



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2008–12
ОУ-У70

А.С. Гуревич, П.Н. Чирков

ПРОДОЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПРОТОННОГО ПУЧКА В БУСТЕРЕ

Протвино 2008

Аннотация

Гуревич А.С., Чирков П.Н. Продольное движение протонного пучка в Бустере: Препринт ИФВЭ 2008–12. – Протвино, 2008. – 14 с., 27 рис., библиогр.: 8.

Представлены численные и экспериментальные исследования продольного движения, включая ВЧ захват в Бустере – быстроциклическом протонном синхротроне ИФВЭ. При моделировании принимались в расчет реальные характеристики магнитного цикла ускорителя. Оптимизировались закон изменения ускоряющего ВЧ-напряжения и момент инжекции пучка на цикле магнитного поля для достижения максимального захвата частиц в режим ускорения. Приведены экспериментальные результаты, показывающие почти 100%-ный захват пучка в Бустере.

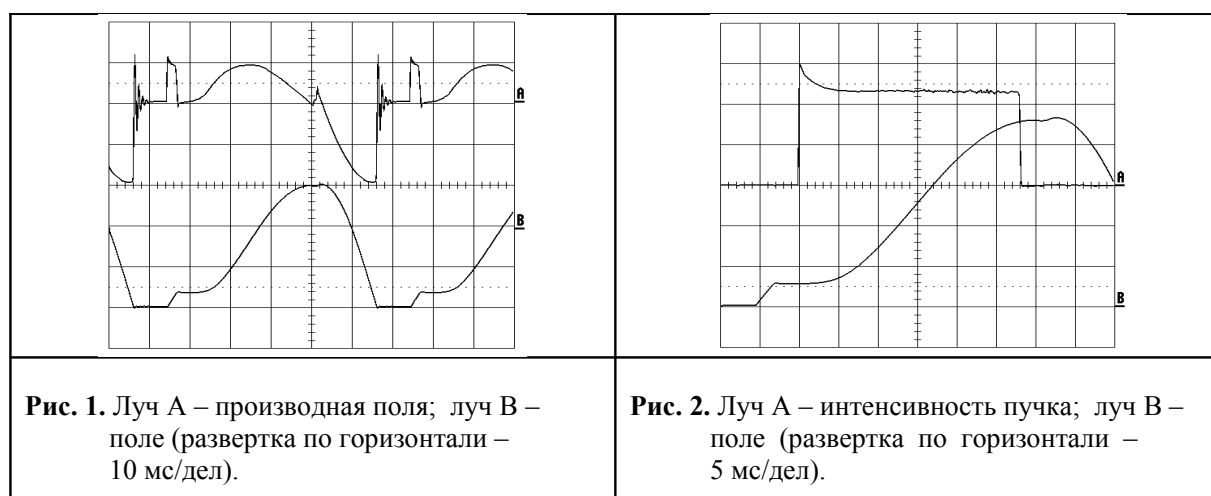
Abstract

Gurevich A.S., Chirkov P.N. Longitudinal Motion of Proton Beam in Booster: IHEP Preprint 2008–12. – Protvino, 2008. – p. 14, fig. 27, refs.: 8.

The paper presents computational and experimental researches of longitudinal beam motion including RF capture into Booster – fast-cycling proton synchrotron in IHEP. At simulation the existing features of magnetic field cycle of the accelerator are taken into account. Therefore the time dependence of RF accelerating voltage and beam injection time on the field cycle are optimized to receive the maximal particle capture into accelerating process. The paper demonstrates experimental results showing near 100% beam capture into Booster.

Введение

Быстроциклический протонный синхротрон У-1,5 – бустер ИФВЭ с 1985 года работает как инжектор в ускоритель У-70. Пучок протонов ускоряется от 30 МэВ до 1,32 ГэВ. Бустер работает в пакетно-импульсном режиме с частотой повторения импульсов 16,6 Гц при частоте следования пакетов $\sim 0,1$ Гц. Количество импульсов в пакете может изменяться, но не превышает 32. Интенсивность в импульсе, в зависимости от потребностей физических экспериментов, регулируется от $2 \cdot 10^{11}$ до $1 \cdot 10^{12}$ частиц. Формы производной $B'(t)$ ведущего магнитного поля и поля $B(t)$ показаны на рис.1, изменение интенсивности с ростом поля – на рис. 2. Подробнее характеристики бустера представлены в работе [1].



Инжекция протонов в бустер производится от линейного ускорителя ЛУ-30 в 1-й период магнитной структуры. В 2007 г. завершены работы по монтажу оборудования в 9-ом периоде структуры для ввода пучков легких ядер из линейного ускорителя И-100. Ускорен до энергии 450 МэВ/нуклон пучок дейтронов, и ведутся работы по увеличению его интенсивности.

В процессе эксплуатации сформировались стандартные режимы настройки технологических систем, обеспечивающие устойчивую работу ускорителя. Некоторые особенности этих режимов до последнего времени не были изучены. В данной работе приводятся результаты расчетных и экспериментальных исследований продольного движения пучка протонов в бустере с использованием реальных характеристик ускорителя.

1. Постановка задачи

Вопросу оптимизации захвата частиц в ускорение посвящен ряд работ [2–4]. В бустере предполагалось осуществлять «квазиadiaбатический захват» протонного пучка, отличительными свойствами которого являются:

- инжекция в спадающее магнитное поле при производной $B' \approx -20$ Гс/мс на внутренний радиус с $\Delta R \approx -4$ мм;
- модуляция частоты ускоряющего напряжения на участке захвата в интервале значений $B' \approx (-20 \div 0)$ Гс/мс так, чтобы синхронная фаза равнялась $-\pi/2$ ($\cos(\varphi_s) = 0$) и пучок в конце захвата смещался на расчетную равновесную орбиту с $\Delta R \approx 0$ мм;
- переход в режим ускорения с момента $B' \approx 0$ Гс/мс.

На практике такой режим не был реализован. Вместо него производится неadiaбатический захват пучка в ускорение, при котором:

- 1) частота ускоряющих станций отслеживает изменение магнитного поля,
- 2) изменяется синхронная фаза,
- 3) радиус равновесной орбиты остается постоянным.

Экспериментально установленный режим настройки показывает, что наилучшие условия для достижения максимальной интенсивности складываются, если инжекция пучка производится в спадающее поле вблизи $B' \approx -4$ Гс/мс.

В связи с подготовкой бустера к ускорению низко интенсивных пучков легких ядер возникла необходимость изучения сложившихся режимов настройки и экспериментальной проверки коэффициента захвата.

2. Моделирование продольного движения

2.1. Оптимизация режима захвата пучка

Продольное движение пучка в синхротроне описывается системой из двух нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка относительно переменных Δr и φ [5], где $\Delta r = r - r_s$ – отклонение импульса частицы относительно синхронного значения; φ – фаза частицы относительно максимума ускоряющего напряжения.

На основе пакета “Mathcad 13” [6] была создана программа численного интегрирования уравнений. В качестве исходных данных использовались измерения зависимости магнитного поля от времени. На рис. 3 представлены для начального участка магнитного цикла нормированные сигналы поля и его производной; пучок инжектируется в ускоритель в момент $t=0$. При нормировке учтены реальные характеристики магнитных блоков, так что на уровне поля инжекции для $E = 30.00$ МэВ: $B = 1401.5$ Гс, радиус кривизны в поворотных магнитах $\rho = 5,6921$ м. Пульсации производной в районе $t \sim 3$ мс (кривая 1 на рис. 3) соответствуют моменту включения выпрямителей подпитки, обеспечивающих стабилизацию формы магнитного поля и компенсацию энергетических потерь от цикла к циклу [7].

Для моделирования фазового движения частиц реальная зависимость $B'(t)$ сглаживалась степенными полиномами, причем быстрые пульсации игнорировались. Кроме того, шкала времени смещалась таким образом, чтобы отсчет начинался от момента прохождения производной через ноль: $B'(0) = 0$ (рис. 4).

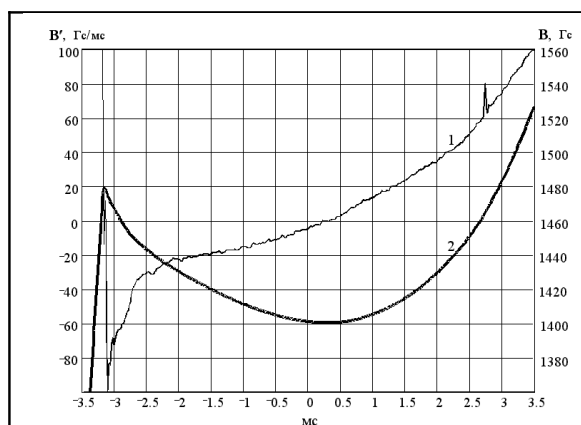


Рис. 3. 1 – производная поля $B'(t)$; 2 – поле $B(t)$.

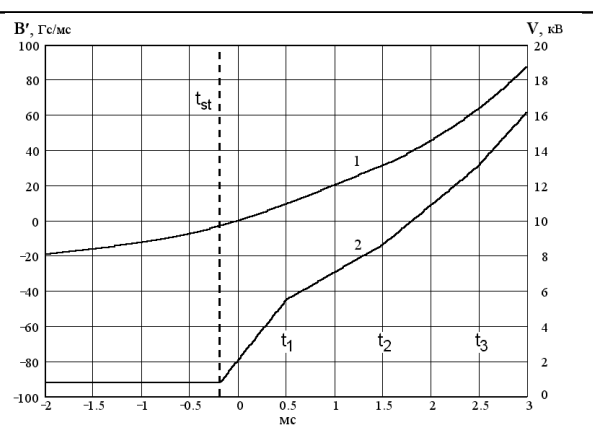


Рис. 4. 1 – сглаженная производная поля $B'(t)$; 2 – напряжение $V(t)$ при моделировании.

Амплитуда ускоряющего напряжения $V(t)$ формировалась линейными участками между временными точками, выбранными в качестве узлов. Расстановка узлов уже сама по себе требует предварительных расчетов, имея целью не только эффективный захват пучка, но и простой алгоритм экспериментальной настройки. Учитывалось, что в реальной работе закон изменения $V(t)$ создается с помощью 31 вектора генератора функций.

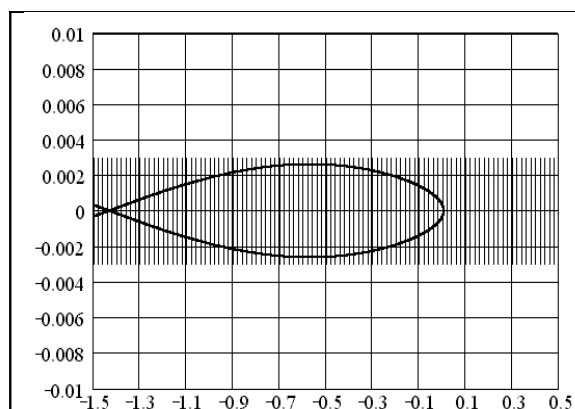


Рис. 5а. $t_{st} = -0.1853$ мс; $B'(t_{st}) = -3$ Гц/мс.

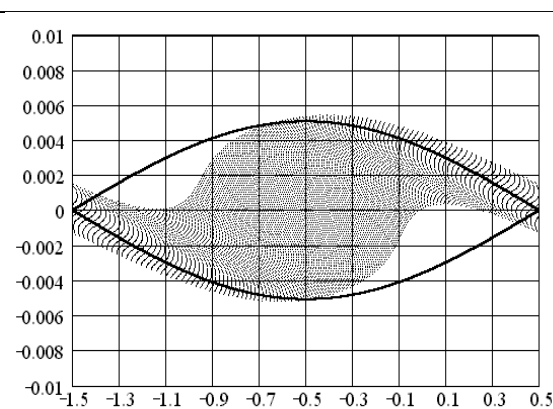


Рис. 5б. $t = 0$ мс; $B'(t) = 0$ Гц/мс.

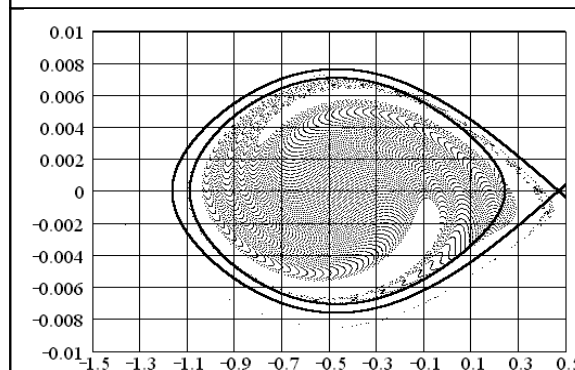


Рис. 5в. $t_1 = 0.5$ мс.

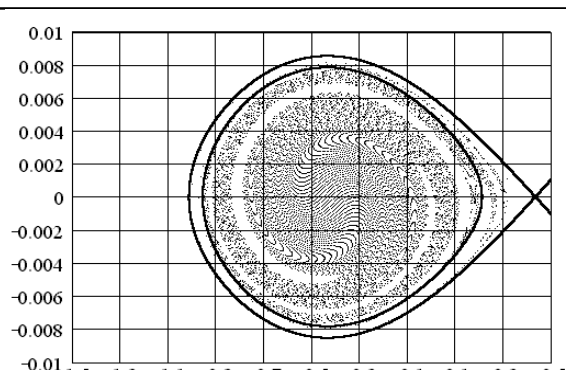


Рис. 5г. $t_2 = 1.5$ мс.

Результат оптимизации зависимости $V(t)$ в начальной части цикла показан на рис. 4. Узлы в моменты $t_1 = 0.5$ мс, $t_2 = 1.5$ мс и $t_3 = 2.5$ мс фиксированы, тогда как момент t_{st} варьировался с целью оптимизации захвата пучка. Характер движения частиц на фазовой плоскости в процессе захвата показан на рис. 5 (по вертикали – $\Delta p/p$, по горизонтали – φ/π).

В момент старта пучок равномерно распределен в прямоугольной области с $\Delta p/p = \pm 3 \cdot 10^{-3}$ и фазовой протяженностью 2π . На рис. 5а и 5б изображен фазовый портрет пучка и сепаратриса, на рис. 5в и 5г добавлена мгновенная фазовая траектория, охватывающая 95% частиц из тех, которые попадают внутрь сепаратрисы. Видно, что к моменту $t_1 = 0.5$ мс сгусток уже сформирован. Расчеты показали, что если площадь сепаратрисы в интервале времени от t_1 до t_2 не уменьшается, то частицы, попавшие внутрь сепаратрисы, не теряются. Таким образом, захват завершается к моменту t_1 , и эта временная точка может использоваться для оценки качества захвата в процедуре оптимизации.

Выбор критерия качества захвата не является однозначным. Были выделены два основных условия, которые контролировались в процессе моделирования:

- величина захвата η , определяемая как отношение количества частиц N_1 , попадающих внутрь сепаратрисы в момент t_1 , к исходному количеству частиц N_{st} :

$$\eta = N_1/N_{st},$$
- характеристика фазовой плотности пучка λ , определяемая как отношение η к величине S_1/S_0 , где S_1 – площадь внутри фазовой траектории, содержащей 0.95· N_1 частиц; S_0 – площадь исходного прямоугольного пучка: $\lambda = \eta \cdot (S_1/S_0)^{-1}$.

В процедуре оптимизации захвата участвовали параметры: V_0 – начальная амплитуда напряжения в момент инжекции; V_1 – амплитуда напряжения в момент t_1 и момент инжекции пучка t_{st} . При изменении момента инжекции привязка осуществлялась к целочисленным значениям производной поля, например $t_{st} = -0.1853$ мс, $B'(-0.1853) = -3$ Гс/мс, что делалось с целью последующей проверки результатов моделирования по оперативно измеряемым характеристикам магнитного поля. Учитывалось также, что минимально допустимая, устойчивая для ускоряющих станций амплитуда напряжения V_0 составляет 0.8 кВ.

Поведение величины λ с изменением V_1 (при $V_0 = 0.8$ кВ) для разных моментов инжекции (кривые 1÷7) дано на рис. 6а и 6б. Линии, пересекающие кривые 1÷7, соединяют точки с одинаковым значением η . Видно, что максимальная фазовая плотность пучка достигается при инжекции в поле с $B'(t_{st}) = -3$ Гс/мс. Коэффициент захвата η растет на каждой из кривых с ростом амплитуды V_1 , однако при $\eta \geq 0.99$ за это приходится платить непропорциональным ростом напряжения. Представляется оптимальным выбор $V_1 = 5.5$ кВ для узла $t_1 = 0.5$ мс и поля инжекции с $B'(t_{st}) = -3$ Гс/мс.

На следующем этапе расчетов уточнялось влияние амплитуды V_0 на качество захвата. Результаты моделирования приведены на рис. 7. Как оказалось, увеличение начальной амплитуды ухудшает характеристики захвата, вследствие чего минимальное значение $V_0 = 0.8$ кВ одновременно является и оптимальным.

Для окончательного вывода об эффективности выбранного режима ускоряющего напряжения изучалось поведение коэффициента захвата η в зависимости от момента инжекции t_{st} при разной величине импульсного разброса $\delta p/p$ частиц в пучке (рис. 8). Как следует из полученных зависимостей, интервал времени, соответствующий $B'(t_{st}) = -(3\div4)$ Гс/мс, является лучшим для инжекции, что и объясняет сложившиеся режимы практической настройки ускорителя.

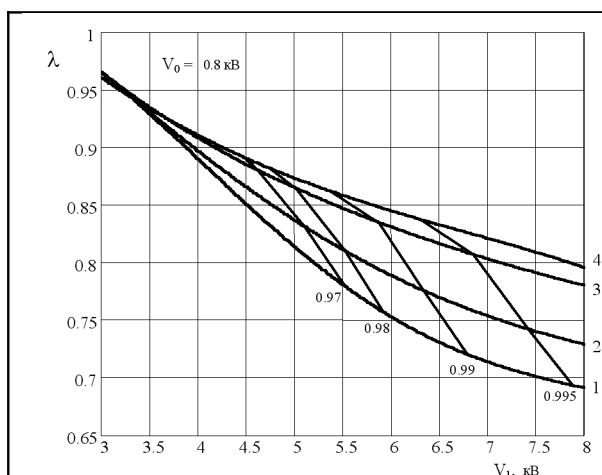


Рис. 6а. Зависимости $\lambda(V_1)$ для различных t_{st} ,
 1: $B'(t_{st}) = 0$ Гц/мс; 2: $B'(t_{st}) = -1$ Гц/мс;
 3: $B'(t_{st}) = -2$ Гц/мс; 4: $B'(t_{st}) = -3$ Гц/мс.

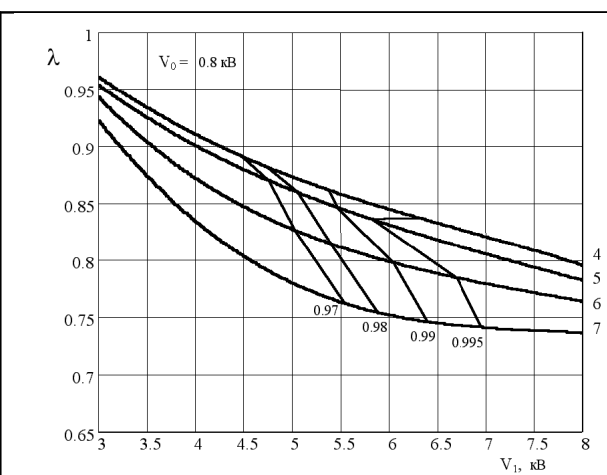


Рис. 6б. Зависимости $\lambda(V_1)$ для различных t_{st} ,
 4: $B'(t_{st}) = -3$ Гц/мс; 5: $B'(t_{st}) = -4$ Гц/мс;
 6: $B'(t_{st}) = -5$ Гц/мс; 7: $B'(t_{st}) = -6$ Гц/мс.

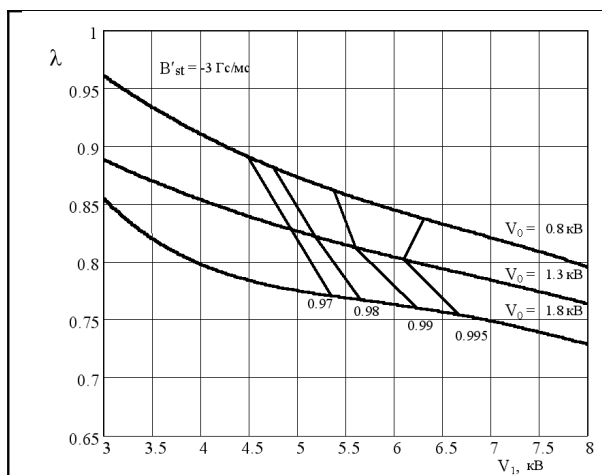


Рис. 7. Зависимости $\lambda(V_1)$ для различных V_0 .

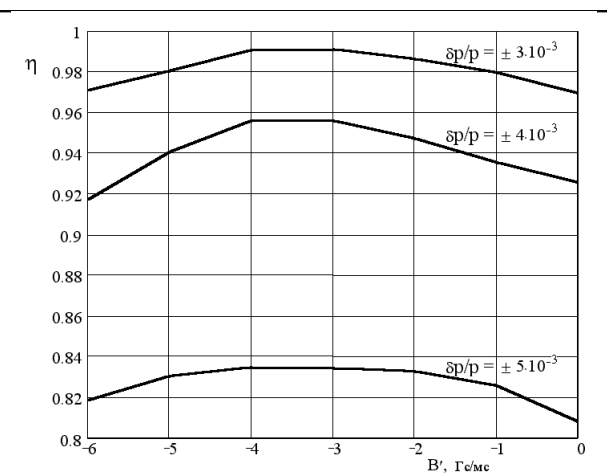


Рис. 8. Зависимости $\eta(B'(t_{st}))$ для различных $\delta p/p$.

Фазовый портрет пучка с исходным разбросом $\delta p/p = \pm 3 \cdot 10^{-3}$ и $S_0 = 142$ МэВ·м/с (где s – скорость света), показанный на рис. 5в и 5г, получен при установке оптимальных параметров. В результате оптимизации имеем в момент времени t_1 : коэффициент захвата $\eta = 0.991$, фазовую площадь пучка по уровню 95% частиц $S_1 = 165$ МэВ·м/с, фазовую площадь пучка по уровню 100% частиц $S_{tot} \approx 202$ МэВ·м/с, фазовую площадь внутри сепаратрисы $S_{sep} = 202$ МэВ·м/с.

Необходимо также отметить, что в фазовых портретах пучка на рис. 5 используются $1 \cdot 10^4$ частиц. Для получения гладких кривых, изображенных на рис. 6 и 7, в расчетах использовалось $4 \cdot 10^4$ частиц, после чего точки, полученные с шагом горизонтальной сетки этих рисунков, аппроксимировались степенными полиномами методом наименьших квадратов.

2.2. Оптимизация режима ускорения и вывода пучка

Несмотря на достаточно быстрое изменение магнитного поля и частоты ускорения, адиабатический подход к формированию амплитуды напряжения $V(t)$ после окончания захвата дает хорошие результаты. Это проверялось моделированием продольного движения частиц по всему циклу ускорения. Отличие от адиабатичности начинает сказываться только в конце ускорения, когда заметно снижается частота синхротронных колебаний.

Подбирая закон изменения амплитуды $V(t)$, следует, во-первых, учитывать динамику импульсного разброса частиц, увеличивающего радиальный размер пучка. В случае малых синхротронных колебаний, когда частицы движутся по замкнутым фазовым траекториям, согласованным с сепаратрисой, справедливы выражения

$$\frac{\Delta P_{\max}(t)}{P} = k \cdot \mu_1(t) \cdot \mu_2(t), \quad \mu_1(t) = \frac{1}{\beta(t)} \cdot \left[\frac{B'(t)/B_0}{\gamma(t) \cdot (1 - \alpha \cdot \gamma(t)^2)} \right]^{1/4}, \quad \mu_2(t) = |\operatorname{tg} \varphi_s(t)|^{1/4},$$

где $\Delta P_{\max}(t)$ – максимальное отклонение импульса частицы на фазовой траектории, охватывающей фиксированную фазовую площадь; k – коэффициент, задающий величину фазовой площади; β и γ – релятивистские факторы; α – коэффициент расширения орбиты; $B_0 = E_0/(Z \cdot \rho)$; E_0 – энергия покоя протона; Z – заряд протона; $B_0 = 5.4984 \cdot 10^3$ Гс.

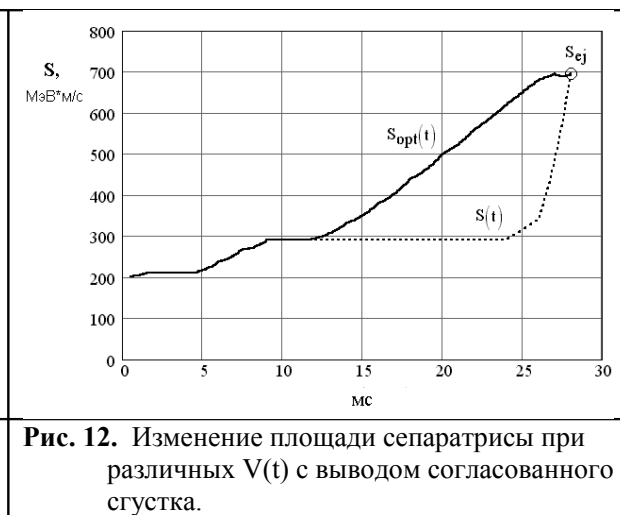
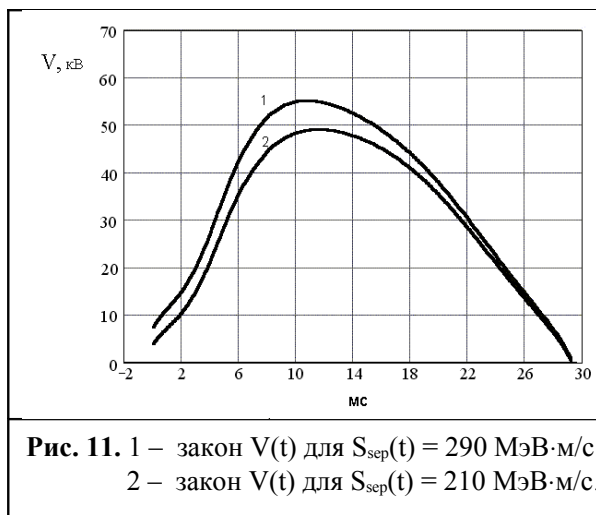
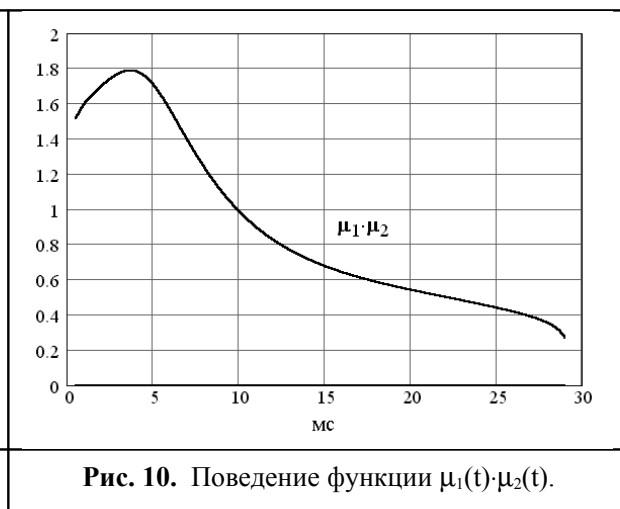
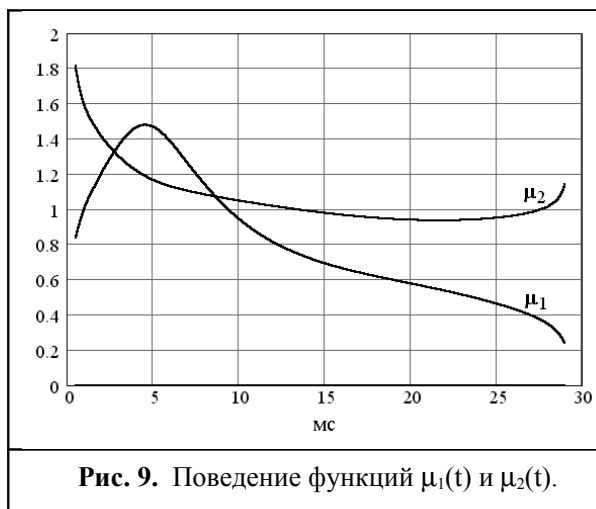
Функция $\mu_1(t)$ зависит только от формы магнитного цикла, функция $\mu_2(t)$ – от производной поля и амплитуды ускоряющего напряжения. Поведение функций $\mu_1(t)$ (в единицах $(\text{мс})^{-1/4}$) и $\mu_2(t)$ показано на рис. 9, а их произведение — на рис. 10. Функция $\mu_2(t)$ рассчитана для случая, когда площадь $S_{\text{sep}} = 202$ МэВ·м/с постоянна в цикле ускорения. Заметим, что в каждой временной точке функция $\mu_2(t)$ тем больше, чем больше напряжение $V(t)$.

Для частиц с большими амплитудами фазовых колебаний до тех пор, пока выполняются условия адиабатичности, характерно такое же поведение максимального импульсного разброса, как и для малых амплитуд.

Таким образом, если мы хотим минимизировать радиальный размер пучка в начальной стадии ускорения и, соответственно, снизить величину потерь частиц, необходимо проходить этот участок цикла при минимально допустимом напряжении $V(t)$. Последнее означает, что площадь внутри сепаратрисы на данном интервале времени должна поддерживаться на уровне величины, полученной в конце участка захвата.

На остальной части цикла (до начала формирования сгустка к переводу в ускоритель У-70) разумно увеличить область фазовой устойчивости, используя полностью возможности ускоряющих станций. Отметим, что в штатном режиме ускорения пучка работают либо 6 ускоряющих станций с предельным напряжением 10 кВ на каждую, либо 7 станций с тем же суммарным напряжением в максимуме около 60 кВ. Однако с учетом ошибок фазирования суммарная максимальная амплитуда станций, устанавливаемая в цикле ускорения как 60 кВ, реально соответствует ~ 55 кВ.

На рис. 11 показаны две зависимости амплитуды напряжения. Кривая 1 соответствует фазовому движению пучка с постоянной площадью внутри сепаратрисы $S_{\text{sep}}(t) = 290$ МэВ·м/с (максимальная амплитуда $V_{\max} = 55$ кВ), кривая 2 – движению с $S_{\text{sep}}(t) = 210$ МэВ·м/с (уровень величины, полученной в конце участка захвата). Оптимальная зависимость $V(t)$ строится следующим образом. В момент времени $t_2 = 1.5$ мс устанавливается величина амплитуды, вычисленная для кривой 2, и эта зависимость используется до времени $t = 4.5$ мс, чтобы наилучшим образом пройти точку максимального увеличения импульсного разброса в пучке. Затем на интервале $4.5 \div 9$ мс осуществляется переход на кривую 1.



Что касается изменения напряжения на остальной части цикла, предшествующей выводу пучка, то здесь определяющим фактором становится не величина области устойчивости в бустере, а согласование фазового портрета выводимого сгустка с фазовыми траекториями в У-70. Обычно пучок выводится из бустера в интервале времени $28.2 \div 28.5 \text{ мс}$ при величине производной поля $60 \div 70 \text{ Гс/мс}$. Длина выводимого сгустка должна составлять ~ 25 метров. Это означает, что при любом законе $V(t)$ в момент вывода сгустка с $S_{tot} \approx 202 \text{ МэВ} \cdot \text{м/с}$ необходимо устанавливать напряжение $\sim 11 \text{ кВ}$, чему соответствует площадь сепаратрисы $S_{ej} \approx 690 \text{ МэВ} \cdot \text{м/с}$.

На рис. 12 представлены два варианта эволюции площади сепаратрисы, которые в случае адиабатического движения были бы равнозначны. На самом деле, пучок не успевает следовать в конце ускорительного цикла за быстрым изменением фазовых согласованных с сепаратрисой траекторий, в результате чего возникают колебания центра тяжести и деформация формы сгустка.

Фазовый портрет выводимого пучка, ускорившегося по закону $S(t)$ (см. рис. 12) представлен на рис. 13, где также изображена фазовая траектория, охватывающая 100% частиц. Видно, что центр тяжести пучка смещен относительно равновесной энергии в сторону увеличения. Фа-

зональная площадь S_{tr} внутри охватывающей мгновенной траектории отражает неадиабатическое движение частиц, и, следовательно, изменение этой площади $S_{tr}(t)$ может использоваться в процессе оптимизации $V(t)$.

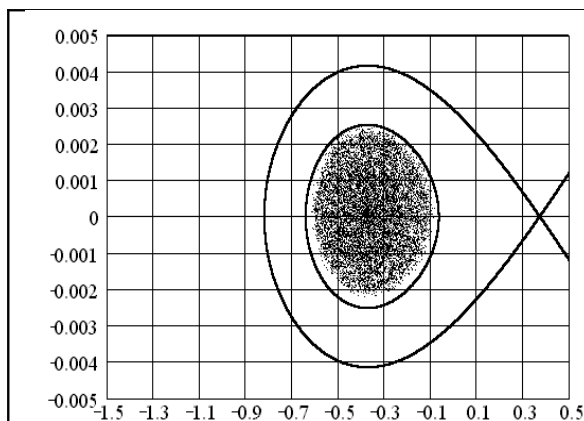


Рис. 13. Фазовый портрет выводимого пучка для функции $S(t)$.

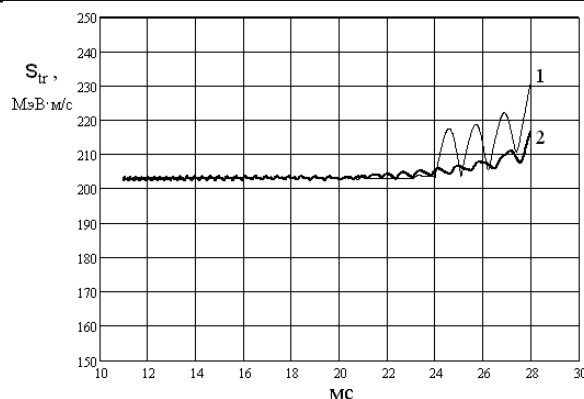
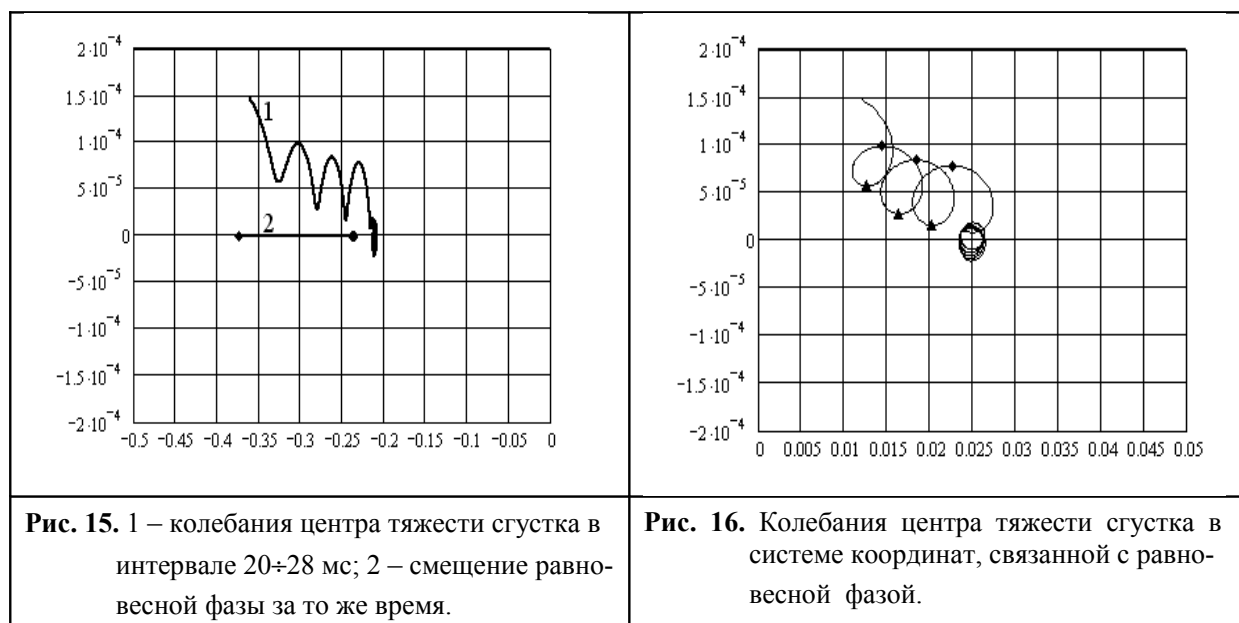


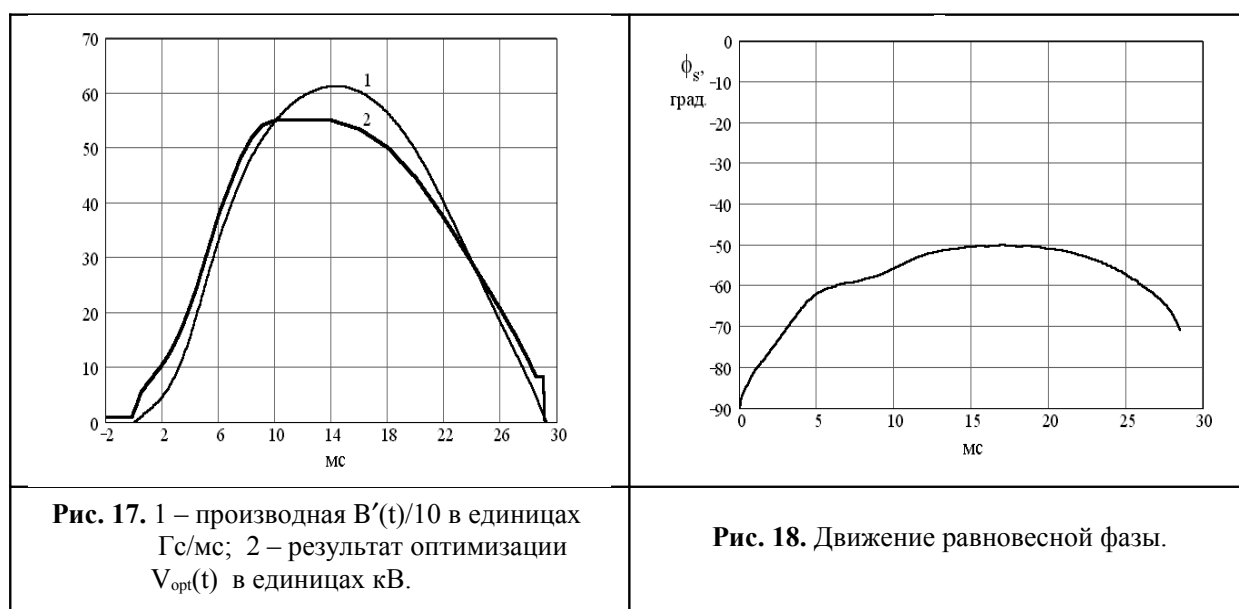
Рис. 14. Изменение площади $S_{tr}(t)$: 1 – для функции $S(t)$; 2 – для функции $S_{opt}(t)$.

Рис. 14 показывает поведение $S_{tr}(t)$ для двух случаев: кривая 1 – для $S(t)$ и кривая 2 – для оптимального изменения $S_{opt}(t)$. Характер колебаний центра тяжести пучка определяется скоростью движения равновесной фазы. На рис. 15 изображены две траектории: 1 – движение центра тяжести сгустка для $S(t)$ в интервале времени 20÷28 мс; 2 – смещение равновесной фазы за тот же период времени (● – 20 мс, ◆ – 28 мс). Поскольку сгусток асимметричен, то положение центра тяжести по фазе не совпадает с самой равновесной фазой. Более понятно колебания центра сгустка выглядят на рис. 16, где колебательный процесс показан относительно синхронной фазы (по горизонтали отложено $\phi - \phi_s$). Видно, что до 24 мс, несмотря на согласованность сгустка с сепаратрисой, имеют место небольшие и в целом стационарные колебания, связанные с неоднородностью фазовой плотности частиц, возникшей при захвате пучка. Далее, начиная с 24 мс, возникает рост колебаний. Экстремумы функции $S_{tr}(t)$ соответствуют последовательным минимумам (обозначено ▲) и максимумам (обозначено ◆) отклонения центра тяжести сгустка по $\Delta p/p$ (рис. 16).

При моделировании продольного движения частиц использовались различные законы $V(t)$, в том числе и “экзотические”, с превышением реально доступного напряжения на ускоряющих станциях. Делалась попытка полностью уйти от колебаний за счет поддержания неизменной равновесной фазы на второй половине цикла ускорения. В этом случае возникала только деформация сгустка с увеличением эффективного фазового объема до $S_{tr} \sim 210$ МэВ·м/с. В то же время из кривых на рис. 14 следует, что размывание сгустка не играет существенной роли в исследуемом процессе. Подавление колебаний центра тяжести можно обеспечить с помощью обратной связи по частоте ускоряющего напряжения, при этом фазовая площадь сгустка увеличится также до уровня ~ 210 МэВ·м/с, т.е. на $\sim 4\%$.



Закон изменения напряжения $V_{\text{опт}}(t)$, соответствующий изменению площади сепаратрисы $S_{\text{опт}}(t)$, показан на рис. 17. Одна и та же вертикальная шкала (рис. 17) использована для отображения формы производной магнитного поля – $B'(t)/10$ (кривая 1, единицы – Гс/мс) и напряжения $V_{\text{опт}}(t)$ (кривая 2, единицы – кВ). Динамика равновесной фазы представлена на рис. 18.



Зависимость максимального импульсного разброса в пучке при выбранном законе напряжения показана на рис. 19, а изменение частоты малых синхротронных колебаний представлено на рис. 20.

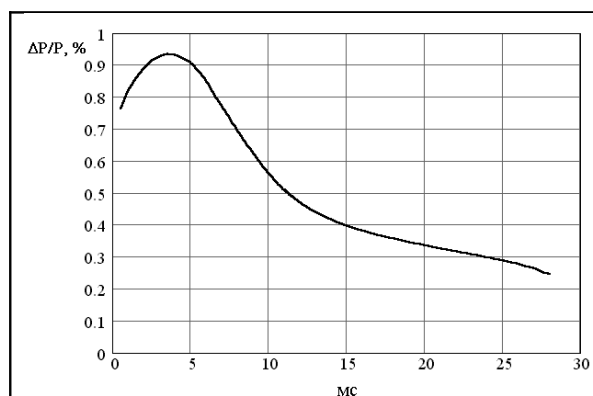


Рис. 19. Зависимость $\Delta P_{\text{max}}/P$ для пучка.

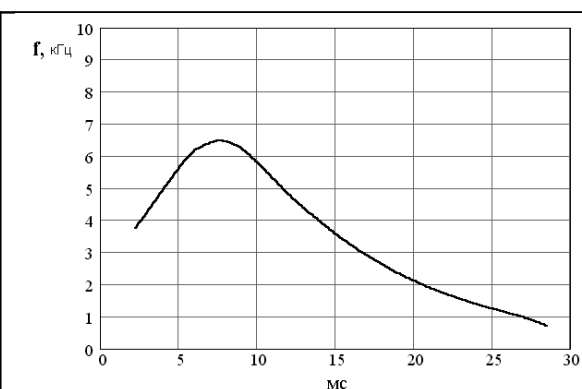


Рис. 20. Изменение частоты малых синхротронных колебаний.

3. Экспериментальная проверка результатов моделирования

Наибольший интерес при проведении экспериментальных исследований вызывало измерение коэффициента захвата η . В начальной стадии ускорения, приблизительно до 5 мс, всегда присутствуют потери пучка (рис. 2, луч А). Причиной этих потерь может быть как продольное, так и поперечное (бетатронное) движение частиц. Необходимо было разработать методику выделения из всей совокупности потерь только составляющую, связанную с захватом. Естественным способом такого выделения является быстрая подрезка амплитуд бетатронных колебаний, при которой границы пучка отодвигаются от стенок вакуумной камеры. Осуществить ее можно, создавая быстрый бамп в орбите, смещающий пучок на скрепирующее устройство и возвращающий в исходное состояние за время, заметно меньшее периода синхротронных колебаний. Уточним сразу, что подрезку бетатронных амплитуд невозможно произвести одинаковым образом для всех частиц. Поэтому в продольном фазовом пространстве возникнет дополнительная неравномерность фазовой плотности пучка по $\Delta p/p$. Однако это не может существенным образом повлиять на величину η , и тем более на оптимальную настройку захвата.

В 11-м периоде магнитной структуры расположены механические шторки, которые можно вводить в апертуру камеры по горизонтали (направление R) и вертикали (направление Z) с целью подрезки пучка. Эти шторки вводились до касания пучка, так что потери частиц составляли $\sim 5\%$, и создавали ограничение апертуры по всему циклу ускорения. Затем на времени $T_\phi = 2.6$ мс, когда пучок сгруппирован и измеряется орбита, формировались два независимых бампа в R- и Z-направлениях (рис. 21). В горизонтальном направлении на рис. 21 указаны периоды структуры бустера, вертикальные линии сетки нанесены в соответствии с размещением пикап-электродов по азимуту ускорителя. Каждый бамп создавался с помощью трех магнитных корректоров. Максимумы отклонения бампов находились на азимуте шторок.

Использовались источники питания корректоров с необходимым быстродействием, обеспечивающие сброс тока за ~ 800 мкс. При такой скорости сброса пучок уходит от подрезающих шторок быстрее, чем увеличиваются его размеры за счет радиально-фазовых колебаний частиц (для бустера, где отсутствуют сильные бетатронные резонансы, это выполняется). Затем созданные бампы сдвигались по времени на момент инжекции t_{st} таким образом, что пучок “видел” только их спад.

Форма сигналов интенсивности в зависимости от степени скрепирования показана на рис. 22, нижний сигнал соответствует величине бампов из рис. 21. Видно, что, подрезая пучок,

можно убрать медленные потери частиц, причем время взаимодействия пучка со шторками составляет около 400 мкс и меньше характерного времени захвата $t_1 = 0.5$ мс.

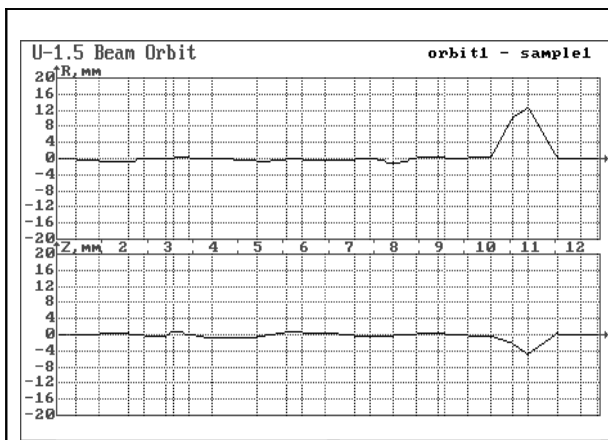


Рис. 21. Горизонтальный и вертикальный бампы в орбите пучка.

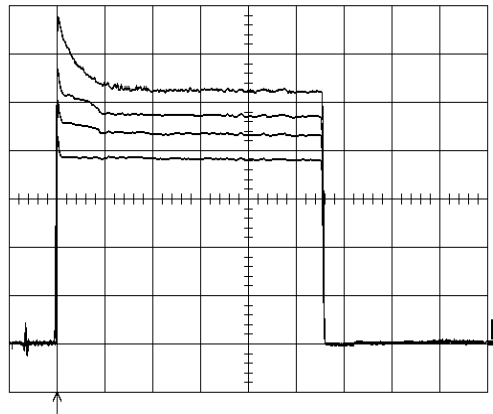


Рис. 22. Изменение формы сигнала интенсивности в зависимости от глубины подрезки (развертка 5мс/дел).

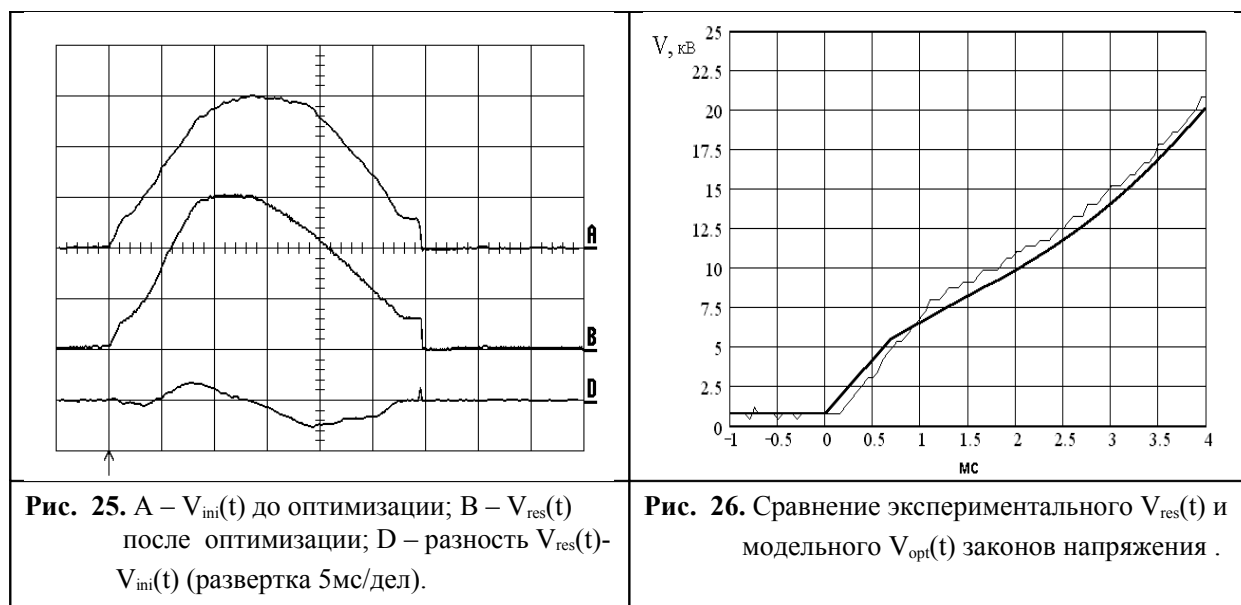
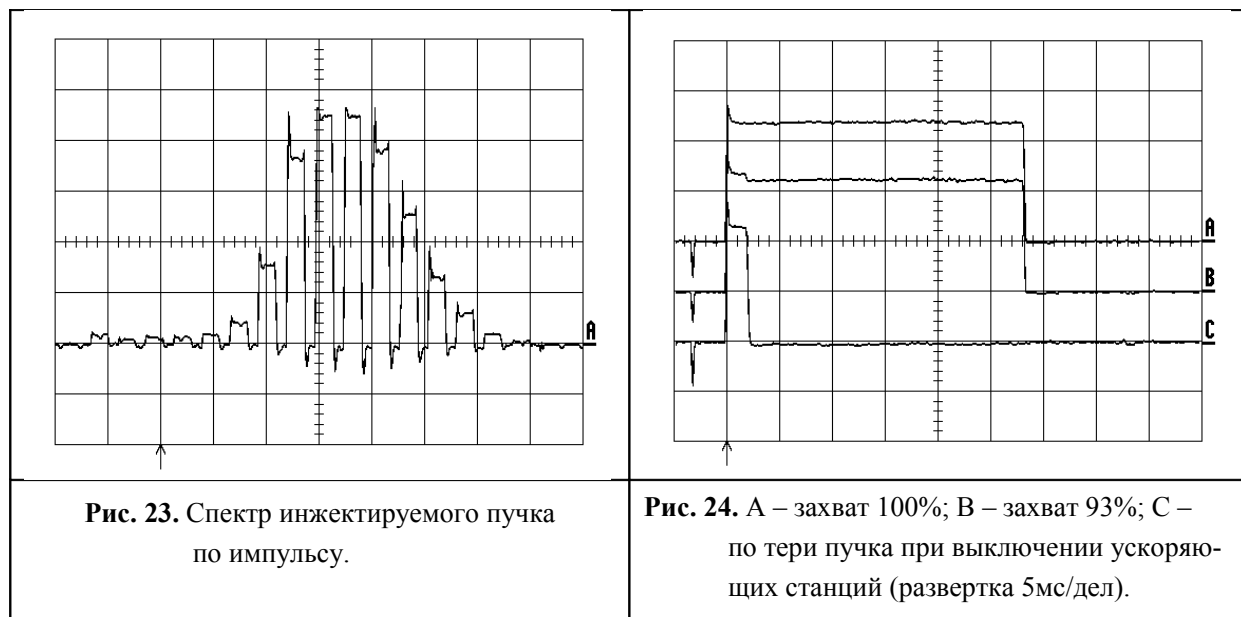
Инжекция пучка осуществлялась при $V'(t_{st}) = -(3 \div 4)$ Гс/мс. Спектр инжектируемого пучка в виде сигнала с датчика анализатора спектра показан на рис. 23, дискретность шага измерения по импульсу составляет $\delta p/p = 6 \cdot 10^{-4}$. Как мы видим, реальное распределение частиц по импульсам при полной ширине разброса $\Delta p/p \approx \pm 3 \cdot 10^{-3}$ предпочтительней для захвата, чем равномерное распределение, использованное в моделировании.

То, что при подрезке пучка (рис. 22, нижний луч) устранялись медленные потери частиц, свидетельствовало о практически 100%-ном захвате. Целью эксперимента было определение минимального напряжения $V(t)$ в начальной стадии ускорения для формирования сгустка с максимальной фазовой плотностью частиц.

По результатам настройки была определена оптимальная длительность линейной части закона напряжения $\Delta t = 1.2$ мс, учитывающая небольшую задержку $\tau \sim 200$ мкс в преобразовании “управляющий код-амплитуда напряжения”, и значение $V(\Delta t)$. Далее по циклу ускорения амплитуда напряжения изменялась в соответствии с процедурой, изложенной в разделе 2.2. Работало 7 ускоряющих станций.

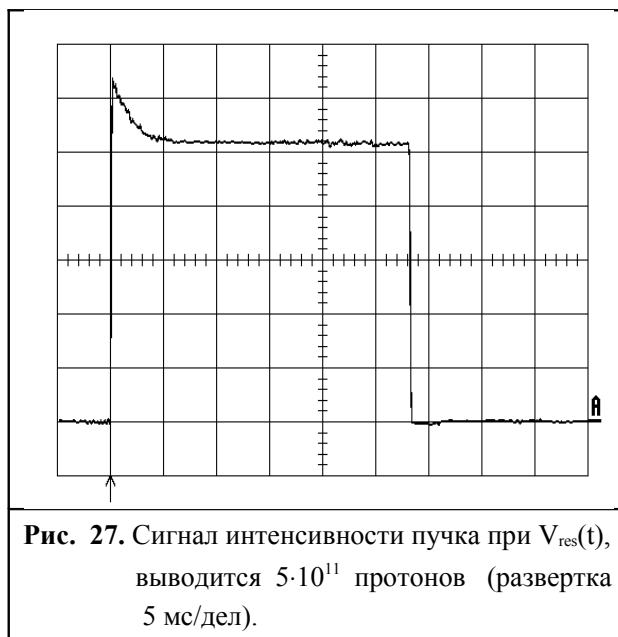
При оптимизации $V(\Delta t)$ контролировалась форма сигналов интенсивности: луч А и луч В на рис. 24. На том же рисунке луч С показывает потери пучка при выключении ускоряющих станций: частицы, не захваченные в ускорение, сворачиваются с ростом $V(t)$ на внутренний радиус, из-за отрицательной хроматичности попадают в целый резонанс $Q_x = 4$ и быстро выходят на стенку вакуумной камеры. Характерный вид потерь позволяет судить о величине захвата. Минимальное напряжение, при котором не возникало быстрых потерь пучка (луч А), составило $V(\Delta t) \approx 8.4$ кВ. Сигнал В отражает уменьшение захвата частиц до $\sim 93\%$ при $V(\Delta t) \approx 6.1$ кВ.

Сравнение законов напряжения, измеренных с ускоряющего зазора станции №3, до и после оптимизации (соответственно $V_{in}(t)$ и $V_{res}(t)$), а также их разность приведены на рис. 25. Отличие экспериментального закона $V_{res}(t)$ от используемого в модели $V_{opt}(t)$ показано для начальной части цикла на рис. 26.



Снижение напряжения в начале ускорения на $1.5 \div 2.0$ кВ привело к уменьшению медленных, связанных с радиально-фазовыми колебаниями потерь частиц. Сигнал интенсивности пучка при оптимизированном законе напряжения $V_{res}(t)$ представлен на рис. 27.

Полученные ранее [1] результаты по повышению эффективности процесса ускорения давали величину потерь пучка от момента инжекции до вывода $\sim 25\%$. Для сигнала, показанного на рис. 27, полные потери частиц составляют $\sim 18\%$.



Заключение

Целью данной работы, в своей основе опирающейся на численные расчеты, являлось объяснение сложившихся режимов настройки ускорителя и подготовка его к ускорению пучков легких ядер. Было ясно, что аналитические оценки не способны дать хорошие количественные результаты при описании нелинейного продольного движения частиц в начале ускорения. Численные расчеты проводились на основе реального магнитного цикла и учитывали особенности работы ускоряющих станций. Частота ускоряющего поля отслеживала изменение магнитного поля, так что радиус равновесной орбиты не изменялся. В процессе моделирования был оптимизирован закон изменения амплитуды напряжения по всему циклу ускорения.

Для участка захвата была разработана методика и произведена экспериментальная проверка величины захвата пучка в ускорение. Сравнение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о правильности подхода к решению задачи, что, в свою очередь, создает уверенность в возможности применения программы моделирования к различным режимам работы бустера, в том числе и при ускорении ядер.

Получены новые результаты, указывающие на неадиабатическое поведение пучка в конце ускорения. Необходимо отметить, что дипольные колебания сгустка во второй половине цикла наблюдались ранее [8] в отсутствие или при неправильной работе обратной связи по частоте ускоряющего напряжения, но механизма с хорошей корреляцией, ответственного за этот процесс, установить не удалось. Возможно, что результаты моделирования, указывающие на неадиабатическое движение пучка как источник колебаний, позволят прояснить физическую картину происходящего. Особенности динамики пучка в неадиабатическом районе могут быть экспериментально изучены и сопоставлены с проведенными расчетами.

Список литературы

1. V. Bezkravney, S. Vasin, A. Gurevich et al. Operational Experience and Further Development of the IHEP booster, XIX RuPAC, Dubna, 2004, THCP13.
2. Э.А. Мяз, П.Т. Пашков. Захват частиц без потерь в режим высокочастотного ускорения в протонном синхротроне, "Атомная энергия", 34, 465, 1973.
3. О.А. Гусев, Б.М. Гутнер, А.П. Лебедев и др. Оптимизация магнитного цикла быстрого бустера, "Электрофизическая аппаратура", вып.14, М., Атомиздат, 1976, стр.24.
4. Э.А. Мяз, П.Т. Пашков, А.В. Смирнов. Кольцевой инжектор ускорителя ИФВЭ. 1. Характеристики продольного движения, препринт ИФВЭ 79-167, Серпухов, 1979.
5. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. – М., Физматгиз, 1962, гл. IV.
6. <http://www.mathsoft.com/>
7. С.В. Васин, Г.Ф. Кузнецов, Э.А. Мяз и др. Результаты наладки системы питания кольцевого электромагнита бустера ИФВЭ, в сб.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – Дубна, 1985, т. 1, с. 391.
8. A.S. Gurevich, S.V. Ivanov, N.A. Ignashin et al. Upgrading Longitudinal Beam Behavior in IHEP Booster, XIX RuPAC, Dubna, 2004, THCP01.

Рукопись поступила 9 сентября 2008 г.

А.С. Гуревич , П.Н. Чирков.
Продольное движение протонного пучка в Бустере.

Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати	18.09.2008.	Формат 60 × 84/8.	Офсетная печать.
Печ.л. 1, 75.	Уч.– изд.л. 1,6.	Тираж 80.	Заказ .
ЛР №020498	от 17.04.97.		Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2008-12, ИФВЭ, 2008
