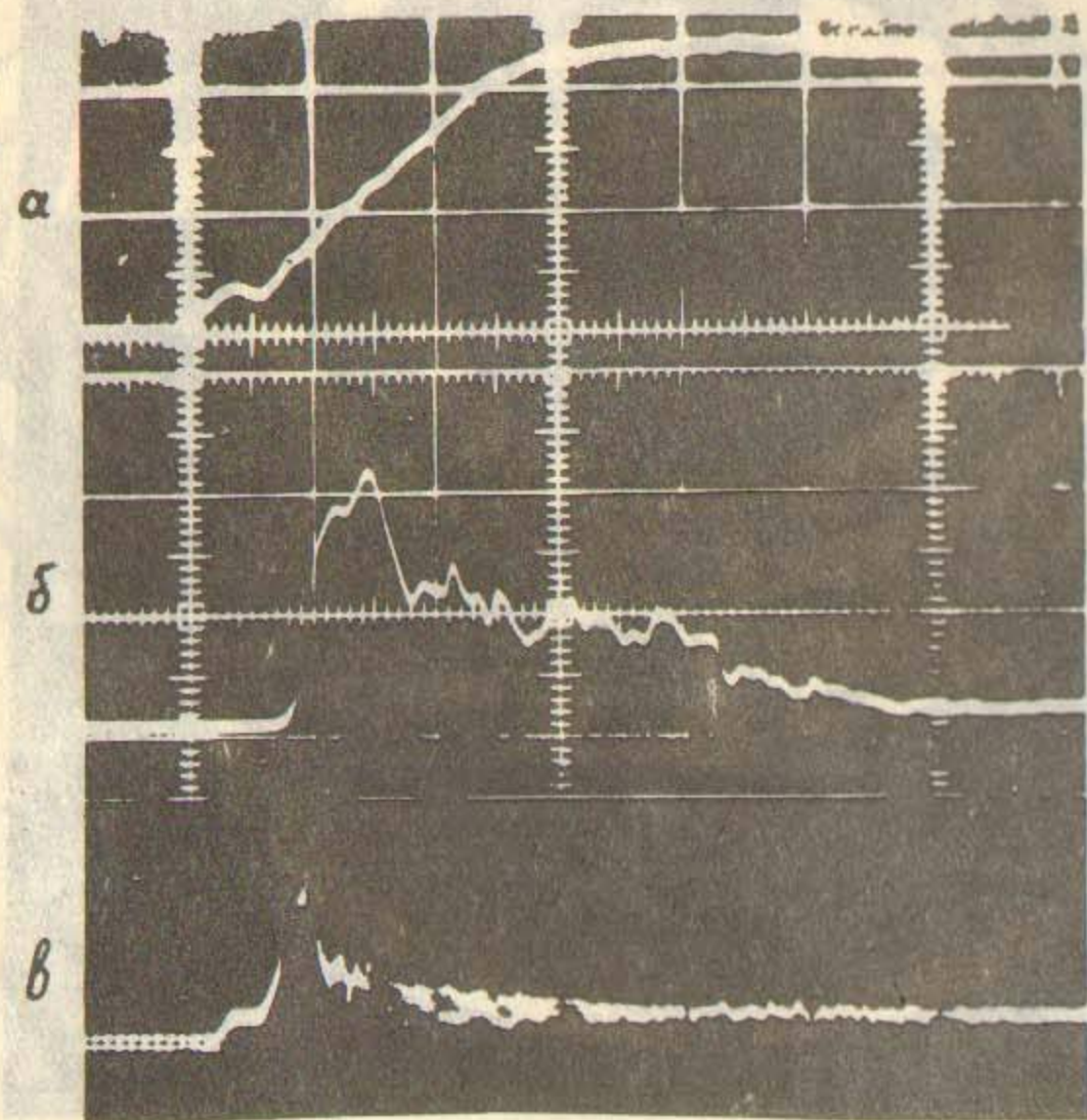


Рис.3. Осциллограммы накопления протонов в квазибетатронном режиме.  
а - накопленный ток; б - детектированный сигнал с кольцевого индукционного электрода; в - сигнал с наружного радиального пробника. По горизонтали 10 мксек/деление.

щей в.ч. сигнала с кольцевого индукционного электрода (б). Спектр индукционного сигнала состоит из гармоник, кратных частоте обращения. Неустойчивость возникает после превышения некоторого значения тока на дорожке в начале накопления, когда энергетический разброс в пучке еще мал, и очень быстро развивается до почти полной группировки пучка. При дальнейшем накоплении абсолютное число сгруппированных частиц существенно не увеличивается и через некоторое время падает до незаметной величины. Группировка частиц сопровождается некоторым увеличением радиального размера пучка, что обнаруживается при малой радиальной апертуре по сигналу на наружный пробник (в).

Процесс захвата в бетатронный режим иллюстрируется осциллограммами рис.4. При больших значениях тока инжекции (а) циркулирующий ток (б) растет нелинейно, наблюдаются растущие потери протонов на внутренний (в) и наружный (г) пробники. Коэффициент захвата протонов в начале накопления близок к единице, в конце накопления снижается в несколько раз. Быстрый спад тока на дорожке после накопления связан с уменьшением ускоряющего напряжения (ж). По детектированному сигналу с кольцевого индукционного электрода (д) видно, что продольная группировка, возникнув в самом начале накопления, распространяется в дальнейшем на значительную часть протонов, поступающих на дорожку в процессе накопления. Абсолютное число сгруппированных частиц по мере накопления увеличивается, пока коэффициент захвата близок к единице. Когда потери протонов становятся очень большими, рост числа сгруппированных частиц прекращается. Глубина модуляции линейной плотности протонов на участке линейного накопления близка к единице, в конце накопления составляет несколько десятых. В спектре продольной группировки максимальную амплитуду имеет 18-ая мода, за ней следует меньшая в несколько раз 10-ая и меньшая на порядок 2-ая мода. Имеется небольшой максимум в районе 50-ой моды. При числе инжектируемых протонов до  $3 \cdot 10^{11}$  из-за потерь вследствие продольной неустойчивости число захваченных частиц не превышает  $0,9 \cdot 10^{11}$ . Увеличение энергетического разброса в инжектируемом пучке задерживает появление продольной неустойчивости и ослабляет группировку частиц в дальнейшем, что иллюстрируется осциллограммой огибающей в.ч. сигнала с кольцевого индукционного электрода (е) на рис.4. При этом, однако, из-за увеличения амплитуд



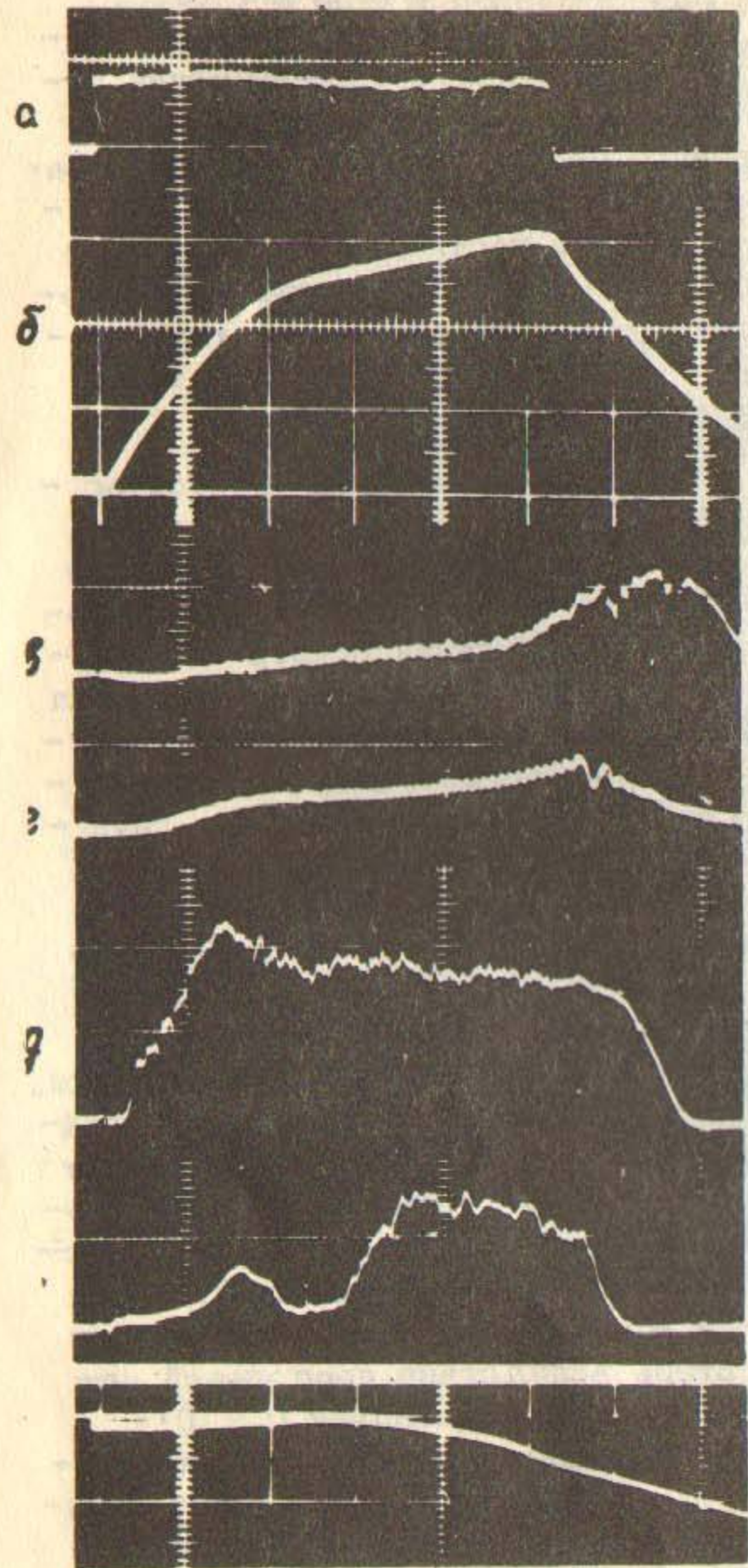


Рис.4.

Осциллограммы накопления протонов в бетатронном режиме.

а - ток инъекции;  
 б - ток на дорожке;  
 в - ток на внутренний пробник; г - ток на наружный пробник;  
 д - детектированный индукционный сигнал с кольцевого электрода;  
 е - то же при увеличенном энергетическом разбросе в инжектируемом пучке; ж - ускоряющее напряжение. По горизонтали 50 мксек/деление.

начальных бетатронных колебаний коэффициент захвата возрастает незначительно. Увеличение начального энергетического разброса до 2,5% позволило повысить число накапливаемых частиц только на 10%. Более эффективным оказалось создание энергетического разброса протонов непосредственно на накопительной дорожке за счёт рассогласования ускоряющего напряжения и энергетических потерь частиц. С этой целью применялось ускоряющее напряжение, пульсирующее в процессе накопления. Таким методом удалось увеличить число накапливаемых протонов до  $1,5 \cdot 10^{11}$ .

Были произведены измерения порога развития продольной неустойчивости в зависимости от разброса частиц по энергии. Энергетический разброс протонов измерялся непосредственно на дорожке по увеличению радиальной ширины пучка на 1-м обороте через половину длины волны радиальных бетатронных колебаний. В квазибетатронном режиме к начальному энергетическому разбросу (на 1-м обороте) прибавлялся прирост этого разброса к моменту развития неустойчивости за счёт потерь энергии в струе, который определялся по сжатию орбит. Результаты измерений представлены на рис.5.

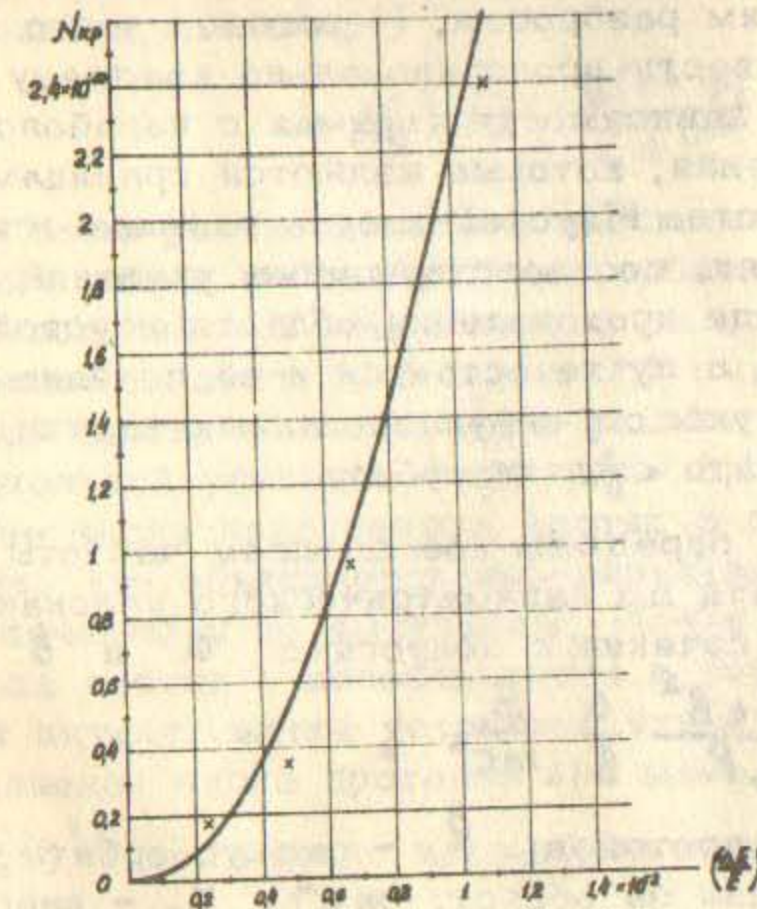


Рис.5.

Зависимость порогового числа протонов на дорожке от относительного энергетического разброса для неустойчивости из-за эффекта "отрицательной массы". Крестиками нанесены экспериментальные значения.



На этом же рисунке приведена расчётная зависимость порогового числа частиц на дорожке для продольной неустойчивости из-за эффекта "отрицательной массы". При расчёте энергетическое распределение протонов в пределах  $\pm \Delta E$  принято равномерным. Экспериментальная зависимость достаточно хорошо совпадает с расчётной в широком интервале. На основании этого можно утверждать, что продольная неустойчивость пучка возникает из-за эффекта "отрицательной массы". Этот вывод подтвердился позднее отсутствием продольной группировки пучка при накоплении в ведущем поле со знакопеременным градиентом. Преобладание 18-й моды в продольной группировке связано, вероятно, с наличием слабовыраженного собственного резонанса полого витка на частоте 93 мГц. Кроме того, этому способствует увеличение инкремента продольной неустойчивости с повышением номера моды. Динамика продольной группировки в квазибетатронном режиме объясняется следующим образом. В этом режиме энергетический разброс в циркулирующем пучке и ток на дорожке растут линейно со временем. Скорость прироста разброса определяется потерями энергии в струе, а скорость увеличения тока на орбите зависит от тока инжекции. Число накопленных частиц связано линейно с их энергетическим разбросом. Пороговое число частиц по продольной неустойчивости пропорционально квадрату энергетического разброса. Эти зависимости (прямая с параболой) могут иметь две точки пересечения, которые являются границами области продольной неустойчивости. Неустойчивость развивается между двумя моментами времени, соответствующими указанным точкам пересечения. Однако после прохождения области неустойчивости продольная группировка в пучке остается и её исчезновение в дальнейшем связано с уходом сгруппированных частиц на внутреннюю стенку в результате сжатия орбит.

Предельное число частиц, определяемое сдвигом частоты радиальных бетатронных колебаний до параметрического резонанса (для камеры эллиптического сечения с полуосями  $a$  и  $b$ ),

$$N_{\perp} = \pi \Delta v_z^2 \frac{a^2 + b^2}{z_0 R} \frac{a}{b} \frac{E}{mc^2},$$

где  $E$  - кинетическая энергия протонов;  $R$  - радиус орбиты;  $\nu$  - число бетатронных колебаний за оборот;  $mc^2$ ,  $z_0$  - энер-

гия покоя и классический радиус электрона. Пороговое число частиц по продольной неустойчивости из-за эффекта "отрицательной массы" /5/

$$N_{\parallel} = N_{\perp} \frac{2q(1-q)}{\Delta v_z^2} \left(\frac{\Delta z}{a}\right)^2,$$

где  $\Delta z = \frac{R}{2(1-q)} \frac{\Delta E}{E}$  - полуразброс радиуса орбит;  $q$  - показатель радиального спада магнитного поля. При высоком коэффициенте захвата  $\Delta z \leq a - x$ , где  $x$  - амплитуда радиальных бетатронных колебаний.

В наших экспериментах  $x \sim 1$  см, по этой причине  $N_{\parallel} < N_{\perp}$ . После возникновения продольной неустойчивости накопление частиц на дорожке продолжается с высокой эффективностью до тех пор, пока радиальный размер образовавшихся сгустков не увеличится до радиальной ширины камеры. При этом резко увеличиваются потери протонов и эффективность инжекции падает. Если в спектре продольной группировки преобладает одна мода, этот предел  $N_{\parallel}^*$  можно определить аналогично расчёту ограничения числа частиц в резонансном режиме собственным продольным полем /3/. При глубине модуляции тока на дорожке, близкой к единице,

$$N_{\parallel}^* = N_{\perp} \frac{q(1-q)}{2 \Delta v_z^2} \left(1 - \frac{x}{a}\right)^2.$$

Как было установлено при наблюдении за движением пучка, ось полого витка не совпадала с орбитой частиц в ведущем магнитном поле на  $\pm 3$  мм. Поэтому радиальный полуразмер рабочего сечения снизился с 2 см до 1,7 см. С учётом этого предельное число частиц по поперечной устойчивости  $N_{\perp} = 5.5 \cdot 10^{11}$  и по продольной устойчивости  $N_{\parallel} = 3 \cdot 10^{11}$ . Экспериментальное значение числа накопленных частиц в два раза ниже последнего предела. Это объясняется неравномерным распределением протонов по сечению и по импульсам. Из-за малого диаметра канала для ввода частиц в полость витка и несовершенства генератора тока для питания витка устранить указанные причины не удалось. Накопленное число протонов при малом энергетическом разбросе  $0,9 \cdot 10^{11}$  достаточно хорошо согласуется с расчётным значением  $N_{\parallel}^* = 0,75 \cdot 10^{11}$ .



В результате ионизации остаточного газа в протонном пучке рождается достаточно большое число медленных ионов и электронов. Энергия двух третей рождающихся электронов лежит в интервале от нуля до энергии ионизации, значительная доля электронов имеет достаточно высокую энергию до 2 кэв. Средняя энергия вторичных ионов достаточно мала, не превышает величину  $\sim 0,1$  эв. В магнитном поле электроны выходят из пучка только по вертикали вдоль силовых линий. Тяжелые ионы, ускоренные поперечным электрическим полем пучка, могут выходить и в радиальном направлении поперек магнитного поля. Для регистрации потока вторичных частиц из пучка вблизи его поверхности были установлены коллекторы, экранированные заземленными сетками. Электронный коллектор размещался под пучком. Подавая небольшой положительный потенциал на коллектор, можно было значительно уменьшить ионный поток на него, и без того более слабый по сравнению с электронным. Ионный коллектор размещался на внешнем радиусе дорожки. Полный пространственный заряд на дорожке и пропорциональный ему потенциал пучка регистрировался с помощью кольцевого электрода, охватывающего пучок. Потенциал пучка контролировался также по энергии выходящих из пучка вторичных ионов, которая определялась с помощью запирающего напряжения на ионном коллекторе.

Нами наблюдалась практически полная компенсация пространственного заряда циркулирующих протонов и вторичных ионов электронами в квазибетатронном режиме при рабочем вакууме, если число протонов на дорожке не превышало  $0,7 \cdot 10^{10}$ . В более интенсивном пучке без продольной группировки были обнаружены релаксационные колебания числа компенсирующих электронов, которые иллюстрируются осциллограммами на рис. 6. При постоянном протонном токе на дорожке (а), потенциал пучка, регистрируемый кольцевым электродом, (б) скачком за время  $\sim 1$  мксек возрастает, а затем более медленно за  $8 \div 10$  мксек снижается. Скачки потенциала индуцируются синхронно на всех электродах, сигналы с которых (г, д, ж) представлены в двухлучевых осциллограммах, как метки моментов этих скачков. При скачках потенциала выбрасываются электроны, регистрируемые коллектором под пучком (в). Во время релаксации компенсация пучка снижается до 30 - 60%, о чем свидетельствует поток ионов на наружный коллектор с соответствующим запирающим на-

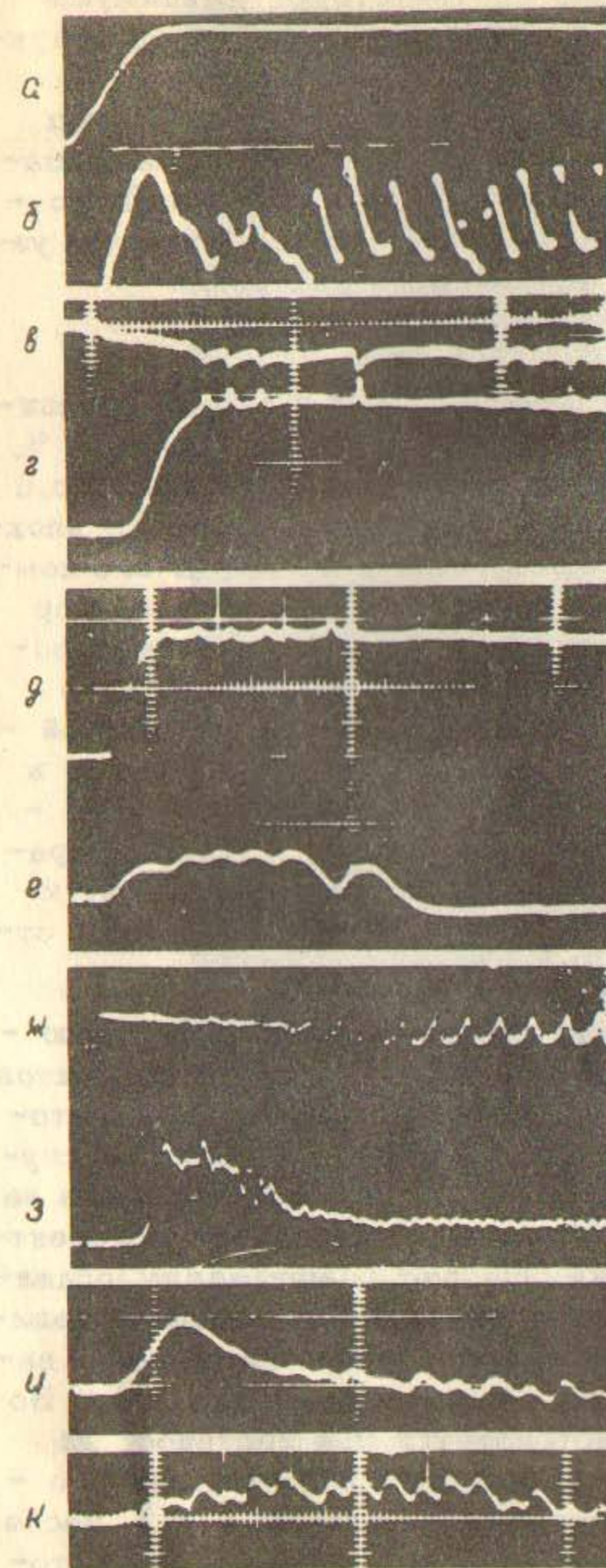


Рис. 6

Осциллограммы релаксационных колебаний плотности компенсирующих электронов. а - ток на дорожке; б - индукционный сигнал с кольцевого электрода (полоса пропускания 5 мгц); г, д, ж - привязочные индукционные сигналы раскомпенсации с других электродов; в - ток на электронный коллектор при отражающем потенциале 20 - 30 в; е - ток на ионный коллектор с запирающим напряжением 15 в; з - детектированный сигнал, регистрирующий продольную группировку пучка; и - ток на ионный коллектор с запирающим напряжением 30 в; к - тоже с энергетическим разбросом в инжектируемом пучке. По горизонтали 20 мксек/деление.



пряжением ( е ). Скачкам потенциала соответствуют максимумы ионного тока на коллектор ( г , е ). Просмотр сигналов с индукционных электродов положения пучка показал наличие в них во время скачков потенциала высокочастотной компоненты. Период релаксаций близок к расчётному времени компенсации и уменьшается с повышением давления остаточного газа. Описанная неустойчивость шнура вторичных частиц наблюдалась в достаточно узком диапазоне плотности протонов на дорожке на уровне  $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ .

Эта неустойчивость не наблюдается при продольной группировке пучка с глубиной модуляции линейной плотности более 1 %. Это иллюстрируется двухлучевой осциллограммой ( ж , з ) на рис. 6 ( з - протектированный индукционный сигнал с кольцевого электрода ). При значительной группировке протонного пучка его компенсация близка к нулю, что видно по току на ионный коллектор с запирающим напряжением, близким к потенциалу некомпенсированного пучка ( осциллограмма и ). Увеличение энергетического разброса в инжектируемом пучке исключает продольную неустойчивость и приводит к уменьшению потенциала пучка примерно в два раза. При этом наблюдаются скачки потенциала, что иллюстрируется осциллограммой тока на коллектор ( к ). Таким образом, при продольной группировке, если даже она не приводит к потерям протонов, компенсация пучка электронами практически отсутствует.

Дальнейшие эксперименты проводились после смены полюсов в магнитном поле с переменным градиентом ( число элементов периодичности 4, коэффициент уплотнения орбит  $\alpha = 0,7$ , частоты бетатронных колебаний  $\nu_z = 1,15$  и  $\nu_x = 0,76$  ). В этом случае сколько-нибудь значительной продольной группировки пучка не наблюдалось. Но была обнаружена сильная вертикальная когерентная неустойчивость протонного пучка. На рис. 7 приведены осциллограммы, иллюстрирующие развитие этой неустойчивости в квазибетатронном режиме. Через некоторое время после накопления наблюдается сильное падение протонного тока на дорожке ( а ). Во время спада тока на дорожке регистрируется ток протонов на пробник, расположенный над или под пучком ( б ). Потери протонов по радиусу, измеряемые внутренним пробником ( в ), после накопления примерно пропорциональны току на дорожке. Спад тока на дорожке приводит к соответствующему уменьшению тока

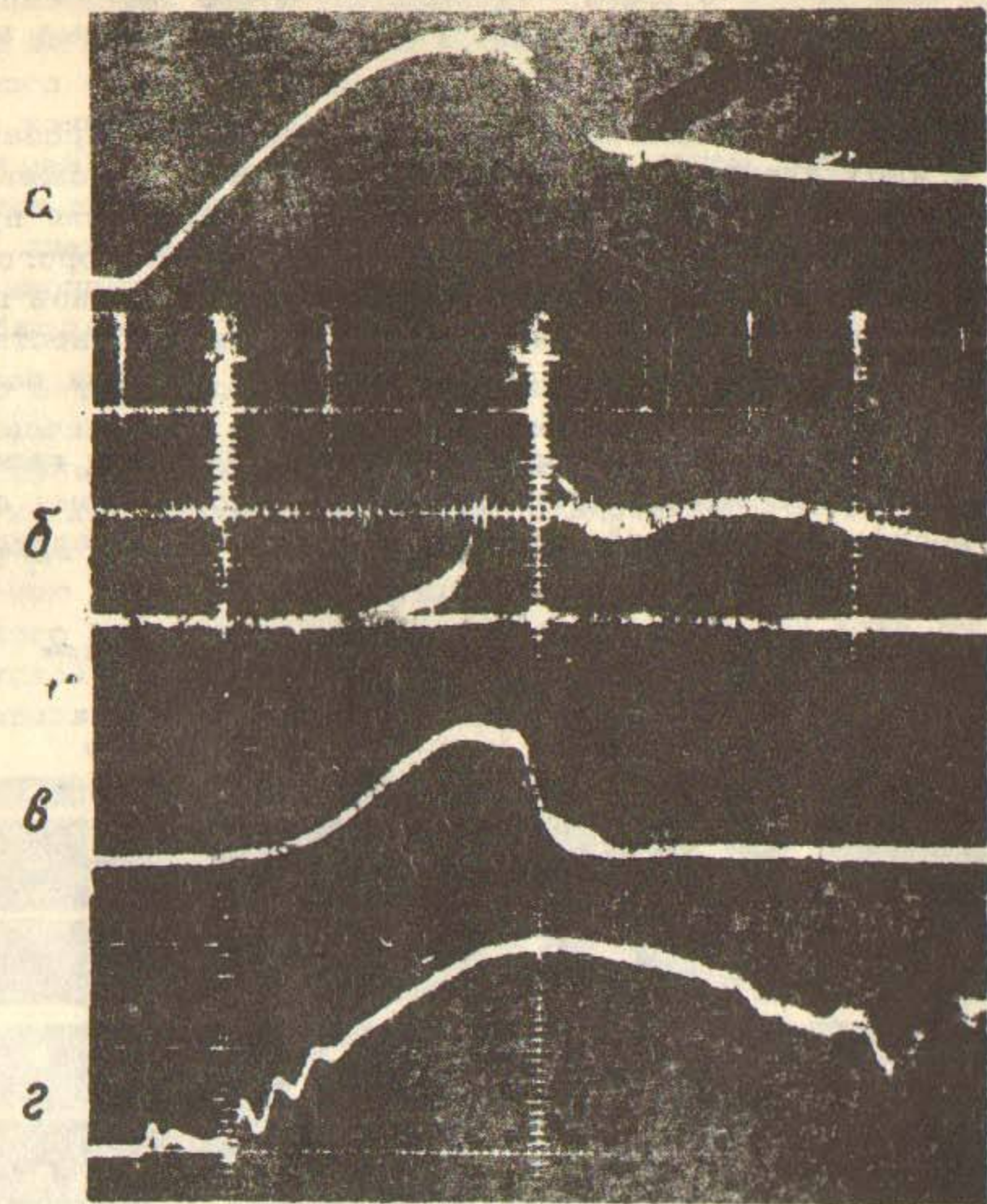


Рис. 7. Осциллограммы раскочки когерентных вертикальных бетатронных колебаний в квазибетатронном режиме, а - ток на дорожке; б - ток на пробник над пучком; в - ток на внутренний пробник; г - детектированный разностный сигнал с электродов вертикального положения. По горизонтали 20 мксек/деление.



на внутренний пробник. Индукционные электроды положения центра тяжести пучка регистрируют интенсивные когерентные вертикальные колебания пучка.

На рис.7 г представлена осциллограмма детектированного сигнала с индукционных электродов вертикального положения. Как следует из этой осциллограммы, вертикальные колебания пучка начинаются после увеличения тока на дорожке до некоторого порогового значения и далее усиливаются до сброса протонов по вертикали. При рабочем вакууме пороговое значение плотности протонов  $3 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{см}^3}$ . Пороговый ток на дорожке и время развития неустойчивости уменьшаются при увеличении плотности газа на дорожке. Эти зависимости представлены на рис.8. Время от начала когерентных колебаний до выброса протонов по вертикали

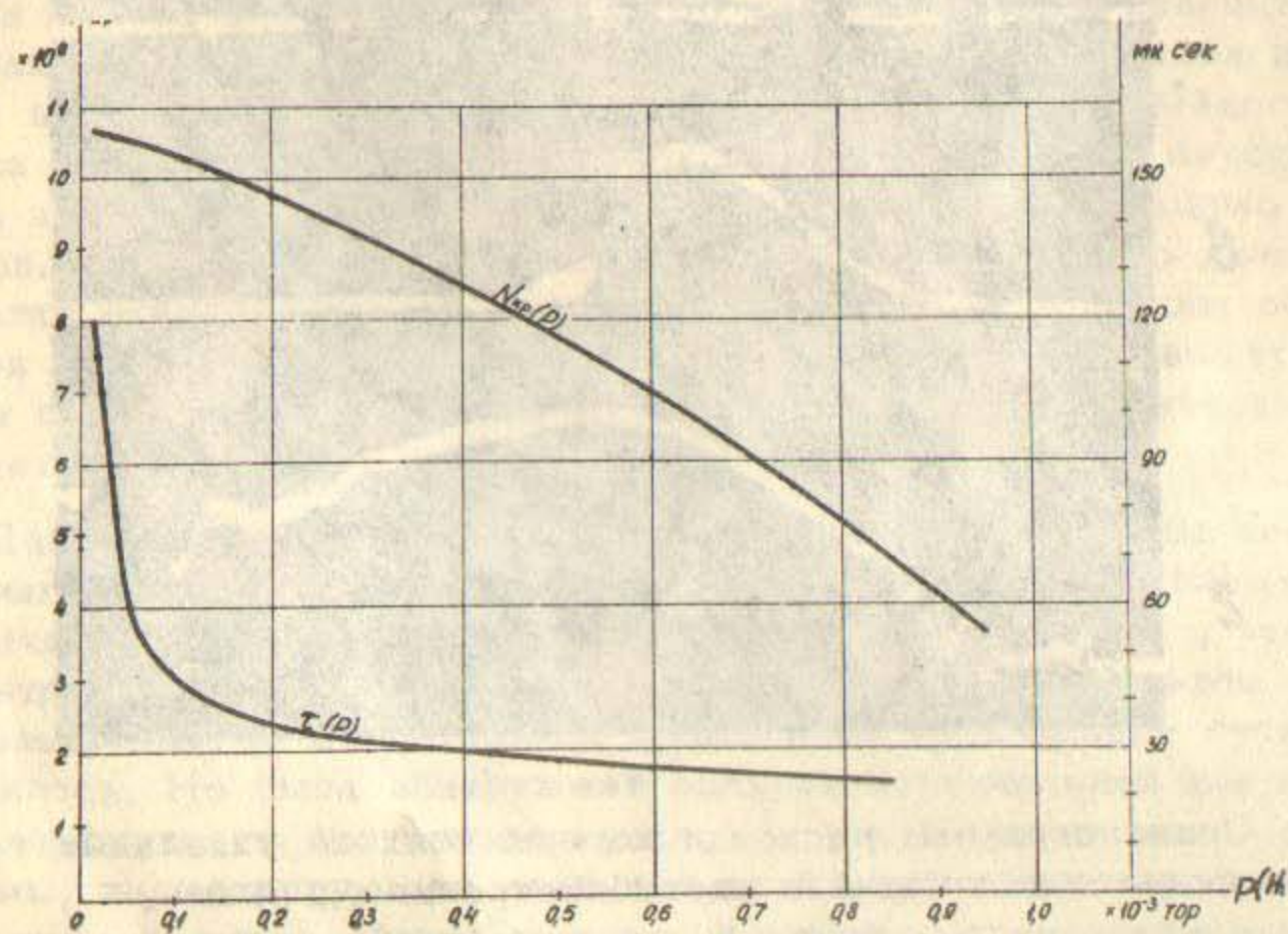


Рис.8. Влияние давления водорода на пороговое число протонов на дорожке и время от начала когерентных колебаний до выброса протонов по вертикали.

уменьшалось так же с увеличением скорости накопления протонов. До начала вертикальных когерентных колебаний компенсация протонного пучка электронами близка к 100%. Во время неустойчивости концентрация электронов снижается до величины, не превосходящей 5 - 10%. При относительно малом токе инжекции, когда ток циркулирующих протонов незначительно превышает пороговое значение описанной выше неустойчивости, имеют место релаксационные колебания плотности вторичных частиц, аналогичные наблюдаемым в аксиально-симметричном магнитном поле.

В бетатронном режиме вертикальные когерентные колебания пучка развиваются аналогичным образом. В этом режиме наблюдались пульсации тока циркулирующих протонов (рис.9а) с соответствующим выбросом протонов по вертикали (рис.9б). В данном случае потери протонов с дорожки приводят к значительному ослаблению вертикальной неустойчивости, что создает условия для повторного накопления частиц. Из-за ограничения тока вертикальной неустойчивостью в поле со знакопеременным градиентом удалось накопить только  $5,5 \cdot 10^{10}$  протонов.

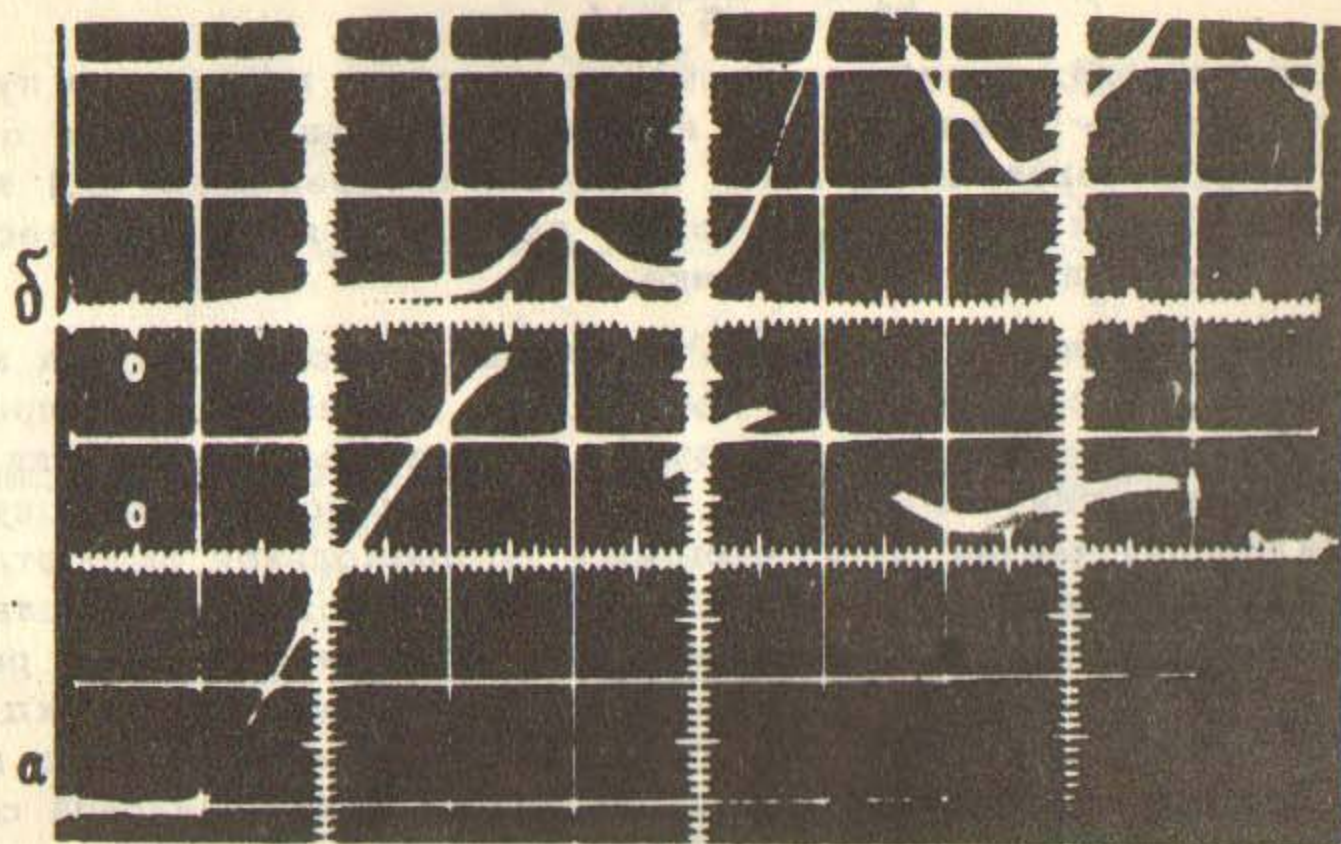


Рис.9. Ток на дорожке (а) и ток на пробник над пучком (б). По горизонтали 20 мксек/деление.

14  
246/69

УСТАВ СО АН СССР  
Гос. вузов. научн.  
техническая библиотека



Описанные закономерности в развитии поперечной неустойчивости пучка позволяют сделать заключение, что её возникновение связано с взаимодействием пучка циркулирующих протонов со вторичными заряженными частицами, образующимися в результате ионизации остаточного газа. В области движения пучка имеет место поток ионов на стенки камеры с равновесной плотностью

$$n_i \sim n_0 \sigma \langle n \rangle v \left\langle \frac{S}{L v_i} \right\rangle,$$

где  $n$ ,  $v$  - плотность и скорость протонов в пучке;  $n_0$  - плотность атомов остаточного газа;  $v_i$  - поперечная скорость ионов;  $S, L$  - сечение пучка и его периметр;  $\sigma$  - сечение ионизации.

$$\tau_i \sim \left\langle \frac{S}{L v_i} \right\rangle.$$

Скорость  $v_i$  определяется, в основном, потенциалом пучка и зависит от рода газа. Равновесная плотность электронов  $n_e$  определяется в устойчивом состоянии концентрацией положительных частиц и устанавливается за время

$$\tau_e \sim \frac{n_e}{n_0 \sigma n v}.$$

В наших условиях расчётное время компенсации протонного пучка электронами  $\sim 10$  мксек. При полной компенсации энергия основной массы ионов, выходящих из пучка, не превышает 0,1 эв. При этом концентрация ионов может достигать несколько десятых от плотности протонов в пучке.

Вертикальные когерентные колебания протонного пучка могут возбуждаться вследствие поперечного взаимодействия протонного пучка с электронным шнуром (в радиальном направлении электроны замагничены). Вдоль двух взаимодействующих шнуров из заряженных частиц, различающихся по продольной скорости, могут распространяться самовозбуждающиеся поперечные волны. Механизм этой двух пучковой неустойчивости легко понять, рассматривая поведение шнуров в системе координат, сопровождающей поперечную волну (см. рис. 10). Если поперечные волны в первом и втором шнуре находятся в резонансе, то при фазовой скорости промежуточной между скоростями шнуров, поперечное притяжение между шнурами на подавляющей части длины вызывает взаимное усиление или ослабление поперечных колебаний в зависимости от разности их фаз (а, б). При этом изменение энергии поперечных колебаний компенсируется действием продольной компо-

ненты сил притяжения. Если фазовая скорость резонансных волн больше или меньше скоростей обоих шнуров, то при любой разности фаз взаимная раскачка поперечных колебаний отсутствует (г). Замкнутость взаимодействующих шнуров на кольцевой дорожке приводит к дискретному спектру саморазвивающихся волн с волновыми числами, кратными обратному среднему радиусу дорожки. В случае взаимодействия протонного пучка со шнуром ком-

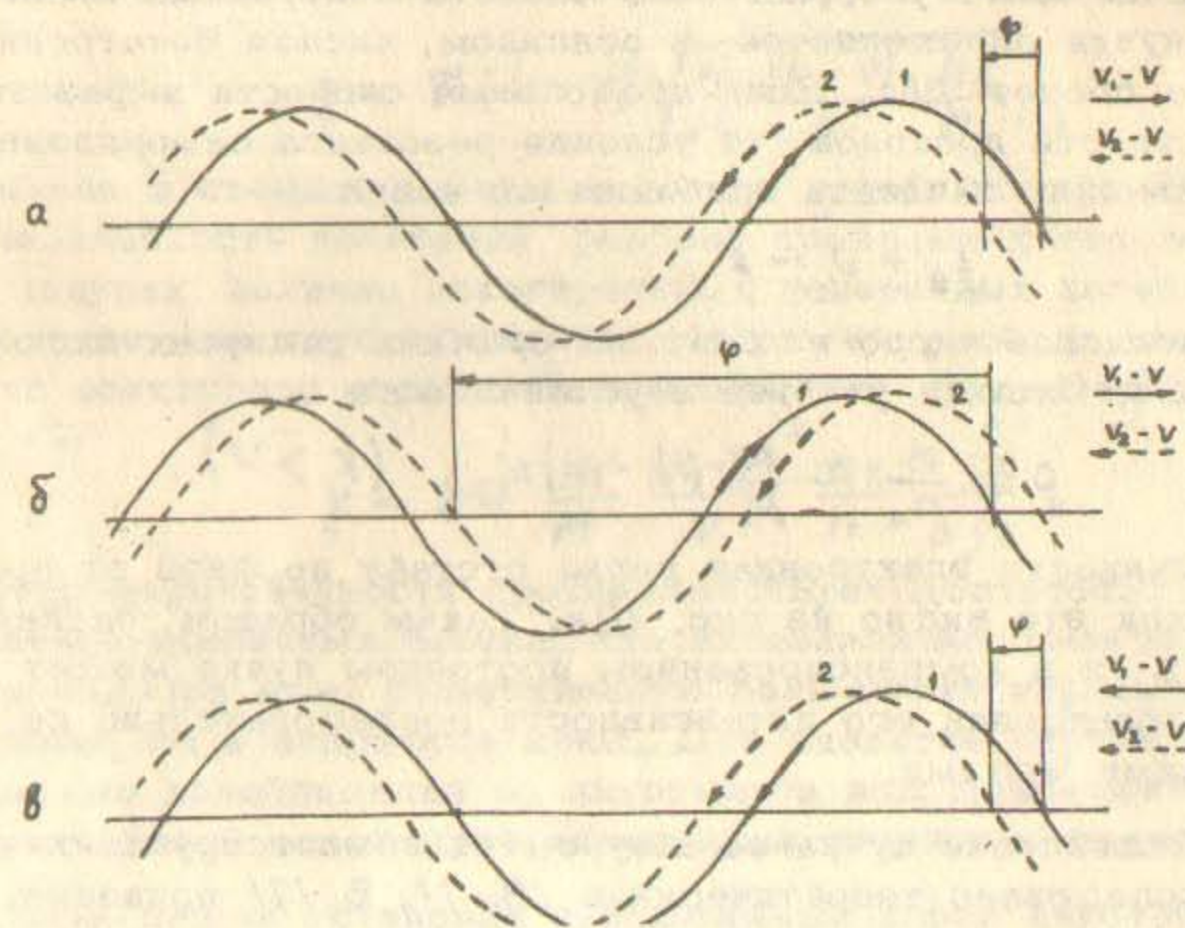


Рис. 10. Влияние притяжения между двумя шнурами на развитие поперечной волны.

1 - шнур положительно заряженных частиц; 2 - шнур отрицательно заряженных частиц;  $V$  - фазовая скорость волны;  $V_1$  и  $V_2$  - продольные скорости шнуров.

- а)  $V_2 < V < V_1$ ,  $\varphi = 0 \div \pi$  - взаимная раскачка;
- б)  $V_2 < V < V_1$ ,  $\varphi = \pi \div 2\pi$  - взаимное демпфирование;
- в)  $V_2 < V > V_1$ ,  $\varphi = 0 \div \pi$  - первый шнур демпфируется, второй раскачивается.



пенсирующих его электронов, частота поперечных колебаний электронного шнура определяется, в основном, частотой колебаний электронов в неподвижном протонном шнуре, которая в единицах частоты обращения  $\omega_0$  равна  $f_e = \frac{M}{m} \rho$ , где  $M, m$  — массы протонов и электронов,  $\rho$  — плотность протонов в единицах  $n_* = \frac{M \omega_0^2}{2\pi e^2}$ . Плотности  $n_*$  соответствует сдвиг частоты некогерентных поперечных колебаний протонов собственным полем пучка на частоту обращения. Частота поперечных колебаний протонного пучка определяется, в основном, числом бетатронных колебаний за оборот  $\nu$ . Если продольные скорости выразить в единицах скорости протонов, то условие резонанса саморазвивающихся волн можно записать приближенно в виде:

$$f_e + \nu \sim k,$$

где  $k$  — волновое число в обратных средних радиусах дорожки (номер моды). Отсюда условие неустойчивости

$$\rho = \frac{n}{n_*} \sim \frac{m}{M} (k - \nu); \quad (k > \nu).$$

При неустойчивости электронная волна отстаёт по фазе от протонной волны, как это видно из рис. 10а. Таким образом, раскачка поперечных волн в компенсированном протонном пучке может возникать при повышении его интенсивности последовательно со всё более высокими модами.

Взаимодействие пучка со шнуром из компенсирующих частиц было исследовано теоретически в [6, 7]. В [7] показано, что применительно к компенсации протонов электронами первые полосы неустойчивости по отношению к возбуждению поперечных волн по интенсивности лежат в границах

$$\rho \approx \frac{2m}{M} (k - \nu)^2 \left[ 1 \pm 2 \sqrt{\frac{m}{M} \frac{(k - \nu)}{\nu} \frac{n_e}{n}} \right].$$

Первые полосы неустойчивости, соответствующие низшим модам ( $k \sim \nu$ ), имеют достаточно малую ширину; с увеличением номера моды полосы расширяются вплоть до перекрытия. Плотность протонов, соответствующая началу перекрытия полос неустойчивости

$$\rho \approx \left( \frac{\nu^2}{2} \frac{m}{M} \frac{n^2}{n_e^2} \right)^{1/3}.$$

Соответствующая этому пределу мода

$$k = \left( \frac{\nu}{4} \frac{M}{m} \frac{n}{n_e} \right)^{1/3}.$$

В центре полос неустойчивости амплитуда электронной волны в  $\frac{M}{m} \frac{\nu^2}{k^2}$  раз больше амплитуды протонной волны, инкремент неустойчивости для идеальных шнуров в обратных оборотах [7]

$$\gamma \sim \pi (k - \nu) \sqrt{\frac{m}{M} \frac{(k - \nu)}{\nu} \frac{n_e}{n}}.$$

Отражение в стенках камеры и потери колеблющихся частиц на них, нелинейность колебаний, разброс продольных скоростей частиц в шнурах, наличие некогерентных поперечных колебаний, снижают инкремент неустойчивости. Например, разброс частоты колебаний электронов ограничивает инкремент неустойчивости величиной [7]

$$\gamma \sim 2\pi^2 \frac{m}{M} \frac{(k - \nu)^2}{\nu} \frac{n_e}{n} \frac{f_e}{\Delta f_e}.$$

Развитию неустойчивости противодействует достаточно быстрое обновление вторичных частиц, что эквивалентно демпфированию колебаний. При этом существенную роль могут играть не только электроны, но и вторичные ионы. Для развития неустойчивости необходимо преобладание её инкремента над декрементом затухания колебаний вследствие обновления вторичных частиц.

Для нашей установки наблюдаемый порог неустойчивости по плотности протонов  $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$  ( $\rho = 3 \cdot 10^{-3}$ ) соответствует с хорошей точностью полосе неустойчивости по отношению к возбуждению вертикальной по направлению колебаний волны с модой  $k = 3$ . При прохождении первых полос неустойчивости с модами  $k = 1$  и  $k = 2$  неустойчивость не проявляется, как мы полагаем, из-за малых значений инкремента ( $\frac{1}{100}$  и  $\frac{1}{10}$  оборот

ответственно для идеального компенсированного пучка). В полностью компенсированном пучке время жизни электронов порядка времени компенсации и составляет  $\sim 40$  периодов обращения, время ухода ионов в несколько раз меньше. Учитывая, что расчетное время развития неустойчивости со 2-ой модой в 10 оборотов является заниженным, демпфирование неустойчивости не только с 1-ой, но и со 2-ой модой за счёт обновления вторичных частиц кажется вполне правдоподобным.



Неустойчивостью компенсированного пучка по отношению к возбуждению поперечных волн достаточно хорошо объясняется декомпенсация протонного пучка, наблюдаемая в аксиально-симметричном поле. Плотность протонов при возникновении декомпенсации очень близка к расчетной в центре полосы неустойчивости с модой  $k = 3$ . Полоса декомпенсации по интенсивности очень узкая, её ширина близка к расчетной. Время декомпенсации  $\sim 1$  мксек порядка времени развития неустойчивости с модой  $k = 3$ . Затухание колебаний после выброса значительной части электронов объясняется падением инкремента ниже порогового значения. Последующее накопление электронов в пучке снова приводит к неустойчивости, в результате чего часть электронов снова выбрасывается. Таким образом, при достаточно постоянной интенсивности протонного пучка происходят релаксационные колебания плотности электронов с периодом, близким к времени компенсации. Из-за малой длительности неустойчивого состояния и большого преобладания амплитуды колебаний электронного шнура когерентные вертикальные колебания протонного пучка развиваются до небольшой величины, потери протонов отсутствуют.

При появлении азимутальных неоднородностей плотности в протонном пучке, плотность электронов падает до очень малой величины, что наряду с увеличением разброса частот колебаний электронов приводит к сильному снижению инкремента неустойчивости. Время обновления электронов сильно сокращается. В результате неустойчивость не возникает. Поскольку, при накоплении интенсивного протонного пучка в аксиально-симметричном поле всегда имела место его продольная группировка, вертикальные когерентные колебания при больших плотностях протонов при прохождении последующих полос неустойчивости не могли развиваться.

Практически полная декомпенсация пучка при его группировке связана, вероятно, с параметрической резонансой раскачкой некогерентных вертикальных колебаний электронов в поле протонного пучка. Резонансная плотность протонов для параметрических резонансов колебаний электронов

$$\rho \sim \frac{m}{2M} l^2 p^2,$$

где  $l$  - номер моды продольной группировки,  $p$  - порядок резонанса. Нижнее резонансное значение  $n \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

При накоплении протонов в поле со знакопеременным градиентом сначала возбуждаются аналогичным образом вертикальные когерентные колебания 3-ей моды, которые приводят к значительному уменьшению концентрации электронов и соответствующему падению инкремента неустойчивости. При дальнейшем накоплении пучок протонов проходит через последующие полосы неустойчивости, ширина которых, соответствующие инкременты и относительные амплитуды протонной волны возрастают. Так как продольная группировка пучка в этом случае отсутствует, концентрация электронов в пучке остается достаточно высокой и когерентные колебания могут развиваться при прохождении последующих полос неустойчивости до значительной амплитуды. Максимальной плотности протонов, перед началом их выброса по вертикали  $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ , соответствуют уже достаточно широкие области неустойчивости с 5-ой и 6-ой модами. Наличие ряда пульсаций на фронте огибающей сигнала, индуцируемого вертикальными когерентными колебаниями пучка (рис. 7 г), согласуется с представлением о последовательном прохождении полос неустойчивости. Скоростное осциллографирование сигналов с индукционных электродов положения перед сбросом протонов по вертикали показывает, что в основном преобладают 5 и 6 моды колебаний пучка. Прохождение полос неустойчивости без значительного затухания колебаний можно объяснить как достаточно быстрым накоплением протонов, так и расширением полос неустойчивости вследствие некоторого разброса частот колебаний электронов из-за нелинейности вертикального электрического поля протонного пучка.

Уменьшение времени развития неустойчивости с увеличением плотности остаточного газа можно объяснить повышением плотности электронов, от которой зависят инкременты. Уменьшение порога неустойчивости с повышением давления остаточного газа связано с влиянием шнура медленных ионов на развитие неустойчивости. Если учесть только влияние пространственного заряда ионов на колебания электронов, то дисперсионное уравнение будет иметь вид

$$\frac{\rho \frac{n_e}{n}}{(k-f)^2 - v^2} + \frac{\rho \frac{M}{m}}{f^2 - \rho \frac{M n_i}{m n}} = 1.$$

Из решения этого уравнения следует, что при  $n_i \ll n$  центры полос неустойчивости лежат на уровнях



$$\rho \sim \frac{m}{M} \left( \frac{k-v}{1 + \frac{n_i}{2ne}} \right)^2$$

Отсюда видно, что с повышением концентрации положительных ионов область неустойчивости смещается вниз. При повышении давления остаточного газа плотность ионов увеличивается.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Будкеру Г.И. за постановку работы, постоянный интерес к ней и обсуждения, Чирикову Б.В. за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. N. Christofilos, Патент США, 2 894 456, (сл. 150-27), 1953.
2. Г.И.Будкер, „Proc. V. Internat. Conf. on high energy accelerators. Frascati, 1965“, p. 402, Roma, 1966.
3. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.Э., 22, 348-356 (1967).
4. Е.А.Абрамян, Л.Н.Бондаренко, В.И.Волосов, А.А.Наумов, Б.В.Чириков, ПТЭ, 1965, № 1, 178-181.
5. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев, А.Э., 7, 549-550 (1959).
6. Г.И.Будкер, А.Э., 1, № 5, 9-19 (1956).
7. Б.В.Чириков, А.Э., 19, 239-244 (1965).

---

Ответственный за выпуск **Соколов**  
 Подписано к печати 10.3.69  
 Усл. 2,1 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.  
 Заказ № 289

---

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, мв.