

26

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Г.И. Димов, В.Е. Чуприянов

ПОЛУЧЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО  
ПРОТОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЬНОМ  
КОЛЬЦЕ С ТОКОМ, ПРЕВЫШАЮЩИМ  
ПРЕДЕЛ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ  
ЗАРЯДУ

ПРЕПРИНТ 82 - 33



Г.И.Димов, В.Е.Чуприянов

ПОЛУЧЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ПРОТОННОГО  
ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ С ТОКОМ,  
ПРЕВЫШАЮЩИМ ПРЕДЕЛ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ  
ЗАРЯДУ

Аннотация

Приводятся результаты экспериментов по накоплению перезарядным методом интенсивных протонных пучков в ускорительном кольце. За счет компенсации пространственного заряда протонов удалось получить протонный пучок в кольце с током, на порядок превышающим предел по пространственному заряду. Найден и изучены условия стабилизации двухпучковой неустойчивости, являющейся основным препятствием для получения интенсивного компенсированного протонного пучка.

Исследовано образование вторичной плазмы в области пучка вследствие ионизации остаточного газа на дорожке ускорителя быстрыми протонами и вторичными электронами.

Разработан и исследован метод создания плазмы на дорожке ускорителя путем ионизации остаточного газа потоком электронов, движущихся вдоль ведущего магнитного поля.

Исследовано накопление протонов в зависимости от плотности генерируемой ионизаторами плазмы на дорожке ускорителя.

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные возможности физики высоких энергий в настоящее время во многом определяются достижениями в области совершенствования ускорителей заряженных частиц. Одной из основных задач ускорительной техники является повышение интенсивности пучков заряженных частиц.

За последние 15-20 лет в повышении интенсивности пучков, получаемых в кольцевых ускорителях, достигнуты значительные успехи. Исследования основные неустойчивости пучков заряженных частиц в ускорителях и накопителях. Найдены эффективные методы подавления когерентных колебаний ускоряемых частиц. Все более широкое применение находит разработанный в ИЯФ СО АН СССР метод перезарядной инъекции протонов в ускорители /I-4/, позволяющий многократно увеличивать фазовую плотность пучка в кольцевом ускорителе по сравнению с фазовой плотностью частиц в инжектируемом пучке. Разработаны сильноточные источники положительных и отрицательных ионов. Все это привело к тому, что основным фактором, ограничивающим интенсивность пучков в циклических ускорителях, становится дефокусировка ускоряемых частиц собственными электромагнитными полями.

Эффекты объемного заряда ускоряемых частиц весьма разнообразны, однако наиболее серьезное ограничение на интенсивность пучков накладывается некогерентным сдвигом частот бетатронных колебаний. В настоящее время единственным путем повышения числа ускоренных в одном цикле частиц, является повышение энергии инъекции. Практическая реализация этого метода выливается, как правило, в сооружение промежуточного кольцевого ускорителя - бустера. Такими кольцевыми инжекторами в настоящее время оснащаются большинство крупных ускорительных комплексов. Однако для промежуточного кольцевого ускорителя проблема интенсивности становится еще более актуальной. Ввиду ограничения на число ускоренных в одном цикле частиц, обусловленного их пространственным зарядом, проектировщики бустеров вынуждены идти на значительные усложнения установок (переход к большому числу ускорительных дорожек, многократная инъекция) и на увеличение их размеров.

Как впервые было отмечено Г.И.Будкером /5/, в индукционных кольцевых ускорителях положительных ионов имеется принципиальная

возможность неограниченно увеличивать число ускоряемых частиц за счет компенсации их пространственного заряда электронами. При осуществлении такой компенсации снимается ограничение на интенсивность пучка, связанное со сдвигом бетатронных частот некогерентных колебаний протонов. Неустойчивость пучка, связанная со сдвигом когерентных частот, лежит значительно выше по интенсивности и, в принципе, поддается применению, например, систем обратной связи.

Представляется возможным осуществить индукционное ускорение такого компенсированного пучка до энергии 500–1000 МэВ. Компактный бетатрон на такую энергию с неограниченной пространственным зарядом интенсивностью пучка мог бы успешно конкурировать с существующими и проектируемыми бустерами протонных ускорительных комплексов. Интенсивные протонные пучки средних энергий могут широко использоваться в нейтронной физике для получения мощных импульсов нейтронов. Не исключено также создание индукционных ускорителей и на высокие энергии по схеме многократного использования магнитных потоков, впервые предложенной Кристофилосом /6/.

В ИЯФ СО АН СССР были проведены исследования компенсации пространственного заряда протонного пучка электронами, образующимися в результате ионизации остаточного газа циркулирующими протонами. В первых экспериментах на слабофокусирующем ускорителе с коэффициентом пространственного уплотнения орбит  $\alpha > 1$  было обнаружено, что даже небольшая продольная модуляция плотности протонов из-за их неустойчивости приводит к выбросу электронов из области пучка /7/. Поэтому в ускорителях с компенсацией пространственного заряда положительных ионов электронами коэффициент пространственного уплотнения орбит должен быть меньше единицы ( $\partial\omega/\partial E > 0$  где  $\omega$  и  $E$  – частота обращения и энергия ускоряемых частиц). Развивающаяся в противном случае продольная неустойчивость, связанная с эффектом "отрицательной массы" /8,9/, приводит к практически полной декомпенсации пучка.

Однако основной проблемой, вставшей на пути получения интенсивного компенсированного протонного пучка, является устойчивость движения протонов в компенсирующей среде. Взаимодействие циркулирующего пучка со шнуром из компенсирующих частиц было исследовано теоретически в работах /10–12/. Было показано, что в такой системе должна развиваться поперечная неустойчивость

типа "змейки". Эта неустойчивость была экспериментально обнаружена и исследована нами /7,13–15/, а несколько позже в ЦЕРНе /16,18/ и в Беркли /17/. Она и оказалась главным препятствием на пути повышения тока компенсированного протонного пучка.

### § I. Описание экспериментальной установки

Эксперименты по изучению возможности накопления интенсивного компенсированного протонного пучка проводились на кольцевом накопителе типа "рейстрек" (см.рис.1) со слабой фокусировкой и четырьмя прямолинейными промежутками, длина которых в 2,5 раза превышает радиус кривизны орбиты в поворотных магнитах. Соотношение между длиной прямолинейных и криволинейных участков орбиты пучка выбиралось с учетом того, чтобы коэффициент пространственного уплотнения орбит был меньше единицы. По сравнению с жесткофокусирующей магнитной системой, в которой в докритической области энергий также выполняется условие устойчивости по отношению к продольной группировке из-за отмеченного во введении эффекта "отрицательной массы" выбранная схема технологически значительно проще, а наличие длинных прямолинейных промежутков позволяет разместить значительное количество контрольных и управляющих устройств.

Основные параметры накопителя приведены в таблице I.

Таблица I

1. Энергия протонов	1 МэВ
2. Напряженность поля в поворотных магнитах	3500 Гс
3. Показатель спада магнитного поля	0,2+0,7
4. Радиус поворота в магнитах	42 см
5. Длина прямолинейных участков орбиты	106 см
6. Апертура вакуумных камер в поворотных магнитах $\Delta r \times \Delta z$	6x4 см
7. Частота обращения протонов в накопителе $f_0$	1,86 МГц
8. Длительность импульса инжекции	до 300 мксек
9. Частота следования импульсов инжекции	0,2; 0,1 Гц
10. Ток инжекции	до 8 мА.

Инжекция протонов в накопитель осуществлялась перезарядным методом.

Магнитная система накопителя представляла собой четыре идентичных постоянных С-образных электромагнита с показателем

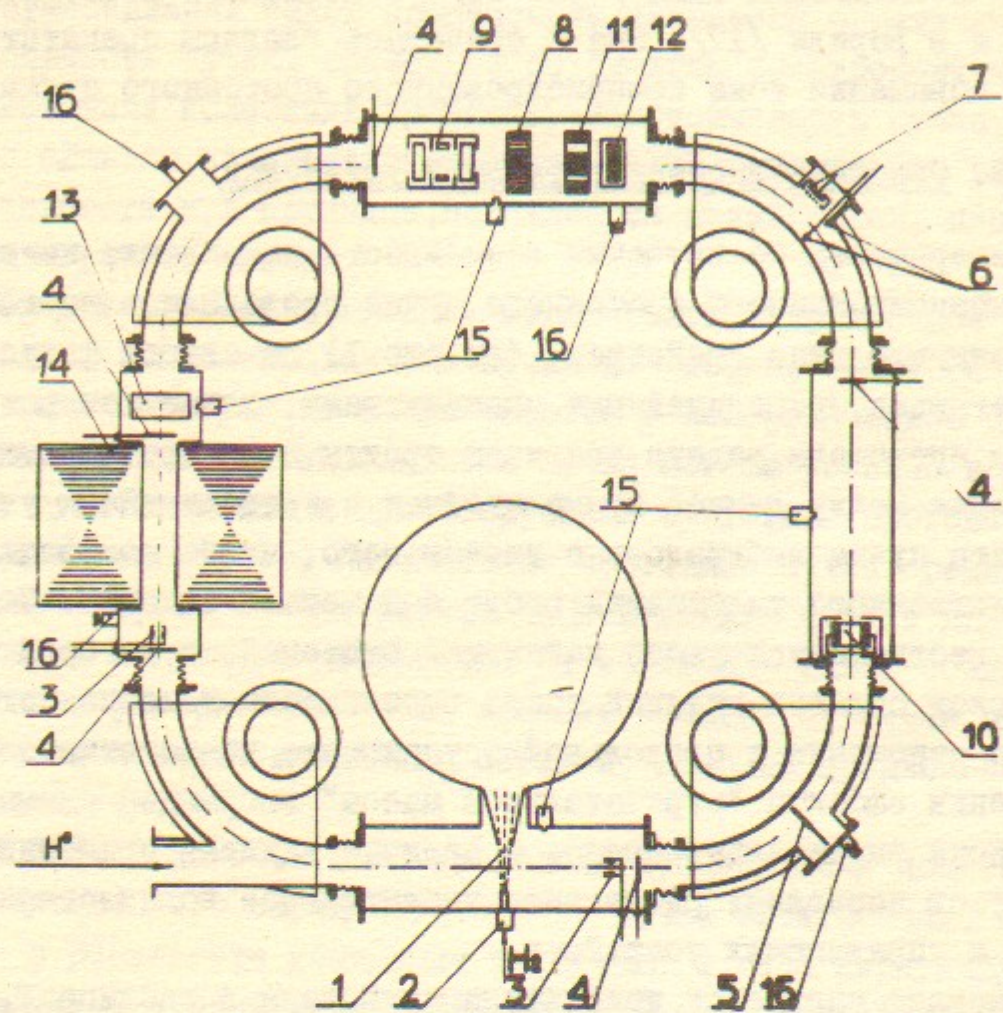


Рис.1. Схема протонного накопителя.

I - вторая обдирочная газовая мишень; 2 - импульсный газовый клапан; 3 - цилиндры Фарадея; 4 - кварцевые экраны; 5,6 - подвижные мишени; 7 - ионный коллектор; 8 - пояс Роговского; 9 - "пикап-станция"; 10 - электростатический датчик квадрупольных колебаний пучка; 11 - магнито-индукционный датчик; 12 - датчик потерь пучка по вертикали с высоким временем разрешения; 13 - датчик для измерения концентрации вторичных заряженных частиц в области пучка; 14 - бетатронный сердечник; 15 - электромагнитные газовые клапаны системы импульсного напуска газа; 16 - микронатекатели системы стационарного напуска газа.

спада магнитного поля - 0,5 и четыре прямолинейных промежутка одинаковой длины. Для изменения показателя спада магнитного поля в широких пределах между вакуумными камерами и полюсами магнитов были установлены плоские корректирующие шины.

Для экспериментов по накоплению протонов была выбрана область значений бетатронных частот, максимально удаленная от наиболее опасных резонансов. Ток коррекции -  $250 \pm 30$  А. Значения частот бетатронных колебаний на различных радиусах, измеренное на циркулирующем пучке при токе коррекции - 250 А приведены в таблице 2 (см. также рис.2).

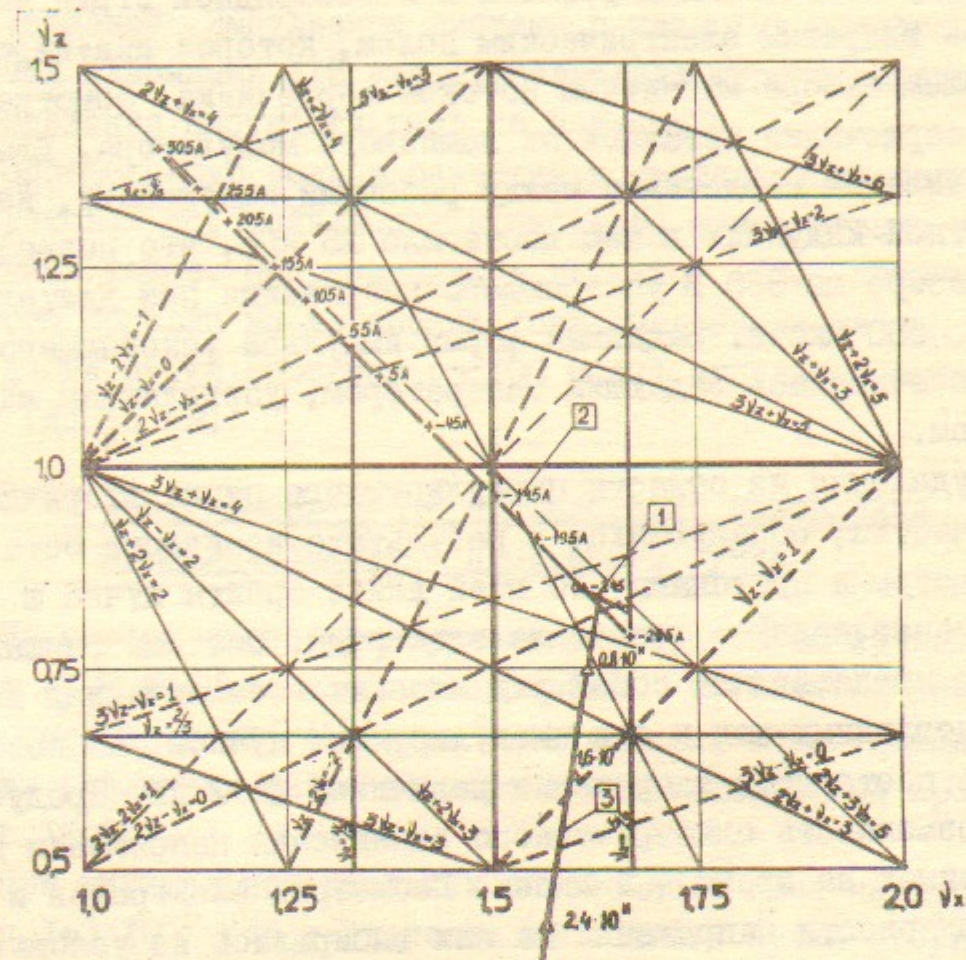


Рис.2. Диаграмма бетатронных частот накопителя.

1 - рабочие значения бетатронных частот, измеренные на пучке малой интенсивности; 2 - расчетная траектория рабочей точки при изменении тока в корректирующих шинах; 3 - расчетная траектория рабочей точки под действием сил пространственного заряда.

Таблица 2

Радиус (мм)	405	420	435
$\nu_x$	1,66	1,62	1,60
$\nu_z$	0,82	0,84	0,85

При этом коэффициент пространственного уплотнения орбит равнялся - 0,5. На рис.2 изображена также расчетная траектория движения рабочей точки в зависимости от числа накапливаемых на дорожке протонов. Расчет производился на ЭВМ в предположении однородного по сечению и азимуту пучка эллиптического сечения. Энергетические потери циркулирующего пучка, обусловленные взаимодействием с газом на дорожке и в перезарядной струе, компенсировались вихревым электрическим полем, которое индуцировалось в ускоряющем зазоре магнитным потоком сердечника. Обмотка возбуждения сердечника питалась от лампового модулятора. Благодаря перемагничиванию сердечника между рабочими импульсами, изменение магнитной индукции в нем достигало 25 кГс, что позволяло иметь в зазоре до 350 В ускоряющего напряжения при длительности импульса 500 мксек. Заданная форма импульса ускоряющего напряжения обеспечивалась задающим генератором, управляющим ламповым модулятором.

Для удаления из области циркулирующего пучка вторичных заряженных частиц, образующихся в результате ионизации остаточного газа быстрыми протонами, по всей длине орбиты пучка в накопителе устанавливались очищающие электроды. Система очищающих электродов представляла собой ряд плоских металлических пластин, установленных над и под циркулирующим пучком, на которые подавалось постоянное напряжение величиной до 2 кВ. Предусматривалась возможность одновременного выключения напряжения на всех пластинах за время  $\sim 1$  мксек. Геометрия электродов и чередование полярности напряжения на них выбирались из условия минимального воздействия вытягивающего электрического поля на циркулирующий пучок.

Измерение параметров протонного пучка в накопителе производилось с помощью различного рода датчиков и пробников, расположение которых на дорожке представлено на рис.1.

Ввиду того, что в интересующих нас условиях накопления протонного пучка плотность вторичных заряженных частиц - положительных ионов и электронов, образующихся в результате ионизации остаточного газа, может во много раз превосходить плотность протонов в пучке, для исследования когерентных колебаний пучка кроме системы на основе электростатических электродов (9,10 см.рис.1) с полосой пропускания до 200 МГц использована система на основе магнитно-индукционного датчика (11) с полосой про-

пускания 1+150 МГц.

Для изучения поведения двухпучковой неустойчивости в зависимости от рода газа на дорожке, его давления и распределения по орбите, накопитель был снабжен двумя системами напуска газа. Система стационарного напуска состояла из четырех микронатекателей (16) и позволяла достаточно равномерно заполнять различными газами вакуумные камеры накопителя в широком диапазоне давлений. Импульсная система с четырьмя электромагнитными газовыми клапанами (15 рис.1) позволяла широко варьировать распределение плотности газа по азимуту.

Определяющую роль в развитии и стабилизации поперечной двухпучковой неустойчивости протонного пучка играла плотность вторичных ионов. Она измерялась датчиком (13), принцип действия которого основан на измерении тока заряженных частиц, вытянутых из области пучка коротким ( $\sim 100$  нсек) импульсом высокого напряжения (до 15 кВ).

## § 2. Экспериментальное исследование накопления компенсированного протонного пучка

На первом этапе экспериментов с протонным пучком в накопителе нами исследовалась возможность устойчивой компенсации его пространственного заряда электронами, образующимися при ионизации различных газов на дорожке циркулирующими протонами /13-15,19,20/.

При минимальном давлении остаточного газа на дорожке накопителя  $1+3 \cdot 10^{-5}$  тор и удалении из области пучка вторичных заряженных частиц очищающим электрическим полем с напряженностью  $\sim 200$  в/см относительно когерентных колебаний пучок устойчив. Предельное, накапливаемое в этих условиях, число протонов на дорожке  $\sim 1,9 \cdot 10^{11}$  в широком интервале не зависит от тока инжекции и по расчету соответствует сдвигу частоты некогерентных вертикальных бетатронных колебаний протонов собственным электрическим полем к линейному резонансу  $\nu_z = 0,5$ . Потенциал пучка, измеренный по энергетическому спектру вторичных ионов имеет величину  $\sim 200$  В. Измеренная плотность вторичных электронов в пучке не превышает нескольких процентов от плотности протонов. Потери пучка обуславливаются возрастанием его вертикальных размеров до величины апертуры накопителя и имеют некогерентный ха-

рактар.

Выключение очищающего напряжения приводит к возрастанию концентрации вторичных электронов в пучке и развитию интенсивных когерентных вертикальных колебаний, что сопровождается возрастанием потерь пучка в вертикальном направлении и значительным уменьшением тока циркулирующих протонов. Время жизни протонов на орбите накопителя сокращается более чем в 2 раза /15/.

Закономерности в развитии поперечных колебаний пучка позволили сделать заключение, что их возникновение связано с раскачкой двухпучковой неустойчивости, обусловленной взаимодействием протонного пучка со вторичными заряженными частицами, образующимися в результате ионизации остаточного газа /7/.

Для выяснения роли когерентных колебаний циркулирующего пучка в механизме потерь протонов дополнительно наблюдались потери протонов в вертикальном направлении с помощью пробника с высоким временным разрешением. Эти наблюдения показали, что основная часть потерь циркулирующих протонов имеет когерентный характер. Некогерентная часть потерь не превышает 10% /15/.

Спектр сигнала потерь протонов в вертикальном направлении близок к спектру сигнала вертикального датчика положения центра тяжести пучка, который состоит из большого числа достаточно узких полос, распределенных по закону  $(k - \nu_z) f_0$  ( $k$  - целое положительное число). Конкретный вид спектра зависит от числа накопленных протонов -  $N_p$ . При  $N_p = 1,5 \cdot 10^{11}$  максимум спектра лежит в диапазоне 32+46 МГц ( $k = 16+24$ ), а при  $N_p = 1,7 \cdot 10^{10}$  - в полосе 15+24 МГц ( $k = 7+12$ ) /14/.

Специально было изучено влияние затухания Ландау на стабилизацию наблюдаемой неустойчивости. Разброс энергий протонов в циркулирующем пучке регулировался изменением величины вихревого электрического поля в ускоряющем зазоре. Во всем доступном диапазоне изменения разброса частот протонов затухание Ландау оказывало стабилизирующее влияние на двухпучковую неустойчивость. Это выражалось в повышении пороговых по развитию неустойчивости плотностей циркулирующих протонов и вторичных ионов /15/. Однако, влияние затухания Ландау этим и ограничивается, не внося в этих условиях существенных изменений в общую картину развития неустойчивости.

При повышении плотности газа на дорожке накопителя поведение протонного пучка вначале качественно не меняется (см.рис.3).

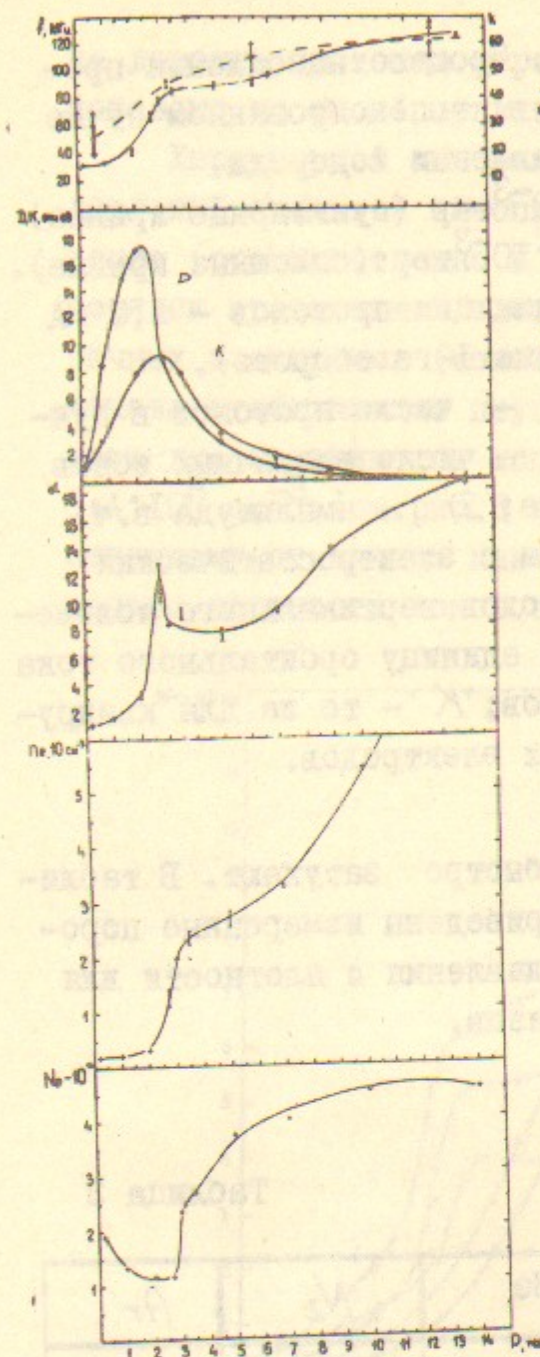


Рис.3. Зависимости от давления азота в накопителе:  
 д) а - число накопленных протонов  $N_p$ ; б - средняя плотность электронов в области пучка  $n_e$ ; в - отношение числа накопленных электронов в пучке к числу протонов  $\alpha$ ; г - огибающие в.ч. сигналов с магнитно-индукционного датчика при измерении дипольных  $D$  и квадрупольных -  $K$  колебаний; д - положение максимума спектра в.ч. сигналов с магнитно-индукционного датчика при измерении дипольных (—) и квадрупольных (---) колебаний.

С ростом скорости образования вторичных ионов, которая в начале процесса накопления определяется главным образом током протонов и плотностью молекул газа, неустойчивость усиливается. Это выражается в уменьшении порогового по развитию колебаний тока на дорожке, увеличении относительной амплитуды колебаний и снижении числа накапливаемых протонов. Плотность вторичных ионов близка к плотности протонов в пучке и слабо растет с ростом плотности

газа. Максимум спектра колебаний пучка сдвигается в сторону более высоких частот.

Однако, при достижении некоторой плотности газа на дорожке картина резко меняется (см.рис.3). Развившиеся в начале накопления до значительной амплитуды колебания пучка быстро затухают. Интенсивность протонного пучка на орбите значительно возрастает, не ограничиваясь предельной по пространственному заряду. Ход такого накопления иллюстрируется сплошными кривыми на рис.4. Для каждого используемого в эксперименте газа существует свой четко выраженный порог по плотности, выше которого коле-

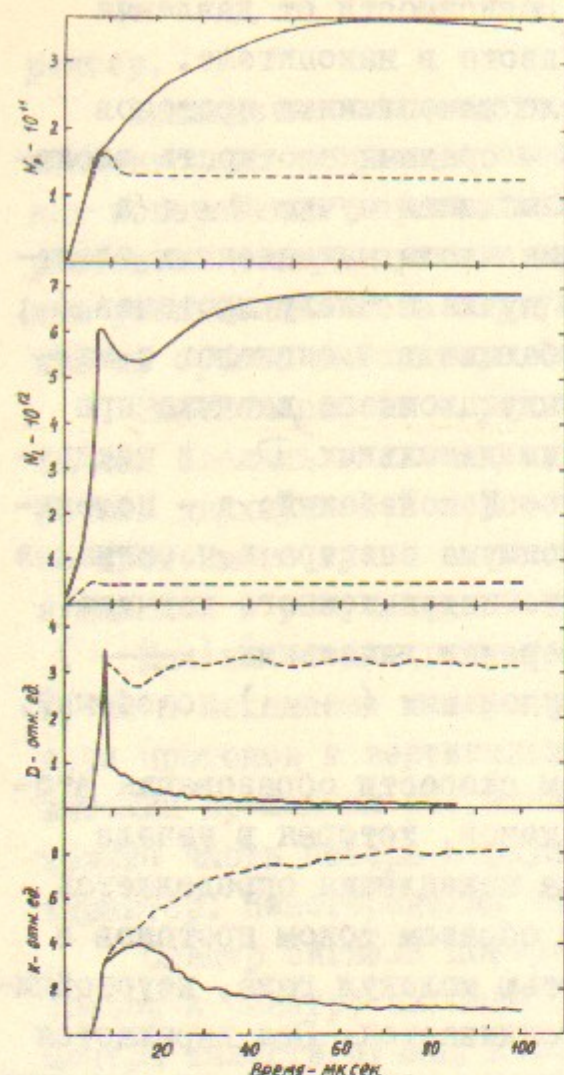


Рис.4. Процесс накопления протонов в компенсированном пучке при давлении водорода  $1,4 \cdot 10^{-3}$  тор (пунктирные кривые) и  $3,6 \cdot 10^{-3}$  тор (сплошные кривые). Ток инъекции протонов – 5,5 мА (в конце I-го оборота).

$N_p$  – число протонов в пучке;  $N_i$  – число вторичных ионов в пучке;  $D$  – амплитуда в.ч. сигнала с электростатических электродов вертикального положения на единицу орбитального тока протонов;  $K$  – то же для квадрупольных электродов.

бания быстро затухают. В таблице 3 приведены измеренные пороговые давления и плотности для ряда газов.

Таблица 3

Газ	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	Ar
Пороговое давление, тор	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
Пороговая плотность, см <sup>-3</sup>	$9,2 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{13}$	$17,7 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$7,8 \cdot 10^{12}$

Пороговое давление на дорожке снижается с ростом молекулярного веса и сечения ионизации и не зависит от тока инъекции (до 8 мА).

Небольшое снижение давления газа относительно порогового приводит к тому, что колебания не затухают и число накопленных

на дорожке протонов ограничивается на уровне  $\sim 10^{11}$ , как это показано на рис.4 пунктирными кривыми.

Характерной особенностью процесса в запороговой области давлений является накопление в циркулирующем пучке вторичных ионов (соответственно и электронов) до большой плотности, на порядок превышающей плотность протонов. Причем плотность вторичных электронов (ионов) при запороговых давлениях в момент начала стабилизации неустойчивости с большой точностью совпадает для большинства испытанных газов и лежит в пределах  $3 \cdot 4 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> (см.рис.5 в момент времени между 10<sup>й</sup> и 15<sup>й</sup> микросекундами от начала накопления). Несколько ниже в этом районе только плотность ионов гелия. Вторичные ионы накапливаются в

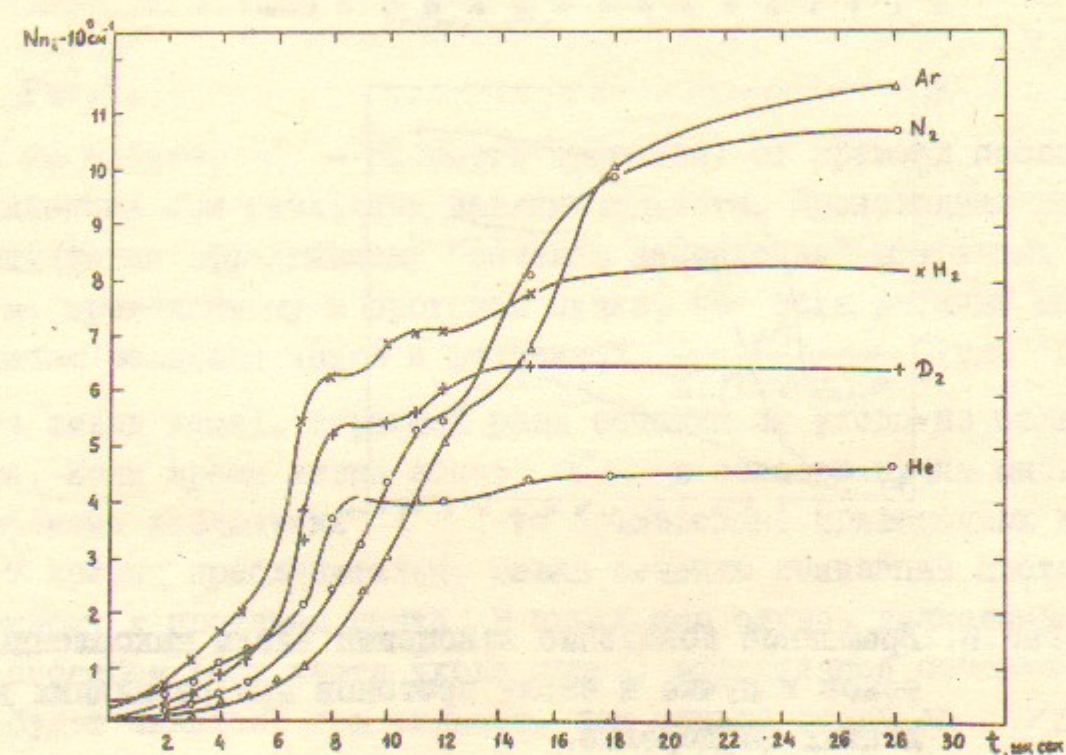


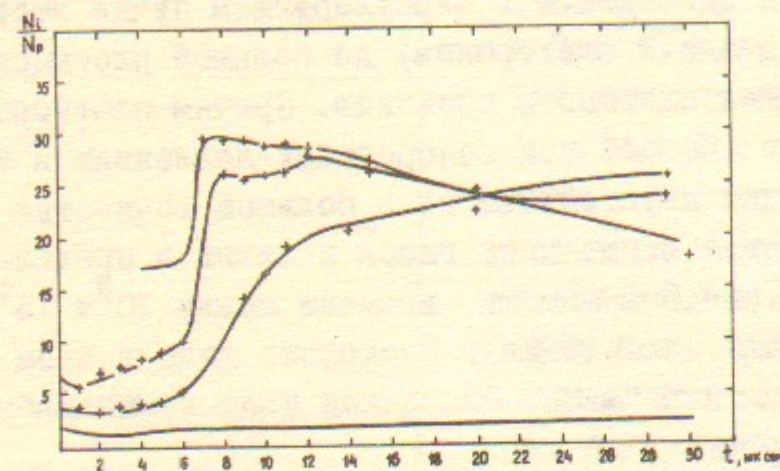
Рис.5. Временная зависимость линейной плотности вторичных ионов при запороговых давлениях на разных газах.

основном в короткий промежуток времени, начало которого совпадает с началом развития поперечной неустойчивости. Колебания не успевают раскачаться до такой амплитуды, чтобы декомпенсировать пучок или ограничить его ток. Тем не менее они уменьшают скорость роста орбитального тока.

Небольшое снижение давления газа относительно порога приводит к резкому уменьшению плотности ионов и развитию интенсивных незатухающих в.ч.колебаний (см.рис.3 и 4). Временное пове-



дение отношения линейных плотностей вторичных ионов и протонов для легкого (а) и тяжелого (б) газов при различных давлениях приведены на рисунке 6. При запороговых давлениях газа относи-



а)



б)

Рис.6. Временное поведение отношения числа накопленных ионов в пучке к числу протонов при различных давлениях на дорожке.

а - при напуске дейтерия 1 -  $P = 4,5 \cdot 10^{-4}$  тор, 2 -  $P = 1,1 \cdot 10^{-3}$  тор (перед порогом), 3 -  $P = 1,7 \cdot 10^{-3}$  тор (после порога), 4 -  $P = 3,6 \cdot 10^{-3}$  тор; б - при напуске аргона 1 -  $P = 1 \cdot 10^{-4}$  тор, 2 -  $P = 2 \cdot 10^{-4}$  тор (перед порогом), 3 -  $P = 8 \cdot 10^{-4}$  (после порога).

тельное число вторичных ионов в пучке на фронте неустойчивости резко возрастает. В допороговой области давлений этот эффект либо не наблюдается вообще, либо выражен гораздо слабее.

Для выяснения динамики накопления вторичных ионов в протонном пучке были проведены тщательные измерения временного поведения их плотности на фронте накопления тока протонов. На рис.7

приведена зависимость величины  $\frac{N_i}{n_0 N_p V_p}$  ( $N_i, N_p$  - число накопленных ионов и протонов соответственно;  $n_0$  - плотность

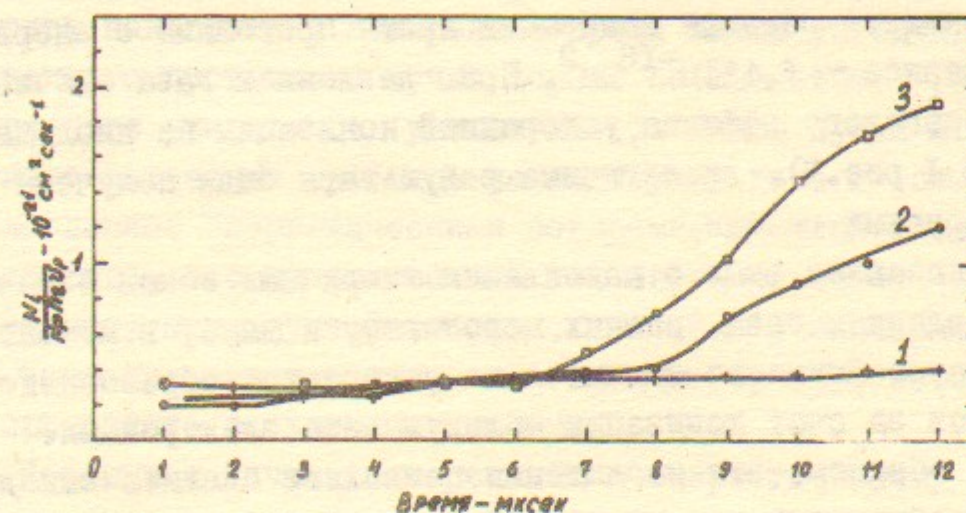


Рис.7.

газа на орбите;  $V_p$  - скорость протонов) от времени после начала инжекции при различных давлениях азота. Производная этих кривых равна эффективному "сечению накопления" вторичных ионов азота, приведенному к протонам пучка, то есть разнице между сечением рождения ионов и величиной  $\frac{N_i}{\tau_i n_0 N_p V_p}$  (где  $\tau_i$  - время жизни иона), играющей роль сечения их ухода из области пучка. Если время жизни ионов  $\tau_i$  в области пучка много больше времени наблюдения  $t$ , то производная приведенных на рис.7 кривых приблизительно равна сечению ионизации азота, приведенному к протонам пучка. В противном случае вычисленное таким способом (без учета ухода ионов) эффективное сечение ионизации будет занижено тем сильнее, чем меньше величина  $\tau_i/t$ . Подробно процесс накопления ионов в пучке будет рассмотрен в следующем параграфе. Здесь же обратим внимание на два момента. Во-первых, наличие почти горизонтального участка у всех кривых (рис.7) в начальный период, до развития неустойчивости, говорит о том, что в это время скорость рождения ионов приблизительно равна скорости их ухода. Плотность плазмы в пучке пропорциональна току протонов. Эффективное "сечение накопления" ионов близко к нулю. Во-вторых, с началом развития неустойчивости при давлениях газа, близких к порогу и, особенно, в запороговой области скорость рождения ионов резко увеличивается. Эффективное сечение ионизации, вычисленное как производная кривой 3 на рис.7,

то есть даже без учета ухода ионов из области пучка, для запорогового давления азота  $3,6 \cdot 10^{-4}$  тор на фронте развития неустойчивости достигает величины  $\sim 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , что более чем втрое превышает сечение ионизации азота протонами с энергией 1 МэВ, равное  $\sim 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . При давлениях газа значительно ниже порогового эффекта ускоренной ионизации не наблюдается (см. кривую I рис. 7). Аналогичные результаты были получены и при работе с другими газами.

Все сказанное выше о накоплении вторичных ионов означает, что при давлениях газа, равных пороговому и выше, в момент развития неустойчивости значительно ускоряется образование вторичных ионов за счет ионизации молекул газа электронами.

Таким образом, эти наблюдения позволяют сделать вывод, что условием стабилизации двухпучковой неустойчивости замкнутого компенсированного протонного пучка является достижение высокой плотности вторичной плазмы ( $n_e \approx 3 \cdot 4 \cdot 10^8$ ). Пороговый характер зависимости устойчивости пучка от плотности газа связан с тем, что при пороговых давлениях резко возрастает эффективность ионизации молекул газа вторичными электронами. Причем механизм эффективной ионизации газа вторичными электронами включается с появлением неустойчивости, служащей, по-видимому, источником нагрева электронов.

При дальнейшем увеличении плотности газа на орбите выше порога уменьшается амплитуда и продолжительность развившихся на фронте накопления колебаний. Циркулирующий пучок протонов, за исключением этого небольшого (10-30 мксек) участка с колебаниями в начале накопления, становится полностью стабильным. Однако из-за большой плотности газа на орбите время жизни пучка сильно ограничено. Измеренное время жизни протонов, введенных на центральную орбиту, при оптимальных по накопленному току давлениях газа составило при отсутствии напряжения на ускоряющем зазоре (квазибетатронный режим) от 50-ти до 60-ти оборотов в зависимости от рода напускаемого газа. Сравнение сигналов с подвижных мишеней показало, что основным каналом потерь при работе с водородом и дейтерием в квазибетатронном режиме накопления является сжатие орбит протонов до внутренней стенки вакуумной камеры. С увеличением атомного номера напускаемого газа все большую роль в ограничении времени жизни начинает играть и расширение поперечных размеров пучка из-за многократного

рассеяния протонов на молекулах газа. Так при работе с аргоном в послепороговом режиме значительная часть потерь пучка была связана с возрастанием его вертикального размера до величины апертуры накопителя. Измеренное время жизни устойчивого компенсированного протонного пучка хорошо согласуется с расчетным. При расчете учитывалось увеличение размеров пучка из-за многократного рассеяния протонов на молекулах газа и сжатие орбит, обусловленное энергетическими потерями. Дополнительным подтверждением того, что накапливаемый ток ограничивается, в основном, вышеупомянутыми двумя факторами, является увеличение накапливаемого тока при заводке пучка на внешнюю орбиту, особенно заметное при работе с легкими газами.

Потенциал пучка, измеренный по энергетическому спектру вторичных ионов, не превышал 10-30 В и практически не зависел от величины накопленного тока протонов. Квазинейтральность пучка контролировалась и путем измерения плотности вторичных ионов и электронов в идентичных условиях накопления. Суммарная плотность протонов в пучке и положительных ионов с хорошей точностью совпадала с плотностью вторичных электронов в широком диапазоне давлений (см. рис. 8).

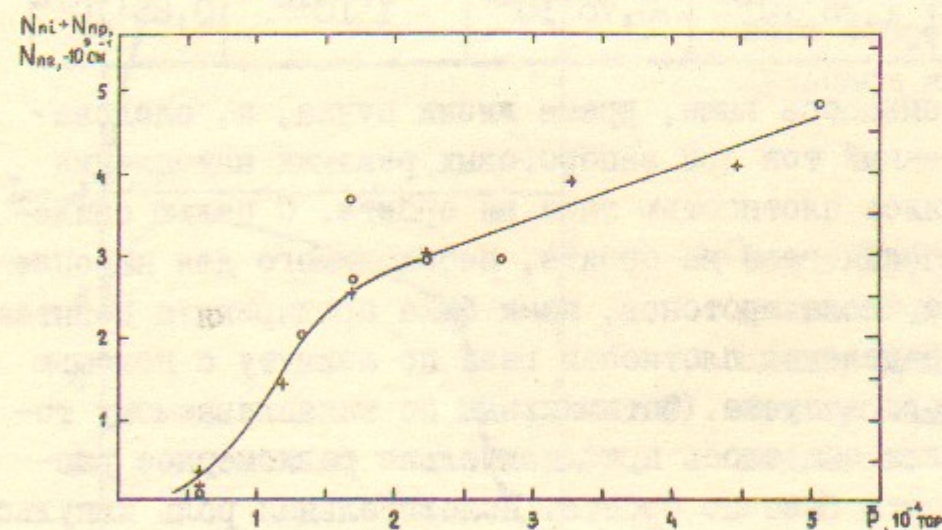


Рис. 8: Суммарная линейная плотность протонов и вторичных ионов в пучке — + и вторичных электронов — 0.

Таким образом, поскольку длительность тока инжекции (до 300 мксек) значительно превышает время жизни пучка в условиях его устойчивой компенсации, то при отсутствии ограничений на интенсивность накопленный орбитальный ток должен линейно возрастать с увеличением тока инжекции, что и наблюдалось в эксперименте (см. рис. 9).

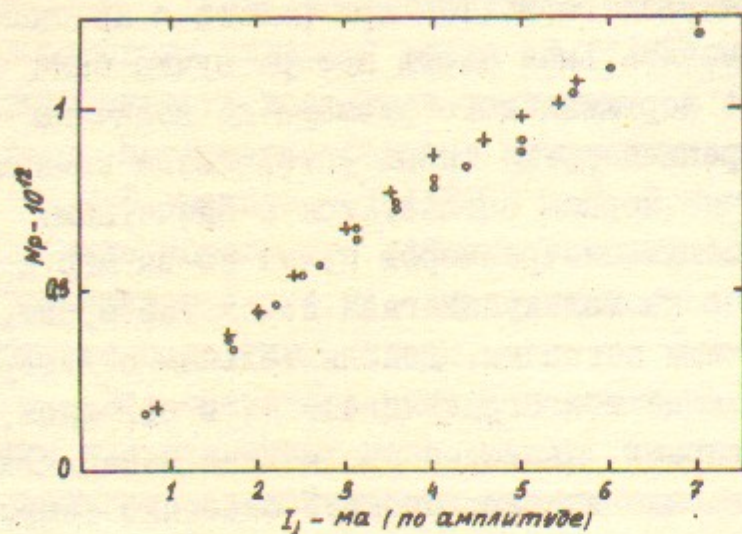


Рис.9. Зависимость числа накопленных протонов от тока инъекции в квазибетатронном режиме при напуске дейтерия - + и водорода - o.

В квазибетатронном режиме при непрерывной прокачке газа через вакуумные камеры накопителя при оптимальных давлениях на орбите было накоплено число протонов, приведенное в таблице 4.

Таблица 4

Газ	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	Ar
N <sub>p</sub>	1,1 · 10 <sup>12</sup>	1,25 · 10 <sup>12</sup>	0,75 · 10 <sup>12</sup>	1 · 10 <sup>12</sup>	0,85 · 10 <sup>12</sup>

Как уже указывалось выше, время жизни пучка, а, следовательно, и накопленный ток при запорговых режимах накопления целиком определялись плотностью газа на орбите. С целью снижения среднего давления газа на орбите, необходимого для накопления максимального числа протонов, нами была предпринята попытка варьировать распределение плотности газа по азимуту с помощью системы импульсного напуска. Оптимальным по накапливаемому току в наших условиях оказалось приблизительно равномерное распределение плотности газа по орбите. Положительная роль импульсного напуска газа сказалась также и в повышении тока инъекции в запорговой области давлений, обусловленном снижением газовой загрузки ионопровода, по которому транспортировался пучок от инжектора. При постоянной прокачке газа через камеры накопителя при запорговых давлениях существенно ухудшался вакуум в ионопроводе, что приводило к снижению инжектируемого тока из-за процессов обдирки и рассеяния пучка отрицательных ионов на молекулах газа в ионопроводе.

Включение ускоряющего напряжения (бетатронный режим) позволяет частично компенсировать энергетические потери протонов. Время их жизни на орбите возрастает до 80+120 оборотов. Соответственно увеличивается и накапливаемый протонный ток. Наиболее существенное увеличение числа накопленных протонов в бетатронном режиме наблюдалось при работе с водородом и дейтерием. Влияние компенсации энергетических потерь на увеличение протонного тока при напуске аргона было незначительным. Это подтвердило увеличение роли многократного углового рассеяния протонов в ограничении времени жизни с ростом атомного номера газа.

В бетатронном режиме накопления при импульсном напуске водорода удалось накопить  $1,8 \cdot 10^{12}$  протонов (см.рис.10).

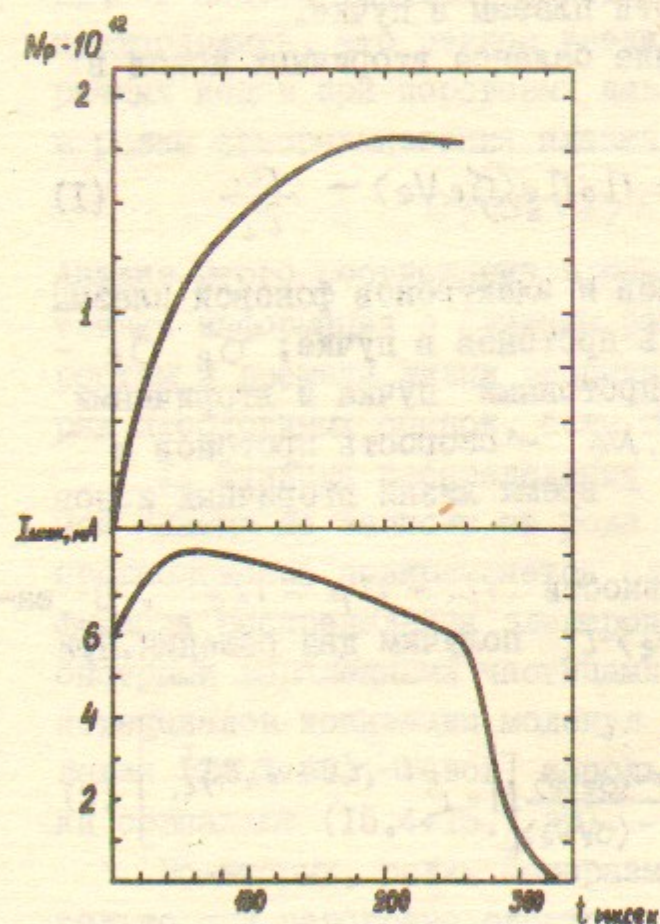


Рис.10. Копии осциллограммы накопления протонов в бетатронном режиме - а, и тока инъекции (в конце первого оборота) - б, при импульсном напуске водорода.

Это в 9,5 раз превышает предельное число протонов по сдвигу частоты вертикальных бетатронных колебаний до линейного резонанса  $\nu_z = 0,5$  и в 6 раз - по сдвигу этой частоты до нуля.

### § 3. Образование вторичной плазмы в области пучка

При движении пучка заряженных частиц высокой энергии через газ происходит ионизация последнего. В результате этого в области пучка образуется некоторый плазменный фон. Электроны этой фоновой плазмы в свою очередь могут принять участие в процес-

се ионизации молекул газа, увеличивая тем самым скорость образования ионов. В большинстве случаев роль вторичных электронов в образовании плазмы не существенна, так как средняя энергия образованных в акте ионизации электронов мала. (Как это показано в работах /21-25/, энергетический спектр электронов, рожденных при ионизации молекул газов заряженными частицами высокой энергии, таков, что их средняя энергия лежит в районе потенциала ионизации исходных молекул). Однако, при наличии механизма разогрева электронов ионизация газа вторичными электронами может стать основным процессом в образовании плазменного фона.

Наряду с рождением заряженных частиц происходит и их уход из области пучка. Соотношение между скоростями рождения и ухода и определяет уровень плотности плазмы в пучке.

Запишем простейшее уравнение баланса вторичных ионов в области пучка.

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 n_p \sigma_p V_p + n_0 n_e \langle \sigma_e V_e \rangle - \frac{n_i}{\tau_i} \quad (1)$$

где  $n_i$  и  $n_e$  - плотность ионов и электронов фоновой плазмы соответственно;  $n_p$  - плотность протонов в пучке;  $\sigma_p, \sigma_e$  - сечение ионизации молекул газа протонами пучка и вторичными электронами соответственно;  $V_p, V_e$  - скорость протонов и электронов соответственно;  $\tau_i$  - время жизни вторичных ионов в области пучка.

Учтем условие квазинейтральности  $n_i + n_p = n_e$ . В зависимости от величины  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i$  получим два решения. При  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i \neq 1$

$$\frac{n_i}{n_p} = \frac{n_{ic}}{n_p} e^{-\frac{(1-n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i)^2 t}{\tau_i}} + \frac{\sigma_p V_p + \langle \sigma_e V_e \rangle}{\frac{1}{n_0 \tau_i} - \langle \sigma_e V_e \rangle} \left[ 1 - e^{-\frac{(1-n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i) t}{\tau_i}} \right] \quad (2)$$

При  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i = 1$

$$\frac{n_i}{n_p} = \frac{n_{ic}}{n_p} + n_0 (\sigma_p V_p + \langle \sigma_e V_e \rangle) t \quad (3)$$

Отсюда следует, что при  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i < 1$ , то есть, когда скорость ухода ионов превышает скорость их рождения электронами, возможно стационарное состояние. Уровень плотности вторичных ионов в пучке в этом случае не зависит от началь-

ной плотности ионов и определяется соотношением

$$\frac{n_i}{n_p} = \frac{\sigma_p V_p + \langle \sigma_e V_e \rangle}{\frac{1}{n_0 \tau_i} - \langle \sigma_e V_e \rangle} \quad (4)$$

В противном случае происходит непрерывное накопление плазмы - линейное при  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i = 1$  и экспоненциальное при  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i > 1$ .

Как уже отмечалось выше, при запороговых давлениях во время развития двухпучковой неустойчивости отмечается быстрый рост плотности вторичной плазмы в области пучка. Причем измеренная скорость накопления вторичных ионов намного превышает скорость ионизации молекул газа протонами пучка. Это говорит о том, что в этот момент существенную роль в образовании вторичной плазмы начинают играть электроны плазмы. Естественно предположить, что резкое увеличение скорости образования вторичных ионов при пороговых давлениях газа связано с переходом в режим саморазмножения плазмы, когда

$$n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i > 1 \quad (5)$$

Анализ этого соотношения в нашем случае затруднен из-за отсутствия информации о функции распределения электронов по скоростям и времени жизни вторичных ионов. Однако возможно сделать ряд необходимых оценок, если принять нижеследующие допущения.

1. Функция распределения электронов по энергиям во вторичной плазме не зависит от рода газа на дорожке накопителя. Это предположение подкрепляется следующими факторами. Во-первых, функция распределения электронов, образованных при ионизации быстрыми заряженными частицами практически зависит только от потенциалов ионизации молекул газа, которые для всех, кроме гелия (24,5 эВ), газов, используемых в эксперименте, практически совпадают (15,4+15,7 эВ).

Во-вторых, режим саморазмножения плазмы осуществляется только при разогреве электронов при появлении двухпучковой неустойчивости и энергия электронов, по-видимому, в большей мере определяется характером поведения этой неустойчивости и геометрией пучка протонов и вакуумной камеры.

2. Время жизни иона в пучке  $\tau_i$  при фиксированной средней энергии электронов пропорционально квадратному корню из его массы и не зависит от других параметров, то есть  $\tau_i \propto \sqrt{m_i}$ .

3. Пороговое давление определяется переходом произведения  $n_0 \langle \sigma_e V_e \rangle \tau_i$  через некоторую величину, не зависящую от рода газа. Эта величина на пороге должна, по-видимому, несколько превышать единицу.

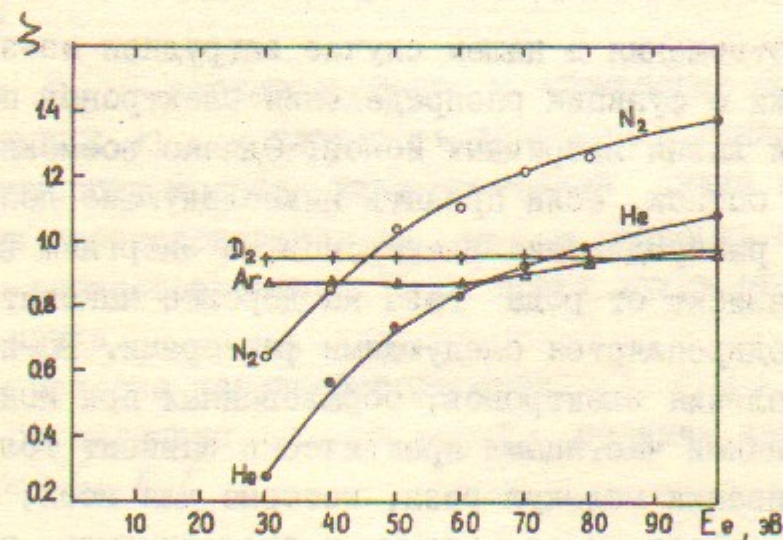
В этих предположениях запишем условие (5) для порога в следующем виде:

$$n_{0k} \langle \sigma_{ek} V_e \rangle \tau_{ik} = \chi_k(\bar{E}_e)$$

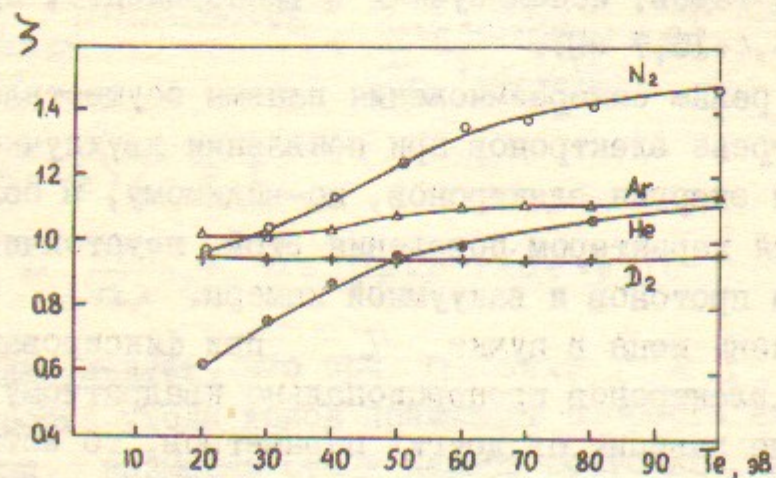
где индексом  $k$  обозначен род газа;  $\bar{E}_e$  - средняя энергия электронов;  $\chi_k$  - величина порядка единицы, не зависящая от рода газа. Тогда величина

$$\sum_{k_1, k_2} \chi_{k_1, k_2}(\bar{E}_e) = \frac{\chi_{k_1}(\bar{E}_e)}{\chi_{k_2}(\bar{E}_e)} = \frac{n_{0k_1} \langle \sigma_{ek_1} V_e \rangle}{n_{0k_2} \langle \sigma_{ek_2} V_e \rangle} \left( \frac{m_{i k_1}}{m_{i k_2}} \right)^{1/2}$$

при пороговых давлениях (см. табл. 3) должна обратиться в единицу. Приняв некоторую функцию распределения электронов по скорости из условия  $\sum(\bar{E}_e) = 1$  мы можем определить их среднюю энергию. На рисунке II приведены зависимости  $\sum(\bar{E}_e)$  для



а)



б)

Рис. II

разных газов для монохроматического (а) и максвелловского (б) распределений электронов по энергии. Значения сечений и скоростей ионизации газов электронами взяты из работ [26, 27]. В качестве базового газа взят водород. Видно, что для большинства исследованных газов условие  $\sum \sim 1$  выполняется при средних энергиях электронов 25-50 эВ и слабо зависит от конкретного вида функции распределения. Наиболее существенное отличие, наблюдаемое для гелия, вероятно связано с тем, что для него начальное распределение электронов (без учета нагрева) сдвинуто в сторону больших энергий на величину 9 эВ. То есть, при прочих равных условиях, средняя энергия электронов плазмы, в случае использования гелия несколько выше, чем при использовании других газов.

Для вычисления  $\chi(\bar{E}_e)$  необходимо сделать разумные оценки времени жизни вторичного иона в области пучка. При конечной средней энергии электронов в неравновесной плазме ( $T_e \gg T_i$ , где  $T_e$  и  $T_i$  - температура электронов и ионов соответственно) ионы вытягиваются из пучка образующимся амбиполярным потенциалом и среднее время жизни ионов  $\tau_i$  определяется поперечным полуразмером пучка  $a_z$  и ионно-звуковой скоростью  $V_i$

$$\tau_i \approx \frac{a_z}{V_i} \approx a_z \sqrt{\frac{m_i}{T_e}} \quad (6)$$

Расчетные, при этих предположениях, зависимости  $\chi$  от средней энергии электронов для монохроматического (о) и максвелловского (+) распределений при пороговом давлении водорода представлены на рисунке 12. Видно, что для  $\bar{E}_e > 20$  эВ в слу-

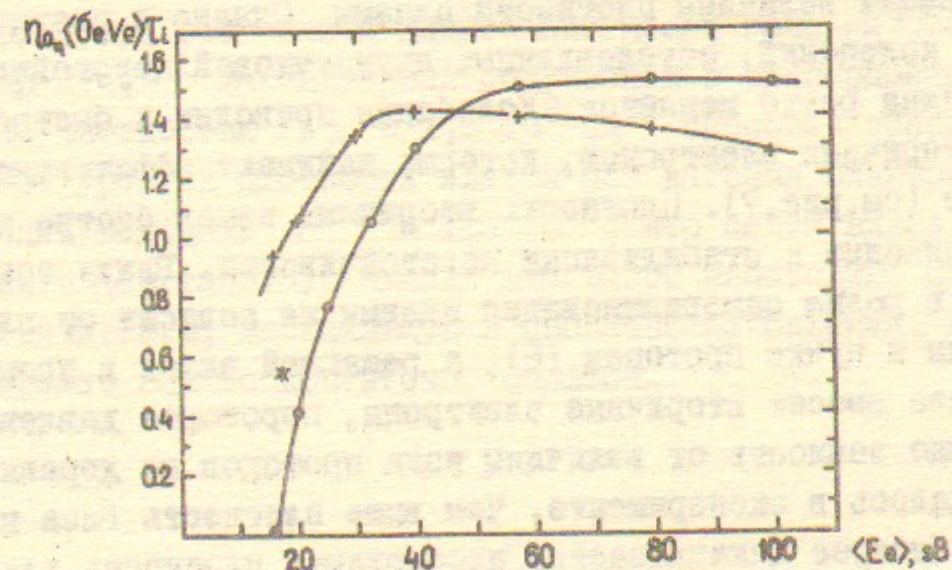


Рис. 12

чае максвелловского распределения и  $E_e > 30$  эВ для монохроматического выполняется условие  $\chi > 1$ . На этом же рисунке обозначена (\*) также величина  $\chi$ , вычисленная без учета нагрева электронов. При этом в качестве функции распределения электронов по скоростям взята функция распределения электронов, образующихся при ионизации молекул водорода протонами пучка /22/. В этом случае  $\chi < 1$  и режим саморазмножения плазмы не осуществляется. Это подтверждается экспериментом (см. рис. 5-7). До начала развития неустойчивости плотность плазмы примерно пропорциональна току протонов на дорожке.

Таким образом, становится понятным характер накопления протонов на орбите до и после порога. В допороговом режиме события развиваются следующим образом. Через некоторый промежуток времени после начала инжекции, определяемый током инжекции протонов и плотностью газа на дорожке, накапливается достаточное количество электронов для развития двухпучковой неустойчивости. Мощные когерентные колебания ограничивают как накопление протонов, так и дальнейший рост плотности плазмы, которая остается в дальнейшем на некотором стационарном уровне, определяемом скоростью рождения ионов и временем их существования (см. уравнение 4). Энергия электронов хотя и достаточно велика, но плотность газа недостаточна для выполнения условия (5).

При достижении пороговой плотности газа до появления неустойчивости картина качественно не меняется, так как вторичные электроны не вносят существенного вклада в ионизацию газа из-за малой энергии, а циркулирующий на орбите ток протонов еще мал, чтобы самостоятельно ионизовать газ до необходимой для стабилизации величины плотности плазмы. Однако с развитием когерентных колебаний, обусловленных двухпучковой неустойчивостью, картина резко меняется. Колебания приводят к быстрому разогреву вторичных электронов, которые начинают эффективно ионизовать газ (см. рис. 7). Плотность вторичных ионов быстро нарастает, что приводит к стабилизации неустойчивости. Ввиду того, что переход в режим саморазмножения плазмы не зависит от плотностей плазмы и пучка протонов (5), а решающий вклад в процесс ионизации газа вносят вторичные электроны, пороговое давление газа не должно зависеть от величины тока протонов на дорожке, что и наблюдалось в эксперименте. Чем выше плотность газа на орбите, тем быстрее накапливается необходимая плотность плазмы и тем меньше промежуток времени существования неустойчивости.

После накопления достаточного числа протонов на дорожке нагрев электронов на неустойчивости может уже не являться необходимым условием получения достаточной плотности плазмы. По формуле (4) найдем необходимую плотность протонов на дорожке для поддержания плотности плазмы на уровне  $4 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> при давлении водорода несколько выше порогового  $n_0 = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> при отсутствии подогрева электронов.

$$n_p = n_i \frac{\frac{i}{n_0 \tau_i} - \langle \sigma_e v_e \rangle}{\sigma_p v_p + \langle \sigma_e v_e \rangle}$$

Здесь  $\tau_i$  определено по формуле (6) при  $T_e = 16$  эВ. Вычисленной плотности протонов соответствует ток на дорожке 130 мА, что хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 4).

Заметим, что и здесь главный вклад в ионизацию газа вносят электроны, несмотря на их малую среднюю энергию. Скорость ионизации молекул газа протонами пучка дается первым членом левой части уравнения (1). При токе на орбите 130 мА ( $n_p = 4,1 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup>) протоны в секунду образуют:

$$\left. \frac{dn_i}{dt} \right|_p = n_0 n_p \sigma_p v_p \approx 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$$

Вклад электронов дается вторым членом этой формулы

$$\left. \frac{dn_i}{dt} \right|_e = n_0 (n_i + n_p) \langle \sigma_e v_e \rangle \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$$

Легко видеть, что при накоплении больших токов необходимый для стабилизации неустойчивости уровень концентрации плазмы ( $n_i \approx 4 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>) в случае отсутствия нагрева электронов достигается при все более низкой плотности газа на орбите. Протонный пучок с максимальной полученной в экспериментах на водороде плотностью  $n_p = 1,5 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> способен обеспечить необходимый уровень плотности плазмы без нагрева электронов при давлении водорода  $\bar{P} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ , что почти вдвое меньше порогового (см. табл. 3). Однако для этого необходимо подавить неустойчивость, возникающую в процессе накопления, когда ток на дорожке еще не достаточно большой.

§ 4. Анализ условий устойчивости компенсированного пучка протонов

Как следует из экспериментов, практически во всей области давлений газа в накопителе плотность вторичных ионов в области пучка одного порядка или выше плотности протонов в пучке. Поэтому для описания движения пучка необходимо учитывать взаимодействие не только между электронным и протонным шнурами, как это было сделано в /II/, но рассматривать взаимодействие всех трех шнуров /19,20/.

Следуя методике, развитой в /II/, будем рассматривать взаимодействие между цилиндрическими шнурами частиц одного и того же радиуса, не рассматривая взаимодействие частиц одного сорта между собой. Распределение плотности частиц по сечению шнуров предполагается равномерным. Протонный пучок имеет направленную скорость  $V_p$  в азимутальном направлении  $\chi$ . Вторичные ионы и электроны могут свободно двигаться в вертикальном направлении  $Z$ . В азимутальном направлении эти частицы считаются замагниченными. Кривизной орбиты в поворотных магнитах пренебрегаем. При достаточно больших длинах волн и малых амплитудах колебаний силы взаимодействия между пучками можно считать чисто поперечными. Все три шнура могут двигаться друг относительно друга в вертикальном направлении и между ними действуют поляризационные силы, равные в расчете на одну частицу:

$$f_p = 2\pi e^2 n_e (z_e - z_p) - 2\pi e^2 n_i (z_i - z_p)$$

$$f_i = 2\pi e^2 n_e (z_e - z_i) - 2\pi e^2 n_p (z_p - z_i) \quad (7)$$

$$f_e = 2\pi e^2 n_p (z_p - z_i) + 2\pi e^2 n_i (z_i - z_e)$$

где  $f_p, f_i, f_e$  - поляризационные силы, действующие на протоны, ионы и электроны соответственно;  $n_p, n_i, n_e$  - плотность частиц в протонном, ионном и электронном шнурах соответственно;  $z_p, z_i, z_e$  - поперечные смещения соответствующих шнуров от положения равновесия.

На протоны, кроме того, действует внешняя фокусирующая сила

$$f_z = -m_p \omega_z^2 z_p; \quad \omega_z = V_z \omega_0 \quad (8)$$

где  $m_p$  - масса протона;  $V_z$  - относительная частота вертикальных бетатронных колебаний;  $\omega_0$  - частота обращения протонов.

Если предположить, что вторичные частицы совершают только поперечные колебания и их продольная скорость равна нулю, то уравнения движения будут иметь вид:

$$\ddot{z}_p + \omega_z^2 z_p = \frac{2\pi e^2}{m_p} [n_e z_e - n_i z_i - (n_e - n_i) z_p]$$

$$\ddot{z}_i = \frac{2\pi e^2}{m_i} [n_e z_e - n_p z_p - (n_e - n_p) z_i]$$

$$\ddot{z}_e = \frac{2\pi e^2}{m_e} [n_p z_p + n_i z_i - (n_i + n_p) z_e]$$

где  $m_i$  и  $m_e$  - массы вторичных ионов и электронов соответственно. Здесь точка означает полную производную по времени:  $d/dt = \partial/\partial t + v \partial/\partial x$ . Задачу об устойчивости как обычно будем рассматривать в линейном приближении для возмущений вида  $z \sim \exp i(kx - \omega t)$  при  $k \alpha_z \ll 1$ . Подстановка в (8) приводит к дисперсионному уравнению, которое запишем в виде

$$F(\omega) = \frac{\omega_p^2}{(kV_p - \omega)^2 - \omega_z^2} + \frac{\omega_e^2}{\omega^2 + \omega_e^2} + \frac{\omega_i^2}{\omega^2 - \omega_i^2} = 1, \quad (9)$$

где  $\omega_e^2 = \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e}$ ;  $\omega_p^2 = \frac{2\pi e^2 n_p}{m_p}$ ;  $\omega_i^2 = \frac{2\pi e^2 n_i}{m_i}$ ;

$$\delta = n_e - (n_i + n_p)$$

В случае квазинейтральности ( $\delta = 0$ ) получим дисперсионное уравнение, аналогичное исследованному в работе /II/.

$$F(\omega) = \frac{\omega_p^2}{(kV_p - \omega)^2 - \omega_z^2} + \frac{\omega_e^2 + \omega_i^2}{\omega^2} \quad (10)$$

Для случая  $\frac{\omega_e^2 + \omega_i^2}{\omega_p^2} \approx \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2} = \frac{n_e m_p}{n_p m_e} \gg 1$

при  $G = \frac{\omega_e}{\omega_z} \cdot \frac{n_p m_e}{n_e m_p} \ll 1$  (11)

область неустойчивости с хорошей точностью лежит в полосе

$$kV_p = \omega_z + \omega_e (1 \pm G^{1/2}) \quad (12)$$

В общем случае центр полосы неустойчивости определяется не плотностью электронов  $n_e$ , а суммой плотностей  $n_i + n_p$ . Основная роль вторичных ионов состоит в сдвиге полосы неустойчивости в сторону коротких длин волн ( $\kappa \propto \omega_e \propto n_e^{1/2}$ ). Экспериментальному значению плотности электронов  $n_e = 3+4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , когда происходит стабилизация поперечных в.ч. колебаний, соответствует длина неустойчивых волн  $\lambda = 1,5+2 \text{ см}$ . Поперечные волны такой малой длины, сравнимой с вертикальным размером пучка ( $\lambda a_z \approx 3,5 \text{ см}$ ), по-видимому, не могут раскачиваться, хотя инкременты неустойчивости при достаточно больших длинах волн при  $\kappa a_z \ll 1$  и растут с уменьшением длины волны  $/11/$ . На основании экспериментов условие устойчивости протонного пучка в плазме относительно поперечных колебаний, связанных с двухпучковой протон-электронной неустойчивостью, можно определить соотношением

$$\lambda \lesssim a_z \quad \text{или} \quad n_e > \frac{m_e V_p}{2\pi e^2 a_z} \quad (13)$$

Таким образом, если поддерживать на орбите или плазму достаточной плотности, или каким-либо образом достичь высокой плотности компенсированного электронами пучка, то возможно многократное превышение тока протонов в ускорительном кольце над пределом по пространственному заряду.

Экспериментальный факт устойчивости протонного пучка относительно длин волн, сравнимых с его поперечным размером (13), не удалось объяснить в рамках линейного приближения. Последовательное исследование устойчивости системы при  $\kappa a_z \gtrsim 1$ , когда длина волны того же порядка, что и размеры пучка и характерные длины спада плотности пучка и плазмы, представляется весьма сложным. К тому же нелинейная фаза колебаний при длинах волн в несколько сантиметров наступает уже при незначительных амплитудах, что само по себе может привести к стабилизации неустойчивости.

Некоторые тенденции к снижению инкремента для больших величин  $\kappa$  прослеживаются и в линейном приближении. Так, учет конечных длин волн приводит к тому, что поляризационные силы, действующие на частицы, экспоненциально спадают к центру пучка

$$f \propto \frac{\kappa \kappa z}{\kappa \kappa a_z}$$

где  $z$  — расстояние частицы от центра пучка. При  $\kappa a_z < 1$  учет этого эффекта приводит к снижению инкремента в  $(1 + \kappa a_z)$  раз. С ростом величины  $\kappa$  увеличивается также стабилизирующее влияние разброса скоростей протонов. Следует, наконец, также отметить, что при конечном времени жизни электрона стабилизация неустойчивости достигается при снижении инкремента  $\gamma$  до достаточно малой величины:  $\gamma \lesssim 1/\tau_e$ . Время  $\tau_e$  в нашем случае лежит в пределах  $5 \cdot 10^{-7} + 2 \cdot 10^{-6}$  сек.

#### § 5. Генерация плазмы с помощью потока электронов

Как было показано в § 3, условием стабилизации двухпучковой неустойчивости компенсированного протонного пучка является наличие в области пучка плазмы с плотностью  $3+4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Из-за малой эффективности ионизации остаточного газа циркулирующими протонами необходимая плотность плазмы достигается при довольно высоком давлении газа на дорожке накопителя. Время жизни интенсивного устойчивого компенсированного пучка протонов в этих условиях сильно ограничено. Поэтому генерация плазмы за счет ионизации молекул газа протонами не может, как правило, быть использована для подавления двухпучковой неустойчивости в ускорителях. В ускорителях необходимо реализовать другие методы генерации плазмы.

Для генерации плазмы на дорожке накопителя нами была выбрана ионизация остаточного газа потоком электронов, движущихся вдоль магнитного поля перпендикулярно протонному пучку. В качестве источника электронов был принят прямолинейный многопроволочный термокатод, располагаемый над или под протонным пучком. Возможность практической реализации такого метода в большой степени зависит от эффективности использования электронов. Оптимальной для генерации плазмы является область энергий электронов 50+150 эВ. Однако получать с проволочных термокатодов большие электронные токи с такой энергией достаточно сложно из-за требования малых зазоров в вытягивающей системе. Поэтому в выбранной схеме ионизатора первичный поток электронов с термокатада с относительно высокой энергией после пересечения апертуры накопителя преобразуется на конверторе в обратный поток электронов с энергией около 100 эВ. Конвертором служит плоская холодная пластина с коэффициентом вторичной электрон-



ной эмиссии  $\alpha > 1$  с близко расположенной к ее поверхности вытягивающей мелкоячеистой сеткой. Коэффициент вторичной электронной эмиссии для большинства металлов имеет широкий максимум в области энергий первичных электронов 400–1000 эВ, поэтому вытягивающее напряжение для первичных электронов может быть достаточно высоким. Имеющаяся, в принципе, возможность многократного увеличения потока электронов в рабочей области за счет использования специальных материалов с  $\alpha \sim 10$  значительно снижает требования к термокатоду и вытягивающей системе первичных электронов.

Из вышеизложенных соображений за основу была принята конструкция, схематически изображенная на рис. 13. Ионизатор оста-

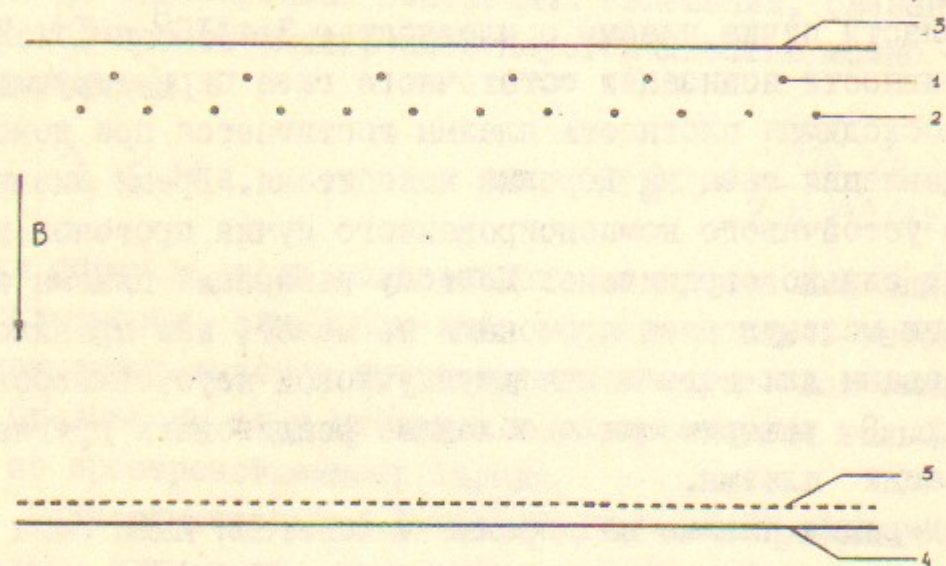


Рис. 13. Схема ионизатора остаточного газа.

1 — проволока термокатода; 2 — проволока вытягивающей сетки; 3 — отражательная пластина; 4 — вторично-эмиссионная пластина конвертора; 5 — сетка конвертора.

точного газа состоит из двух частей: катодной и конверторной, расположенных над и под протонным пучком. Термокатод представляет собой несколько тонких проволок 1, натянутых вдоль орбиты протонного пучка. Расстояние между проволоками определяется, в основном, требованиями к однородности плазмы в области протонного пучка. Под каждой проволокой катода, параллельно ему, расположены по две нити первичной вытягивающей сетки 2 с вытягивающей целью, образованной этими нитями, шириной около 2 мм. Размер вытягивающего зазора  $\sim 1$  мм. Благодаря тому, что проволо-

ки термокатода располагаются между вытягивающими нитями и намного тоньше вытягивающей щели, обеспечивается магнитная изоляция вытягивающего промежутка и создается поперечное электрическое поле для ударного расширения потока электронов поперек магнитного поля. Приобретение электронами поперечных скоростей в локализованных электрических полях полезно также для ослабления неизотропной неустойчивости в образующейся плазме.

Первичный и вторичный вытягивающие (отрицательные) потенциалы подаются на катод и вторично-эмиссионную пластину конвертора соответственно. Катодные и конверторные сетки заземляются.

Для вытягивания электронных токов достаточно большой плотности при потенциале конвертора  $\sim 100$  В необходимо обеспечить достаточно малый зазор между вторично-эмиссионной пластиной конвертора 4 и его сеткой 5. Ввиду простоты геометрии и благодаря отсутствию тепловых деформаций, выполнить это требование здесь относительно несложно.

Применительно к реальным условиям нашего накопителя с магнитным полем на орбите в поворотных магнитах 3,5 кГс при использовании легко доступных материалов нами был создан ионизатор остаточного газа со следующими характеристиками. Катод изготовлен из торированного вольфрама с эмиссионной способностью  $3 \text{ А/см}^2$  при рабочей температуре  $\sim 1800^\circ\text{C}$ . Диаметр проволок катода 0,19 мм, расстояние между ними 7 мм. Первичная вытягивающая сетка изготовлена из нихромовой проволоки диаметром 0,2 мм. Так как используемая в накопителе масляная откачка не позволяет работать с эффективными эмиттерами вторичных электронов, в качестве материала конверторной пластины нами была выбрана медь с  $\alpha_{\text{макс}} = 1,3$ . Сетка конвертора — тканая из молибденовой проволоки диаметром 30 мкм с квадратной ячейкой 150 мкм  $\times$  150 мкм. Прозрачность сетки — 70%. Вытягивающий зазор в конверторе — 0,7 мм.

Для полного вытягивания эмиссионного тока по закону "трех вторых" на катод необходимо подавать напряжение  $\sim 900$  В. Средняя плотность первичных электронов составит при этом —  $0,13 \text{ А/см}^2$ . Благодаря наличию в области вытягивания поперечных электрических полей и полей объемного заряда поток электронов с проволоки термокатода значительно расширяется. Соответствующая расчетная максимальная плотность вторичных электронов со-

ставит  $\sim 0,7 \text{ А/см}^2$ . Для вытягивания электронов с такой плотностью через зазор 0,7 мм достаточно напряжения 120 В. Средняя плотность вторичных электронов из конвертора составит  $\sim 0,12 \text{ А/см}^2$ . При выбранной геометрии катодной части вторичные электроны из конвертора отражаются без потерь в электрическом поле катода и поэтому дважды пересекают апертуру. С учетом этого ионизатор должен создавать в рабочей области две группы электронов со средними плотностями  $\bar{n}_1 \approx 4,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  и  $\bar{n}_2 \approx 2,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  с энергиями 900 эВ и 120 эВ соответственно. В результате выбранная схема генерации плазмы за время компенсации заряда электронов, равное  $\sim 10^{-5}$  сек при давлении остаточного газа в накопителе  $10^{-5}$  тор, может создать на ускорительной дорожке плазму с плотностью  $\bar{n} \approx \bar{n}_1 + \bar{n}_2 \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Экспериментальное исследование работы ионизаторов показало, что они позволяют получать относительно спокойную плазму с плотностью  $10^9 \text{ см}^{-3}$  и более /28/. При этом неоднородность плазмы вследствие дискретности катода была относительно небольшой (ширина плазменной полосы от каждой отдельно включенной проволоки катода имела размер около 1 см).

Конструкция вакуумной камеры накопителя из-за наличия большого числа деталей из нетермостойких материалов не позволяла работать при постоянном накале термокатодов. Поэтому катоды нагревались мощными импульсами тока длительностью около 100 мсек непосредственно перед рабочими циклами. Импульсный накал катодов из торированного вольфрама привел к довольно сильному гажению катодов из-за объемного поглощения ими остаточного газа между импульсами, а также — к значительному гажению деталей ионизаторов и стенок вакуумной камеры из-за десорбции под действием света и электронов накапливающегося на поверхностях между импульсами газа /28/. Так при достижении средней плотности плазмы в ионизаторах  $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$  среднее давление газа в накопителе из-за гажения увеличивалось до  $\sim 2,5 \cdot 10^{-4}$  тор.

Однако гажение ионизаторов не является сколько-нибудь серьезным препятствием в их применении для стабилизации двухпучковой неустойчивости в кольцевых ускорителях. При использовании высокотемпературных изоляторов подвеса термокатодов и отсутствии в вакуумных камерах ускорителей материалов, чувствительных к нагреву, возможна работа ионизаторов в постоянном режиме накала катодов. Эксперименты показали, что в этом случае

гажение ионизаторов может быть снижено почти на два порядка даже без принятия специальных мер по уменьшению десорбции газа с поверхностей, облучаемых электронами /28/.

Перспективно использование в ионизаторах термокатодов из лантанированного иридия, что позволит значительно снизить их рабочую температуру. Применение безмасляной откачки в ускорителях дает возможность использовать в качестве вторично-эмиссионных конверторов пластины из материалов с высоким коэффициентом вторичной эмиссии электронов  $\chi \sim 10$ . Все это позволит значительно улучшить параметры ионизаторов.

В накопителе ионизаторы устанавливались по два в камеры всех поворотных магнитов и в первый и второй прямолинейные промежутки. В третьем промежутке были установлены два ионизатора половинной длины. Всего в накопителе было размещено 14 ионизаторов, суммарная рабочая длина которых составляла около половины длины дорожки накопителя. Для уменьшения влияния электрических полей ионизаторов на протонный пучок в каждом последующем ионизаторе катодная и конверторная части менялись местами. Ввиду того, что ионизаторы устанавливались в магнитном поле, в качестве источников тока накала катодов были применены ультразвуковые генераторы УЗГ-4, переделанные для работы в импульсном режиме. Регулировка тока эмиссии термокатодов осуществлялась путем изменения длительности импульса накала.

#### § 6. Эксперименты по стабилизации компенсированного пучка протонов с помощью ионизаторов

Исследование накопления протонного пучка в зависимости от плотности генерируемой ионизаторами плазмы производилось следующим образом. Путем регулировки длительности импульсов накала термокатоды нагревались до приблизительно одинаковой температуры так, чтобы линейная плотность тока эмиссии во всех ионизаторах была одинакова. Питание термокатодов осуществлялось таким образом, чтобы окончание импульсов прогрева всех ионизаторов совпадало по времени. Через несколько микросекунд после окончания прогрева на катоды ионизаторов подавались импульсы вытягивающего напряжения. Амплитуда вытягивающего напряжения была одинакова во всех ионизаторах. Вытягивающие импульсы на все ионизаторы подавались синхронно. Длительность вытягивающих

импульсов и их положение относительно импульсов инжекции протонов могли изменяться в широких пределах. Вторично-эмиссионные пластины конверторов находились под постоянным потенциалом  $-120$  В.

Влияние провисающих электрических полей ионизаторов на поведение протонов измерялось непосредственно по пучку. Для этого напряжения подавались на ненагретые катоды и вторично-эмиссионные пластины конвертора во время накопления протонов при различных давлениях газа на дорожке. На предельном вакууме  $\bar{P} \approx 1 \cdot 10^{-5}$  тор при включении вытягивающего напряжения несколько снижались амплитуды в.ч. сигналов с датчиков вертикального положения пучка и с квадрупольных сигнальных электродов. С повышением плотности газа этот эффект уменьшался и при  $\bar{P} = 7 \cdot 10^{-5}$  тор и выше воздействие вытягивающего напряжения на накопление протонного пучка аппаратурой наблюдения не обнаруживалось. Сдвига бетатронных частот при включении вытягивающего напряжения обнаружено не было.

На первом этапе нами изучалось накопление протонного пучка в зависимости от плотности плазмы в ионизаторах при непрерывной в течение времени существования пучка на орбите генерации плазмы ионизаторами. Поведение протонного пучка в зависимости от тока эмиссии ионизаторов, которому примерно пропорциональна плотность генерируемой ими плазмы, представлено на рис. 14. Из-за гажения термокатодов при их импульсном прогреве до температуры, соответствующей появлению заметного тока эмиссии, минимальное среднее давление газа на дорожке составляло  $\bar{P} \approx 1 \cdot 10^{-4}$  тор. При отсутствии тока эмиссии электронов с катодов (из-за их недостаточной температуры) плазма на дорожке создается путем ионизации молекул газа протонами пучка и вторичными электронами. Ввиду того, что давление газа на орбите ниже порогового для перехода в режим саморазмножения плазмы и ее плотность недостаточна для стабилизации двухпучковой неустойчивости, в пучке развиваются интенсивные поперечные в.ч. колебания. С ростом тока эмиссии катодов, обусловленном повышением их температуры, все большую роль в генерации плазмы начинают играть потоки электронов в ионизаторах. Средняя плотность плазмы на дорожке накопителя увеличивается. Сначала это приводит к усилению неустойчивости и, соответственно, к уменьшению орбитального тока протонов. Минимум накопленного тока соответ-

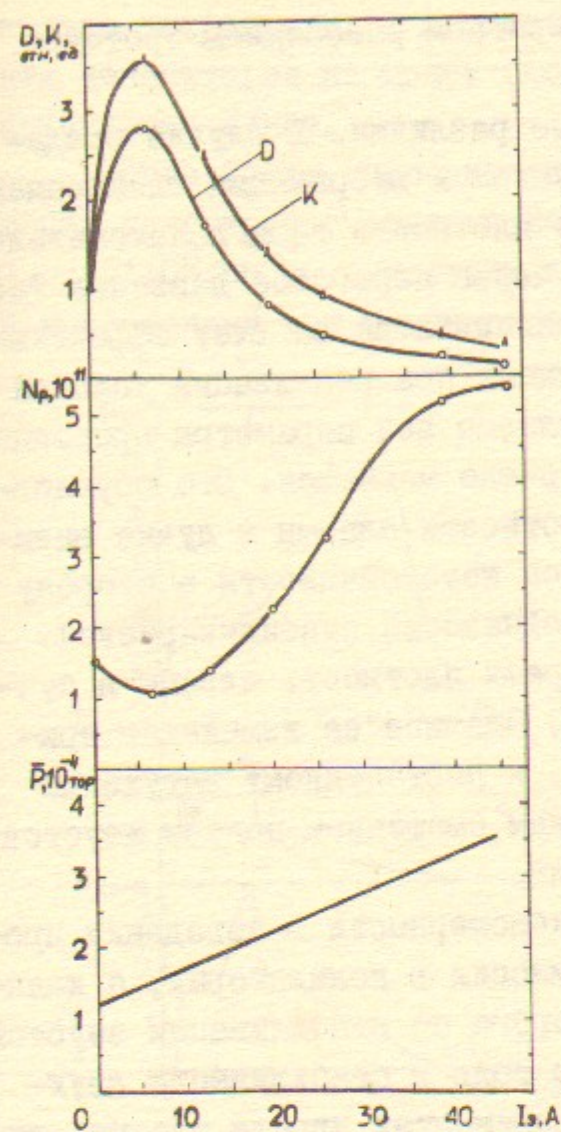


Рис. 14. Зависимости от тока эмиссии в ионизаторах.  $\bar{P}$  — среднее давление газа на орбите;  $N_p$  — максимальное число протонов в пучке;  $D$  — амплитуда в.ч. сигналов с электростатических электродов вертикального положения пучка на единицу орбитального тока протонов;  $K$  — то же для квадрупольных электродов.

ствует средней плотности плазмы в ионизаторах  $\sim 1 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ . При дальнейшем увеличении тока эмиссии амплитуда колебаний постепенно уменьшается. Накопленный ток протонов растет. Максимум спектра колебаний протонного пучка смещается в сторону коротких длин волн. Однако с увеличением тока эмиссии растет и давление газа на дорожке, обусловленное гажением поверхностей, облучаемых электронами. Это

приводит к уменьшению времени жизни протонов на орбите и ограничению числа накопленных протонов.

Проводились сравнительные измерения времени жизни протонов в пучке малой интенсивности, при которой неустойчивость не развивается, или только при работающих ионизаторах, или только при напуске на орбиту азота при приблизительно одинаковых средних плотностях газа. С точностью измерения влияния генерации плазмы на время жизни протонов обнаружено не было. Время жизни протонов в накопителе определялось плотностью газа на орбите.

Качественно поведение протонного пучка в зависимости от плотности плазмы, генерируемой ионизаторами (рис. 14), аналогично наблюдаемому поведению его в ионизированном газе на дорожке без внешних ионизаторов (см. рис. 3). При малой плотности плазмы с ее ростом неустойчивость усиливается, накопленный ток протонов падает. При плотности плазмы, большей  $3 \cdot 5 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ , двухпучковая неустойчивость стабилизируется и накопленный ток

ограничивается, в основном, многократным рассеянием протонов на молекулах газа на дорожке.

Однако имеются и существенные различия. В случае создания плазмы на дорожке протонным пучком и вторичными электронами имеется четко выраженный порог по плотности газа в накопителе, связанный с тем, что при переходе через пороговое давление газа плотность плазмы скачкообразно увеличивается за счет эффективной ионизации молекул газа электронами при реализации условия (5). Вслед за плотностью фоновой плазмы все параметры протонного пучка при переходе через порог резко меняются. Это обусловлено тем, что резкое увеличение плотности плазмы в пучке вызывает соответствующее смещение полосы неустойчивости в сторону коротких длин волн (12), где неустойчивость стабилизируется.

При генерации плазмы ионизаторами плотность плазмы в пучке является регулируемой величиной. Плавное ее изменение приводит, как это видно из рисунка 14, к постепенному затуханию неустойчивости, что связано с плавным смещением полосы неустойчивости в сторону коротких длин волн.

Таким образом, наблюдаемые закономерности в поведении протонного пучка при изменении тока эмиссии в ионизаторах, а именно, отсутствие четко выраженного порога по стабилизации неустойчивости, подтверждает, что основную роль в стабилизации двухпучковой неустойчивости в этих экспериментах играла плазма, генерируемая ионизаторами. К тому же стабилизация колебаний протонного пучка начинается при давлении газа на дорожке в 2-3 раза меньшем порогового, равного для азота  $3,2 \cdot 10^{-4}$  тор.

Однако наиболее наглядно влияние плазмы ионизаторов на устойчивость протонного пучка прослеживается по осциллограммам рис. 15, 16. Здесь представлено поведение протонного пучка при быстром включении (а) и выключении (б) вытягивающего напряжения на катодах ионизаторов во время накопления протонного пучка. При включении вытягивающего напряжения плотность плазмы в ионизаторах начинает быстро увеличиваться за счет ионизации молекул газа потоками электронов с катодов и конверторов. Однако при появлении тока эмиссии увеличивается и плотность газа. При выключении вытягивающего напряжения изменяется единственный внешний параметр в условиях накопления протонов — резко падает плотность плазмы в ионизаторах (время распада плазмы, генерируемой ионизаторами, как показали эксперименты /28/, составляет нес-

колько микросекунд). Плотность газа в накопителе при выключении ионизаторов не может сколько-нибудь измениться до конца накопления пучка.

Когда после включения вытягивающего напряжения в ионизаторах генерируется плазма достаточно высокой плотности  $n_e > 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , амплитуда колебаний протонов резко снижается и накопленный ток протонов значительно возрастает (см. рис. 15а).

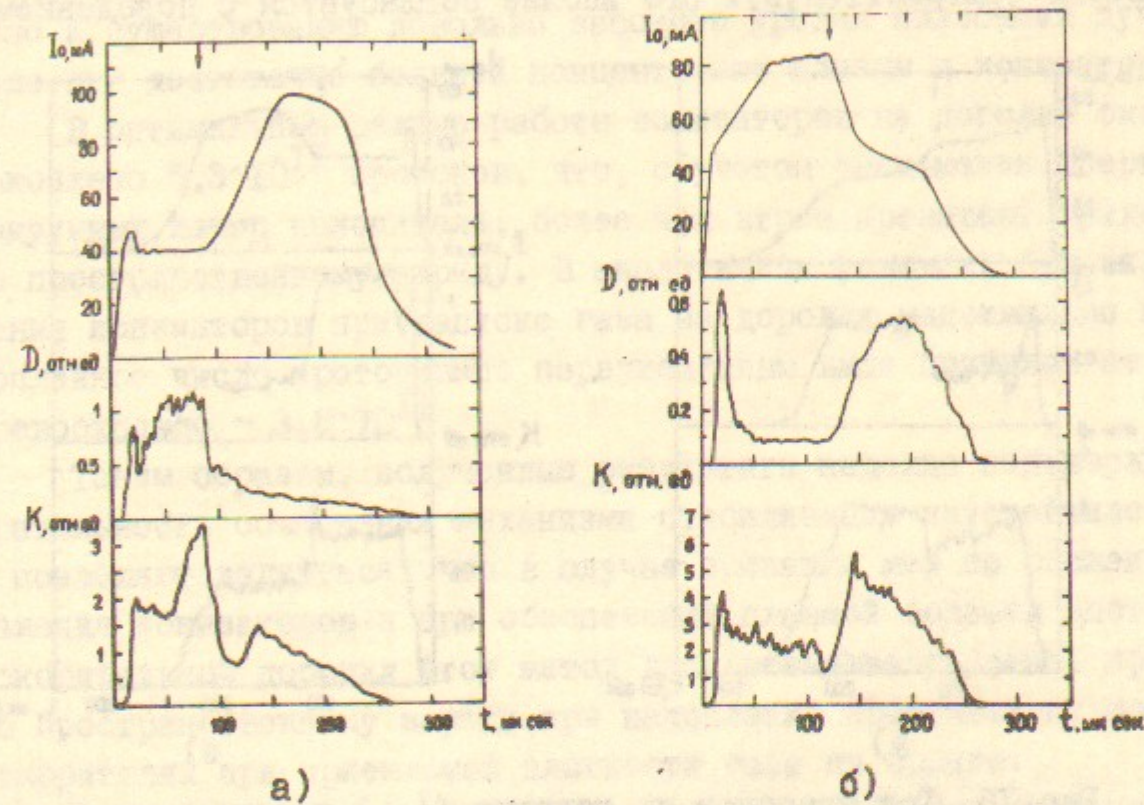


Рис. 15. Ток протонов на дорожке ( $I_0$ ) и огибающие в.ч. сигналов с электростатических датчиков вертикального положения ( $D$ ) и квадрупольных колебаний ( $K$ ) протонного пучка. (Копии осциллограмм). Ток эмиссии ионизаторов — 25 А. Стрелкой указаны моменты включения — а и выключения — б вытягивающего напряжения.

Выключение вытягивающего напряжения, сопровождающееся значительным снижением плотности плазмы в ионизаторах, приводит к быстрому развитию неустойчивости и резкому уменьшению протонного тока (рис. 15б). Поведение пучка при выключении вытягивающего напряжения на ионизаторах однозначно свидетельствует о том, что плотность газа на дорожке недостаточна для создания условий стабилизации неустойчивости без дополнительной генерации плазмы.

Наличие некоторого уровня колебаний пучка при включенных

ионизаторах объясняется тем, что генерация плазмы осуществлялась только на половине длины орбиты протонов. Аналогичный эффект наблюдался нами при неравномерном по азимуту распределении плотности газа на дорожке при изучении стабилизации неустойчивости без помощи ионизаторов.

При малом токе эмиссии увеличение плотности плазмы при включении вытягивающего напряжения приводит к усилению неустойчивости (см. рис. 16а, б). Это вполне согласуется с поведением

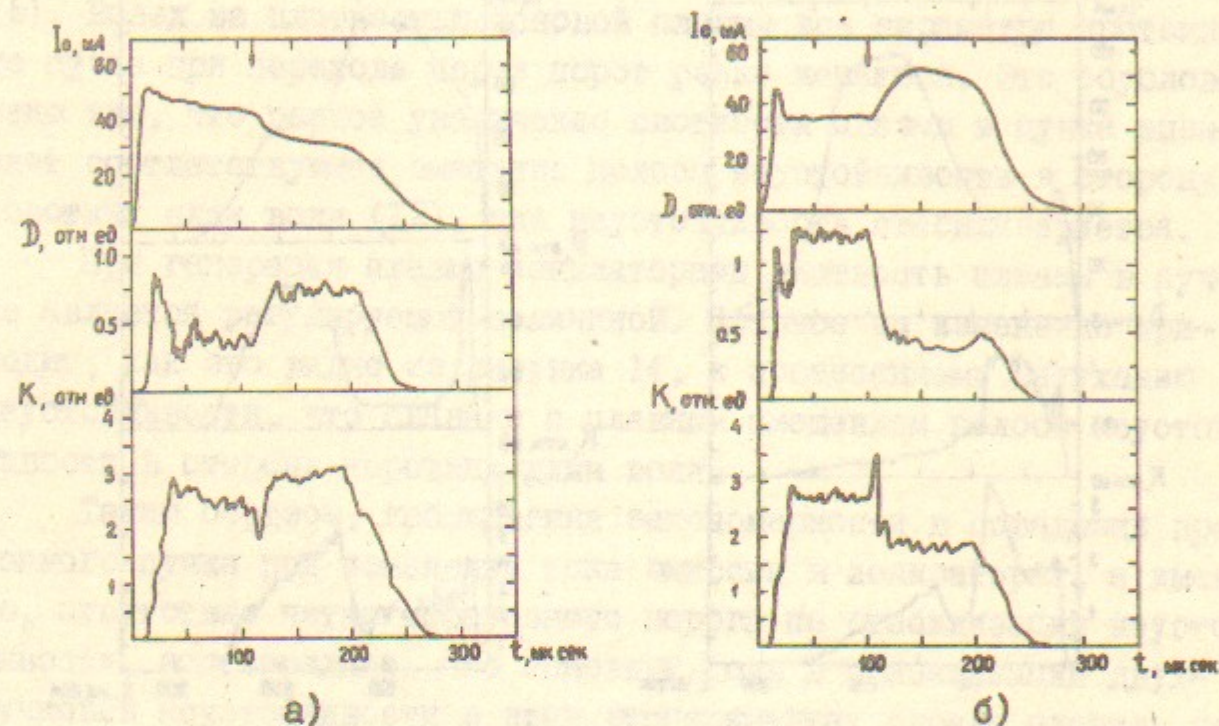


Рис. 16. Ток протонов на дорожке ( $I_c$ ) и огибающие в.ч. сигналов с электростатических датчиков вертикального положения ( $D$ ) и квадрупольных колебаний ( $K$ ) протонного пучка. (Копии осциллограмм). Ток эмиссии ионизаторов — 6,5 А. Стрелкой указаны моменты включения — а и выключения — б вытягивающего напряжения.

неустойчивости при малой плотности плазмы, когда развиваются достаточно длинноволновые колебания.

В экспериментах по стабилизации двухпучковой неустойчивости компенсированного протонного пучка плазмой, генерируемой ионизаторами, нам не удалось превысить максимальных величин накопленных протонных токов, полученных нами ранее. Это связано со следующими обстоятельствами. При установке ионизаторов была несколько уменьшена вертикальная апертура вакуумных камер поворотных магнитов. По техническим причинам мы не имели воз-

можности достаточно хорошо отжестить накопитель после установки в нем ионизаторов. В результате этого нарушились фокусирующие свойства магнитной дорожки накопителя. Из-за ухудшения ускорительной трубки инжектора существенно ухудшилось и качество инжектируемого пучка. В виду отсутствия места в существующей конструкции накопителя мы смогли обеспечить ионизаторами менее половины длины дорожки накопителя, что привело к существованию довольно высокого уровня колебаний пучка даже при достаточно большой концентрации плазмы в ионизаторах.

В оптимальном режиме работы ионизаторов на дорожке было накоплено  $5,3 \cdot 10^{11}$  протонов, что, с учетом уменьшения апертуры вакуумных камер накопителя, более чем втрое превышает предел по пространственному заряду. В аналогичных условиях без включения ионизаторов при напуске газа на дорожку максимально накопленное число протонов по перечисленным выше причинам не превосходило  $\sim 3,8 \cdot 10^{11}$ .

Таким образом, полученные результаты надежно подтверждают правильность объяснения механизма стабилизации неустойчивости и позволяют надеяться, что в случае принятия мер по снижению гашения ионизаторов и при обеспечении плазмой большей части ускорительной дорожки этот метод даст возможность снять предел по пространственному заряду при накоплении протонных пучков в ускорителях при приемлемой плотности газа на орбите.

После накопления компенсированного протонного пучка достаточной интенсивности  $n_p \gg \frac{m_e V_p^2}{2\pi e^2 a_z}$  необходимость во внешней генерации плазмы отпадает.

Не исключено, что интенсивность компенсированного протонного пучка в ускорительном кольце может быть повышена в  $\sim 10^3$  раз по сравнению с пределом по пространственному заряду и будет ограничиваться коротковолновой продольной неустойчивостью на плазменной частоте протонов.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Шамовскому В.Г. и Рослякову В.Г. за совместную работу и полезные обсуждения, Белкину В.С. — за разработку радиотехнических устройств.

Список литературы

1. Г.И.Будкер, Г.И.Димов. Международная конференция по ускорителям. Дубна, 1963, М 933 (1964).
2. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, А.Г.Попов, Ю.К.Свиридов, Б.Н.Сухина, И.Я.Тимошин. АЭ, 19, 507 (1965).
3. Proc. of the 5th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Frascati 1965, 399 Roma (1966).
4. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Proc. of the Intern. Symp. on Storage Rings. Saclay, France VIII-6-I (1966).
5. Г.И.Будкер. Proc. of the 5th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Frascati, 1965, p. 402, Roma (1966).
6. N.Christofilos. Патент США № 2894456, (сI.I50-27), 1953.
7. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. АЭ, 29, 356 (1970).
8. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. АЭ, 7, 549, (1959).
9. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Соколов, В.Г.Шамовский. АЭ, 27, 130, (1969).
10. Г.И.Будкер. АЭ, 1, 9, (1956).
11. Б.В.Чириков. АЭ, 19, 239, (1965).
12. O.Koshkarev, P.Zenkevich. Particle Accelerators 3, 19(1972).
13. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1970, т.2, 20, М., "Наука", 1972.
14. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. ЖТФ, 41, 2098, (1971).
15. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1972, т.1., 349, М., "Наука", 1973.
16. K.Hübner, E.Keil, B.Zotter. Rep. CERN-ISR-TH/71-46.
17. H.Grunder, G.Lamberston. Proc. of the 8th Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1971, p. 308.
18. E.Keil. Interacting storage rings, Rep. № CERN, Geneva, 1972.
19. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-51, Новосибирск, 1977.
20. Ю.И.Бельченко, Г.И.Будкер, Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино 1977, т.1, 287, Серпухов, 1977.
21. D.R.Bates and G.Griffing. The Proc. of the phys. sec. A vol. 66, part II, 961 (1953).
22. M.Grisinski. Phys. Rev. v. 138, 2A, 322(1965).
23. С.Е.Куйатт, Th.Jorgensen. Phys.Rev., v.130, №4, 1444(1963).
24. М.Е.Rudd, Th.Jorgensen. Phys.Rev. vol. 131, №2, 666(1963).
25. М.Е.Rudd, С.А.Saatter, and С.Л.Bailey. v. 151, №1, 20 (1966).
26. Н.И.Алиновский, Ю.Е.Нестерихин, Б.К.Пахтусов. ЖТФ, 39, № I, 139 (1969).
27. С.Ф.Barnett et al. Atomic data for controlled fusion research ORNL - 5206, 1977.
28. В.Е.Чуприянов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-154, Новосибирск, 1980.

Г.И.Димов, В.Е.Чуприянов

ПОЛУЧЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ПРОТОННОГО ПУЧКА В  
УСКОРИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ С ТОКОМ, ПРЕВЫШАЮЩИМ ПРЕДЕЛ  
ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ ЗАРЯДУ

Препринт

№ 82-33

Работа поступила - 25 февраля 1982 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано в печать 15.03-1982г. МН 03152

Формат бумаги 60x90 I/16. Усл. 2,5 печ.л., 2,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Заказ № 33. Бесплатно.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90