

## РАБОТЫ ПО СИЛЬНОТОЧНЫМ ПРОТОННЫМ ПУЧКАМ В НОВОСИБИРСКЕ

Ю.И.Бельченко, Г.И.Будкер, Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.Г.Дудников,  
Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский

Институт ядерной физики СО АН СССР, г.Новосибирск

Несмотря на очевидную возможность увеличения интенсивности протонных пучков в коллективных ускорителях за счет перехода к большим энергиям инжекции, увеличение протонного тока при заданной энергии инжекции остается кардинальным направлением в решении проблемы интенсивности. Сегодня достаточно актуальными являются задача повышения числа ускоряемых в каждом цикле протонов в бустерах больших протонных синхротронов и создание сильноточных протонных накопителей для нейтронных исследований.

При ускорении протонов в вакууме число протонов в ускорительном кольце ограничивается коллективным взаимодействием частиц как между собой, так и с ионизирующимся остаточным газом и вакуумной камерой. В предельных условиях ограничение протонного тока наступает из-за дефокусировки пучка пространственным зарядом. Компенсация пространственного заряда протонов электронами или отрицательными ионами в принципе позволяет преодолеть и этот предел.

Достижимый ток протонов в ускорительном кольце при прочих равных условиях может зависеть от способа инжекции (накопления) протонов. Разработанный в нашем институте перезарядный метод инжекции протонов /1-4/ имеет два принципиальных преимущества: практически неограниченное число оборотов инжекции с высокой эффективностью и возможность многократного вкладывания инжектируемого пучка в один и тот же однооборотный элемент фазового объема ускорительного кольца, что невозможно при других методах инжекции из-за ограничений по классической теореме Лиувилля /4/. Чтобы реализовать максимальный ток протонов в ускорителе, необходимо не только вводить в него требуемое количество частиц, но и обеспечить наиболее благоприятное их распределение в фазовом объеме ускорительного кольца. Благодаря указанным преимуществам перезарядный метод позволяет относительно просто достигать необходимого распределения частиц в фазовом объеме, при этом возможно плавное повышение плотности во всем объеме за счет многократного сканирования по нему инжектируемого пучка.

Прогресс в теории поведения поляризации частиц в ускорителях /5/, успешное ускорение поляризованных протонов в Аргонском синхротроне ZGS /6/, эксперименты по прохождению деполаризующих резонансов в электрон-позитронных накопителях ИЯФ СО АН СССР /7/ устраняют сомнения в возможности ускорения поляризованных протонов в синхротронах на высокие энергии. Интенсивность источников поляризованных протонов в настоящее время находится на уровне 100 мкА, в будущем эта интенсивность едва ли превысит уровень 10 мА. Интенсивность источников поляризованных по ядерному спину ионов  $H^-$  находится на уровне

1 мкА. Используя прецизионные многоапертурные системы формирования протонных пучков, реализованные в перезарядных источниках отрицательных ионов в нашем институте /8/, можно увеличить интенсивность источников поляризованных ионов  $H^-$  с лэмбовским сдвигом до 1 мА. В будущем из атомных источников перезарядкой поляризованных атомов в ионы  $H^-$  на плазме с высокой концентрацией ионов  $D^-$  представляется возможным получать пучки поляризованных ионов  $H^-$  с током порядка 10 мА. В любом случае интенсивность источников поляризованных ионов  $H^-$  не может отставать от интенсивности источников поляризованных протонов больше чем в 10 раз, поскольку в парах цезия до 20% протонов можно перезарядить в ионы  $H^-$ . Из значений возможных интенсивностей источников поляризованных частиц следует, что в синхротронах только перезарядным методом можно накапливать пучки поляризованных протонов с предельным по пространственному заряду током.

Перезарядная инжекция протонов была осуществлена в ИЯФ СО АН СССР в 1964 г. /2/. Был достигнут коэффициент захвата протонов в резонансный режим в 75% на протяжении 4 000 оборотов инжекции в соответствии с соответственным объемом области устойчивости синхротронных колебаний /3/. В кольце с радиусом 42 см при энергии 1 МэВ удалось накопить предельное число протонов  $= 3 \cdot 10^{11}$  /3/.

К сожалению, на больших протонных синхротронах перезарядный метод не мог быть быстро внедрен из-за малой длительности высокочастотных импульсов в линейных ускорителях-инжекторах, а интенсивность источников ионов  $H^-$  была недостаточной для накопления протонов за относительно малое число оборотов инжекции.

До 1967 г. были разработаны перезарядные источники ионов  $H^-$  с током до 1 мА и плазменные с током до 5 мА. В ИЯФ СО АН СССР перезарядным методом в 1968 г. был получен пучок ионов  $H^-$  с током до 15 мА /9/, а в 1973 г. — с током до 76 мА /10/. Нормализованный эмиттанс пучка с током 50 мА составлял  $2 \cdot 10^{-4}$  см·рад  $\times$   $2,5 \cdot 10^{-5}$  см·рад. В 1971–1973 гг. здесь был разработан поверхностно-плазменный метод получения интенсивных пучков отрицательных ионов, основанный на извлечении из плазмы и формировании в пучок отрицательных ионов, эмиттируемых с поверхности электродов при бомбардировке потоком частиц газоразрядной плазмы /11,12/. При этом отрицательные ионы эффективно образуются за счет захвата электронов из электродов с пониженной работой выхода на уровне электронного сродства распыленных и отразившихся частиц /13/. Экспериментально были получены пучки ионов  $H^-$  с током до 1 А при длительности  $\sim 1$  мсек /14,15/. Эмиссионную плотность тока ионов  $H^-$  удалось довести до  $4 \text{ А/см}^2$ .

В последние годы в институте был разработан поверхностно-плазменный источник для ускорителей, в первую очередь для бустеров и мезонных фабрик /16,17/. Номинальные параметры источника: частота следования импульсов — 100 Гц, длительность импульсов тока — 200 мсек, выходной ток ионов  $H^-$  — 100 мА, энергия ионов — 20 КэВ. Источник предполагается монтировать в высоковольтной части ускорительной трубки форинжектора на девяностоградусном поворотном магните, служащем для сепарации и фокусировки пучка ионов  $H^-$ . В этом источнике используется газоразрядная ячейка типа Пеннинга с объемом разрядной области  $0,2 \text{ см}^3$ . Рабочие поверхности катода и антикатода образуются противоположными стенками паза в охлаждаемом молибденовом стержне. Пучок ионов  $H^-$  вытягивается из газоразрядной области через эмиссионную щель в стенке газоразрядной камеры с размерами  $10 \text{ мм} \times 0,5 \text{ мм}$ . Средняя мощность газового разряда 250–300 Вт, импульсный ток разряда 100–120 А, напряжение на разряде 100 В. Напуск водорода в разрядную камеру производится импульсным клапаном с ресурсом работы свыше  $10^9$  включений. Расход водорода  $\sim 1 \text{ см}^3$ ·тор за импульс. Скорость откачки водорода до 2 000 л/сек. Цезий, уменьшающий работу выхода электродов, подается в разрядную камеру из подогреваемого контейнера. Расход цезия  $\sim 1 \text{ мг/час}$  при частоте 100 Гц.

Приведенный микропервианс пучка из этого источника достаточно высокий, около 1,5. Это означает, что для его проводки требуется очень жесткая фокусировка или компенсация пространственного заряда положительными ионами. Накопление положительных ионов в пучке за счет ионизации остаточного газа сопровождается гибелью части отрицательных ионов пучка. Поэтому повышение плотности остаточного газа для уменьшения времени компенсации приводит к ослаблению пучка. При давлении в области пучка  $10^{-4}$  тор наблюдаемое время компенсации 10 мсек, а выходной ток ионов  $H^-$  (в 25 см от эмиссионной щели) составляет 80% от тока вытягиваемых ионов. Фазовый объем пучка очень сильно зависит от уровня

и вида шумов в газовом разряде, а также от плотности газа в области пучка. При наличии низкочастотных флюктуаций в разряде ( $10^5$ – $10^7$  Гц) и хорошем вакууме в области пучка диаметр пучка на выходе составлял 3,5 см, а его нормализованный эмиттанс достигал величины  $2 \cdot 10^{-4}$  см·рад  $\times$   $4 \cdot 10^{-5}$  см·рад. После увеличения давления остаточного газа до  $10^{-4}$  тор эмиттанс уменьшился в 1,5–2 раза. Увеличением плотности водорода в разряде и уменьшением магнитного поля удалось уменьшить флюктуации напряжения и тока разряда ниже регистрируемого уровня. В результате нормализованный эмиттанс пучка на выходе был уменьшен в 10 раз до значения  $2 \cdot 10^{-5}$  см·рад  $\times$   $3 \cdot 10^{-6}$  см·рад, а диаметр пучка в выходном сечении уменьшился до 1 см. Таким образом, для поддержания хороших оптических параметров пучка необходимо осуществлять определенную дозированную подачу водорода в разряд и поддерживать в области пучка давление остаточного газа  $\sim 10^{-4}$  тор. Наблюдаемая зависимость фазового объема пучка ионов  $H^+$  от шумов в разряде и плотности газа связана с флюктуациями эмиссионной поверхности и разбрасыванием ионов по углам на недокомпенсированных и перекомпенсированных участках пучка, образующихся вследствие флюктуаций его интенсивности. Достигнутый ресурс непрерывной работы источника на частоте 100 Гц составляет 300 час.

Значительное развитие источники ионов  $H^+$  для ускорителей получили также в Аргоне (перезарядного типа), в Брукхейвене и Батавии (поверхностно-плазменного типа). В результате не только нет серьезных препятствий для использования перезарядного метода инжекции. Этот метод успешно реализован в лаборатории Р.Мартина в Аргоне. Недавно Аргонский синхротрон ZGS начал регулярно работать с перезарядной инжекцией, при этом средняя интенсивность ускорителя при той же энергии возросла на 20% и повысилось качество пучка /18/.

В индукционных кольцевых ускорителях протонов имеется принципиальная возможность неограниченно увеличивать число ускоряемых протонов за счет компенсации их пространственного заряда электронами или отрицательными ионами. В протонных бустерах представляется несложным осуществить индукционное ускорение протонов до энергии 500 МэВ. Перспективно создание сильноточных индукционных ускорителей протонов на достаточно высокие энергии по схеме многократного использования магнитных потоков, впервые предложенной Кристофилосом /19/. По предложению одного из авторов /20/ в ИЯФ СО АН СССР были проведены экспериментальные исследования условий компенсации замкнутого протонного пучка облагом электронов, рождающихся за счет ионизации остаточного газа /21–25/. В этих экспериментах было установлено, что компенсация интенсивного протонного пучка электронами может быть достигнута только в магнитном поле с производной  $d\omega/dE > 0$ . В противном случае развивается продольная неустойчивость. Была экспериментально обнаружена и исследована двухпучковая протон–электронная поперечная когерентная неустойчивость, которая и оказалась главным препятствием для повышения тока компенсированного протонного пучка. Было показано, в частности, что энергетический разброс протонов заметно ослабляет протон–электронную неустойчивость. Позднее такая неустойчивость была обнаружена на ISR в ЦЕРНе /26/. Наблюдалась также неустойчивость Херварда /27/, связанная с взаимодействием протонного пучка со своим следом из вторичных ионов. Однако эта неустойчивость исчезает при повышении степени компенсации. В настоящем докладе приводятся результаты последних экспериментов, в которых удалось получить компенсированный протонный пучок с током, значительно превышающим предел по пространственному заряду. Эксперименты проводились на ускорительном кольце, описанном в /24/, с инжектором ионов  $H^+$  с током 20 мА при энергии 1 МэВ /28/. Период обращения протонов по орбите 0,54 мксек, предельное число протонов по пространственному заряду  $1,9 \cdot 10^{11}$  (за счет сдвига частоты  $\nu_z$  со значения 0,85 до 0,5). Абсолютный предел по пространственному заряду  $2,9 \cdot 10^{11}$  протонов.

В предыдущих экспериментах удавалось получать компенсированный пучок протонов с током, близким к предельному по пространственному заряду, только при прохождении полосы неустойчивости за счет очистки пучка от вторичных частиц /24/. В описываемых экспериментах благодаря повышению тока инжекции компенсированный интенсивный пучок протонов мог накапливаться без манипуляций с очищающим напряжением. Ход такого накопления иллюстрируется сплошными кривыми на рис. 1. Характерной особенностью процесса является накопление в пучке вторичных ионов (соответственно и вторичных электронов) до большой плотности, на порядок превышающей плотность протонов. Вторичные ионы накапливаются в основном в короткий промежуток времени, когда число протонов в пучке  $N_p$  проходит уровень  $\sim 10^{11}$ . В это же время раскачиваются высокочастотные поперечные когерентные

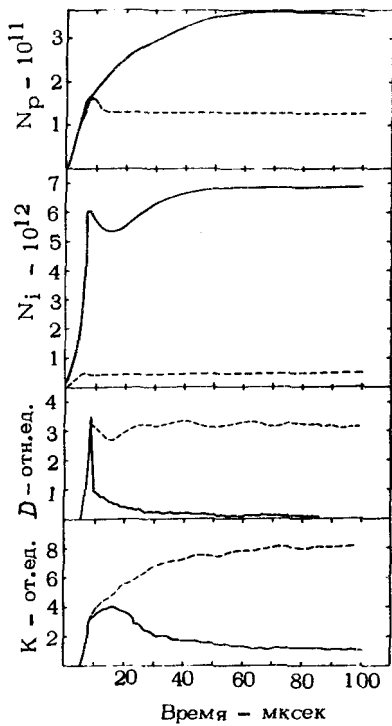


Рис. 1. Процесс накопления протонов в компенсированном пучке перезарядным методом при давлении водорода  $1,4 \cdot 10^{-3}$  тор (пунктирные кривые) и  $3,6 \cdot 10^{-3}$  тор (сплошные кривые). Ток инжекции протонов  $5,5$  мА (в конце 1-го оборота).

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

колебания, которые в дальнейшем затухают. Колебания не успевают раскачаться до такой амплитуды, чтобы декомпенсировать пучок или ограничить его ток. Тем не менее они уменьшают скорость роста орбитального тока. Существует пороговая плотность газа в пучке, ниже которой поперечные колебания не затухают и число  $N_p$  ограничивается на уровне  $\sim 10^{11}$ , как это показано пунктирными кривыми на рис. 1. На рис. 2 приведены зависимости максимального орбитального тока ( $N_p$ ) и соответствующей плотности вторичных ионов ( $N_i$ ) и амплитуд колебаний от плотности азота. Имеет место четко выраженный порог по плотности газа для накопления большого числа протонов. В табл. 1 приведены измеренные пороговые давления для ряда газов.

На рис. 3 приведено временное поведение отношения плотностей вторичных ионов и протонов для различного давления азота. Для большинства газов окончание быстрого роста плотности вторичных ионов, совпадающее с концом роста амплитуды поперечных высокочастотных колебаний, происходит при  $N_i/N_p \sim 25$ . Относительно небольшое снижение давления газа ниже порога приводит к резкому уменьшению плотности ионов (в частности, это видно из рис. 1). На рис. 4 приведена начальная стадия накопления вторичных ионов при различных давлениях азота. Производная приведенных кривых меньше или равна сечению ионизации газа, приведенному к протонам пучка. Из рис. 4 видно, что при повышении давления

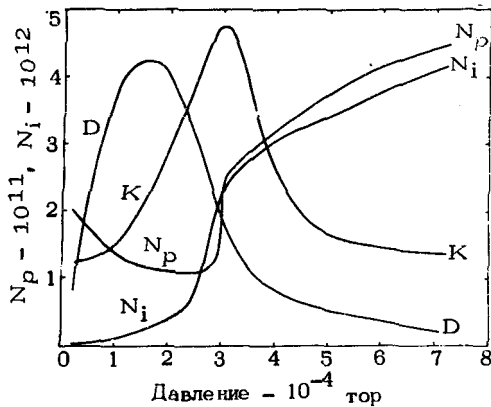


Рис. 2. Зависимости от давления азота в максимуме орбитального тока. Ток инжекции протонов  $6$  мА. Значения кривых см. по рис. 1.

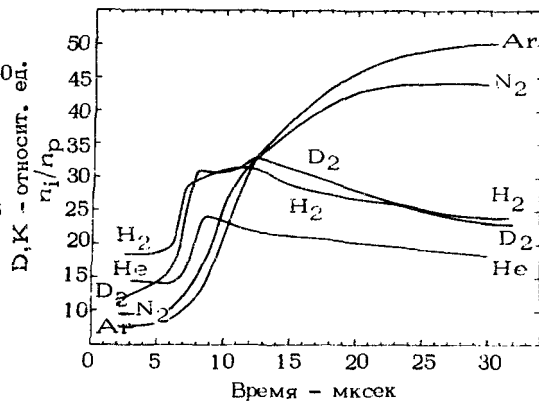


Рис. 3. Временное поведение отношения плотности вторичных ионов к плотности протонов для различных газов при пороговых давлениях.

Таблица 1

Газ	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	Ar
Давление, тор	2,6·10 <sup>-3</sup>	1,7·10 <sup>-3</sup>	5·10 <sup>-3</sup>	3,2·10 <sup>-4</sup>	2,2·10 <sup>-4</sup>

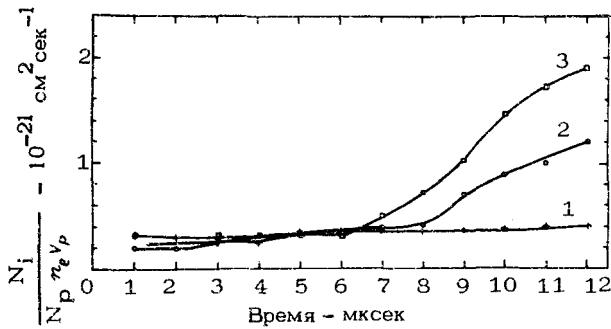


Рис. 4. Процесс накопления вторичных ионов при различных давлениях азота:

- 1 - 10<sup>-4</sup> тор;
- 2 - 2·10<sup>-4</sup> тор (перед порогом);
- 3 - 3,6·10<sup>-4</sup> тор (после порога).

до порогового и выше в промежутке времени вблизи прохождения уровня  $N_p \sim 10^{11}$  приведенное сечение ионизации резко возрастает. Для запорогового давления азота 3,6·10<sup>-4</sup> тор максимум приведенного сечения превышает не менее

чем в 3 раза истинное сечение ионизации азота протонами. Это означает, что при пороговых давлениях газа значительно ускоряется образование вторичных ионов за счет ионизации газа электронами. Возможно, это связано с появлением поперечных колебаний электронов из-за неустойчивости.

Таким образом, условием накопления интенсивного компенсированного пучка ( $N_p \gg 10^{11}$ ) является достижение высокой плотности вторичной плазмы ( $n_e \approx 3-4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ). При этом необходимая плотность газа прямо не связана с этим условием. Порог по газу и его малая ширина связаны с резким повышением скорости ионизации газа за счет электронов при достижении некоторой плотности плазмы. Пороговая плотность газа понижается с ростом массы и сечения ионизации, однако не подчиняется простым количественным соотношениям. При этом, как показали измерения, необходимая плотность плазмы и порог по газу не зависят от тока инжекции (до 8 мА).

Из-за большой пороговой плотности газа время жизни протонов сильно ограничено. Измеренное время жизни для протонов, введенных на центральную орбиту, составляет в квазибетатронном режиме 50-80 оборотов, в бетатронном режиме 80-120 оборотов. Поскольку длительность тока инжекции (300 мксек) значительно превышает время жизни, то при отсутствии ограничений накопленный орбитальный ток должен быть пропорциональным току инжекции, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 5а). В квазибетатронном режиме при непрерывной прокачке газа через камеру накоплено следующее число протонов на орбите: H<sub>2</sub> - 1,1·10<sup>12</sup>; D<sub>2</sub> - 1,25·10<sup>12</sup>; He - 0,75·10<sup>12</sup>; N<sub>2</sub> - 10<sup>12</sup>; Ar - 0,85·10<sup>12</sup>.

В бетатронном режиме при импульсном напуске газа накапливаемый ток протонов возрастает. Как видно из рис. 5б, в водороде удалось накопить 1,75·10<sup>12</sup> протонов. Это превышает предел по пространственному заряду в 9,2 раза по сдвигу частоты вертикальных колебаний до линейного резонанса и в 6 раз по сдвигу этой частоты до нуля.

Дисперсионное уравнение системы из 3-х "пучков" - протонного, ионного и электронного - для длинноволновых колебаний при  $n_p + n_i = n_e$  имеет вид:

$$\frac{\omega_p^2}{(kv - \omega)^2 - \omega_z^2} + \frac{\omega_i^2 + \omega_e^2}{\omega^2} = 1, \quad \text{где} \quad \omega_\alpha = \frac{2\pi e^2 n_\alpha}{m_\alpha}$$

В соответствии с /29/ при  $G = \frac{\omega_p^2}{\omega_z^2} \frac{n_p}{n_e} \frac{m_e}{m_p} \ll 1$

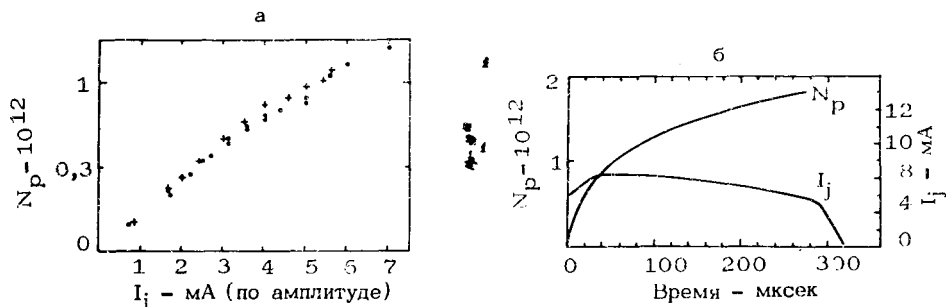


Рис. 5.

а - зависимость от тока инжекции максимального числа протонов, накапливаемых в квазибетатронном режиме, при оптимальных давлениях водорода (+) и дейтерия (o);

б - копии осциллограмм орбитального тока ( $N_p$ ) и тока инжекции протонов ( $I_j$ ) при накоплении протонов в бетатронном режиме при импульсном напуске водорода и оптимизированных геометрических параметрах инжекции. Максимальный захватываемый ток протонов 5 мА.

С хорошей точностью область неустойчивости системы лежит в полосе

$$kv = \omega_z + \omega_e \cdot (1 \pm G^{1/4}).$$

В общем случае центр полосы неустойчивости определяется не плотностью электронов  $n_e$ , а суммой плотностей  $n_p + n_e$ . Основная роль вторичных ионов состоит в сдвиге центра полосы в сторону коротких волн. Кроме того, при увеличении отношения  $n_e/n_p$  уменьшается относительная ширина полосы. Экспериментальному значению плотности электронов  $n_e = 3-4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , когда прекращается раскачка поперечных высокочастотных колебаний, соответствует длина неустойчивых волн  $\lambda = k^{-1} = 1,9-2,2 \text{ см}$ . Поперечные волны такой малой длины, сравнимой с поперечными размерами пучка (3,5 см x 4,5 см), по-видимому, не могут раскачиваться. Это подтверждается и поведением спектров колебаний.

На основании экспериментов условие устойчивости протонного пучка в плазме по поперечным дипольным колебаниям можно определить приближенным соотношением:

$$\lambda \leq a_z \quad \text{или} \quad n_e \geq m_e v^2 / 2\pi e^2 a_z^2,$$

где  $a_z$  - вертикальный полуразмер пучка.

Таким образом, возможно многократное превышение тока протонов в ускорительном кольце над пределом по пространственному заряду. Для этого необходимо поддерживать в кольце или плазму достаточной плотности, или каким-либо образом достичь высокой плотности компенсированного электронами протонного пучка.

Как следует из приведенных результатов, генерация плазмы за счет ионизации протонами остаточного газа, несмотря на обнаруженное усиление генерации, как правило, не может быть использована в ускорителях из-за высокой требуемой плотности газа. Поэтому в ускорителях необходимо реализовать другие методы генерации плазмы, при этом плазма должна быть спокойной. Одним из возможных методов генерации спокойной плазмы в газе с относительно низкой плотностью является ионизация поперечным потоком электронов вдоль магнитного поля с энергией 30-100 эВ. Подчеркнем, что генерация плазмы необходима только на период накопления протонов на орбите. В дальнейшем интенсивный компенсированный пучок может быть устойчив без добавления плазмы.

Пространственный заряд протонов можно компенсировать отрицательными ионами. Как нам представляется, наиболее перспективным является использование встречных компенсированных пучков ионов  $J^-$ . В нерелятивистской области энергия отрицательных ионов должна быть в отношении массы иона к массе протона меньше энергии протонов, а необходимый для компенсации ток отрицательных ионов в такое же число раз меньше тока протонов. Предполагается, что ионы  $J^-$  совершают 1 оборот, пучок этих ионов непрерывно вводится в кольцо и пропускается по всей его длине встречно протонам. При этом энергия вводимых

ионов  $J^-$  повышается синхронно с энергией ускоряемых протонов. Главной задачей в осуществлении такой схемы является получение однооборотных компенсированных пучков ионов  $J^-$  достаточной интенсивности. В ИЯФ СО АН СССР был разработан термоэмиссионный источник ионов  $J^-$  с борид-лантановым эмиттером. Был получен пучок с током до 4 мА и энергией 8 КэВ (диаметр пучка 1 см). Однако при компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами возникала двухпучковая поперечная неустойчивость, что приводило к большой расходимости пучка. Компенсированный пучок ионов  $J^-$  был практически устойчив при токе, не превышающем 1 мА (диаметр пучка 0,5 см, длина 70 см, угловая расходимость  $\pm 1,7 \cdot 10^{-2}$ ). Есть основания полагать, что порог неустойчивости пропорционален энергии в степени  $3/2$ . Из экспериментального значения предела устойчивости компенсированного пучка ионов  $J^-$  следует, что возможно получение протонного пучка, компенсированного ионами  $J^-$  с током, примерно равным  $0,15 W^{3/2}$  ампер, где  $W$  — энергия протонов в МэВ. Отсюда следует, что получить таким способом достаточно большой ток протонов в ускорительном кольце можно только при значительной энергии инжекции.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, Г.И.Димов. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 933 (1964).
2. Г.И.Будкер, Г.И.Димов, А.Г.Попов, Ю.К.Свиридов, Б.Н.Сухина, И.Я.Тимошин. Атомная энергия, 19, 507-510 (1965).
3. G. I. Budker, G. I. Dimov, V. G. Dudnikov. Proc. of the Intern. Symposium on Storage Rings, Saclay, France, VIII-6-1 (1966).
4. Г.И.Димов. "Перезарядный метод инжекции протонов...", препринт ИЯФ СО АН СССР, 304, Новосибирск, 1969.
5. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР, 223, 830 (1975).
6. E. F. Parker. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, No 3, 1466 (1975).
7. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шагунов. "Радиационная поляризация...", препринт ИЯФ СО АН СССР, 76-112, Новосибирск, 1976.
8. Г.И.Димов, Г.В.Росляков. ПТЭ, 1974, № 1, 29.
9. Г.И.Димов, О.Я.Савченко. ЖТФ, 38, 2002 (1968).
10. Г.И.Димов, Г.В.Росляков. ПТЭ, 1974, № 3, 31.
11. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Иванов. "Об образовании отрицательных ионов в газовом разряде", препринт ИЯФ СО АН СССР, 81-72, Новосибирск, 1972.
12. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Известия АН СССР, серия физическая, 37, 2573 (1973).
13. М.Е.Кишиневский. "О механизме вторичной ионной эмиссии", препринт ИЯФ СО АН СССР 116-73, Новосибирск, 1973.
14. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Nucl. Fusion, 14, 113 (1974).
15. Ю.И.Бельченко, Г.И.Димов, В.Г.Дудников. Proc. 2nd Sym. Ion Sources Formation of Ion Beams, Berkeley, VIII-1 (1974).
16. В.Г.Дудников. Всесоюзное совещание по ускорителям, Москва, 1974, 1, 323 (1975).
17. Г.И.Димов, Г.Е.Деревянкин, В.Г.Дудников. "Стомиллиамперный источник ионов  $H^-$  для ускорителей", препринт ИЯФ СО АН СССР, 77-17, Новосибирск, 1977.
18. CERN Courier, 16, No 11, 398 (1976).
19. N. Christofilos. Патент США, 2294456, CL. 150-27, 1953.
20. G. I. Budker. Proc. V Intern. Conf. on high energy accelerators, Frascati, 1965. Roma, 1966, p. 402.
21. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, А.А.Соколов, В.Г.Шамовский. Атомная энергия, 27, 130 (1969).
22. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. Атомная энергия, 29, 356 (1970).
23. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. Всесоюзное совещание по ускорителям, Москва, 1968, 2, 285 (1970).
24. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. ЖТФ, 41, 2098 (1971).
25. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. Всесоюзное совещание по ускорителям, Москва, 1972, 1, 349 (1973).

26. K.Hubner, E.Keil, B.Zotter. CERN-ISR-TH/71-46, 1971.  
27. H.G.Hereward. The Instability in the CPS, Preprint CERN, 1964.  
28. Г.И.Димов, Г.В.Росляков. ПТЭ, 1974, № 2, 33.  
29. Б.В.Чириков. Атомная энергия, 19, 239 (1965).

## ДИСКУССИЯ

C.W.Planner: Please clarify whether the  $H^-$  source operating of 100 mA 200 sec pulses at 100 Hz has been achieved or is prepared?

Г.И.Димов: Этот источник находится в состоянии, пригодном для практического использования в ускорителях. Он прошел ресурсные испытания, которые показали его способность работать непрерывно с частотой 100 Гц в течение 300 часов. Это означает, что ресурс его работы составляет  $10^8$  импульсов.

Р.А.Мещеров: Есть ли зависимость плотности электронов от энергии?

Что необходимо предпринять для сохранения плотного накопленного пучка протонов при ускорении?

Г.И.Димов. Зависимость от энергии в исследованном диапазоне 0,5 ÷ 1 МэВ очень слаба и не противоречит вышеописанным представлениям.

Поскольку по нашим представлениям область устойчивости компенсированного пучка достаточно широкая (порядка  $10^3$  по плотности электронов), сохранить устойчивость интенсивного пучка в процессе индукционного ускорения представляется не сложным.