

**ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ В
УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ КОЛЛАЙДЕРА NICA**

*Е. М. Сыресин¹, А. В. Бутенко¹, П.Р. Зенкевич², О.С. Козлов¹, С.Д. Колокольчиков^{3,5},
С.А. Костромин¹, И.Н. Мешков¹, Н.В. Митянина⁴, Ю.В. Сеничев³, А.О. Сидорин¹,
Г.В. Трубников¹*

¹Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

²НИЦ Курчатовский институт, Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

³Институт ядерных исследований РАН, Москва

⁴Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирск

⁵Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный

**FORMATION OF POLARIZED PROTON BEAMS IN COLLIDER
ACCELERATOR COMPLEXES NICA**

*E. M. Syresin¹, A. V. Butenko¹, P.P. Zenkevich², O.S. Kozlov¹, S.D. Kolokolchikov^{3,5},
S.A. Kostromin¹, I.N. Meshkov¹, N.V. Mityanina⁴, Yu.V. Senichev³, A.O. Sidorin¹, G.V.Trubnikov¹*

¹Joint Institute for Nuclear Researches, Dubna

²NRC Kurchatov Institute, Institute of Experimental and Theoretical Physics, Moscow

³Institute of Nuclear Researches RAS, Moscow

⁴Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk

⁵Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny

В работе рассмотрены две схемы формирования интенсивных поляризованных пучков протонов в ускорительном комплексе NICA. В первой схеме поляризованные пучки инжектируются из линейного ускорителя LILAC в Нуклотрон, где они ускоряются до кинетической энергии 1,5-2 ГэВ и выводятся в Коллайдер для накопления с помощью ВЧ барьеров и электронного охлаждения. Затем протоны ускоряются до критического значения $\gamma_{tr}=7,089$, где производится скачок бетатронной частоты. После прохождения критической энергии продолжается режим ускорения протонов до энергии эксперимента. Для этой схемы рассмотрена также специализированная оптическая структура, в которой критическая энергия протонов в Коллайдере превышает их максимальную энергию 12,6 ГэВ ($\gamma_{tr}=18,6$). Для формирования поляризованных пучков в Коллайдере планируется использовать так называемую моду спиновой прозрачности.

Во второй схеме поляризованные пучки инжектируются из LILAC в Бустер. Протоны в Бустере охлаждаются с помощью системы электронного охлаждения, а затем ускоряются и выводятся в Нуклотрон. При ускорении в Нуклотроне протоны пересекают целые спиновые и спин-бетатронные резонансы. После ускорения протонов до кинетической энергии экспериментов 6-10,86 ГэВ ($B\rho_{max}=39,02$ Т·м) вертикально поляризованные протонные пучки переводятся из Нуклотрона в Коллайдер. При целых спиновых резонансах, следующих друг за другом с интервалом энергии протонов 0,523 ГэВ, частичная Сибирская змейка Коллайдера позволяет сформировать продольную поляризацию в детекторах SPD и MPD.

Two schemes of the polarized proton beam formation are considered for the accelerator complex NICA. In first scheme, the polarized proton beams are injected from the linear accelerator LILAC to Nuclotron where they are accelerated up kinetic energy of 1.5-2 GeV and then are extracted in Collider. The injected proton beams are accumulated in Collider by the RF barriers together with the electron cooling. After accumulation the protons are accelerated by the RF1 induction voltage up critical relativistic factor $\gamma_{tr}=7.089$, where the jump of the betatron frequency is realized. After transition through the critical energy, the protons are accelerated up an energy of the experiment. For this scheme, the specialized optical lattice is considered. The critical proton energy ($\gamma_{tr}=18,6$) for this lattice is larger than the maximal energy of the experiment 12.6 GeV. So-called the spin transparency mode is planned to use for the polarized beam formation in Collider.

In second scheme, the polarized proton beams are injected from LILAC to Booster. The protons are cooled in Booster, are accelerated and then are extracted in Nuclotron. At Nuclotron acceleration, the protons cross the integer spin and the spin-betatron resonances. After proton acceleration up the kinetic energy of the experiments 6-10.86 GeV ($B\rho_{max} = 39.02$ T·m) the vertical polarized proton beams are extracted in Collider. At the integer spin resonances following with the energy interval of 0.523 GeV the partial Siberian snake permits to form the longitudinal polarization in SPD and MPD.

PACS: 29.20.-c; 29-27-a.

ВВЕДЕНИЕ

Ускорительный комплекс Коллайдера NICA [1] находится в стадии сооружения в ОИЯИ. Основными целями экспериментов на Коллайдере NICA являются исследования в области сверхплотной, горячей барионной материи и спиновой физики. Поляризованные встречные пучки с полной энергией в системе центра масс протонов $\sqrt{s}=12-27$ ГэВ и дейтронов $\sqrt{s_{NN}}=4-13.8$ ГэВ имеют интенсивность, обеспечивающую в Коллайдере среднюю светимость до $10^{32}\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Формирование поляризованных протонных пучков в ускорительном комплексе NICA [1,2] осуществляется следующей цепочкой ускорителей, включающей в себя: линейный ускоритель легких ионов LILAC [3] с кинетической энергией выведенных протонов 13 МэВ, действующий сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон с максимальной кинетической энергией протонов 10,86 ГэВ и синхротрон-Коллайдер, обеспечивающий максимальную кинетическую энергию протонов 12,6 ГэВ, циркулирующих в двух его кольцах.

1. СВИТИМОСТЬ И ПАРАМЕТРЫ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ

Основные параметры ускорительного комплекса NICA для формирования протонных пучков (Таблица 1) выбраны из требований достижения максимально возможного значения светимости Коллайдера. Светимость в столкновениях протонных пучков [4] определяется их пространственным зарядом, приводящим к возникновению так называемого эффекта Ласлетта и эффектов встречи. Эффект Ласлетта приводит к сдвигу бетатронной частоты на величину Δq , эффекты встречи в двух точках взаимодействия протонных пучков создают ее сдвиг на величину ξ . Максимальная интенсивность протонных пучков, определяющая светимость в детектор SPD для двух точек встречи, приводит к сдвигу бетатронной частоты $\Delta Q = \Delta q + 2\xi = 0.05$. Среднеквадратичный (с.к.) продольный нормализованный эмиттанс ϵ_{exp} для пь сгруппированных сгустков протонов при энергии эксперимента 12.6 ГэВ равен $\epsilon_{\text{exp}} = n_b \gamma_{\text{exp}} \beta_{\text{exp}} \sigma_s \sigma_p = 0,27$ м (Таблица 1), здесь γ_{exp} и β_{exp} – релятивистские факторы при энергии эксперимента.

Таблица 1. Основные параметры ускорительного комплекса NICA для протонной моды.

Параметр	Величина		
Периметр, С, м	503,04		
Число сгустков, пь	22		
С.к. длина сгустка, σ_s , м	0,6		
С.к. $\sigma_p = dp/p$, 10^{-3}	2,2	1,75	1,5

С.к. ε , $\pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$	1		
Бета-функция в IP, м	0.6		
Бетатронные числа, Q_x/Q_y	9,44/9,44		
Кинетическая энергия, ГэВ	8	10	12,6
Число протонов в сгустке, N_b	$6 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{12}$
Максимальная светимость, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{31}$	10^{32}	$2 \cdot 10^{32}$

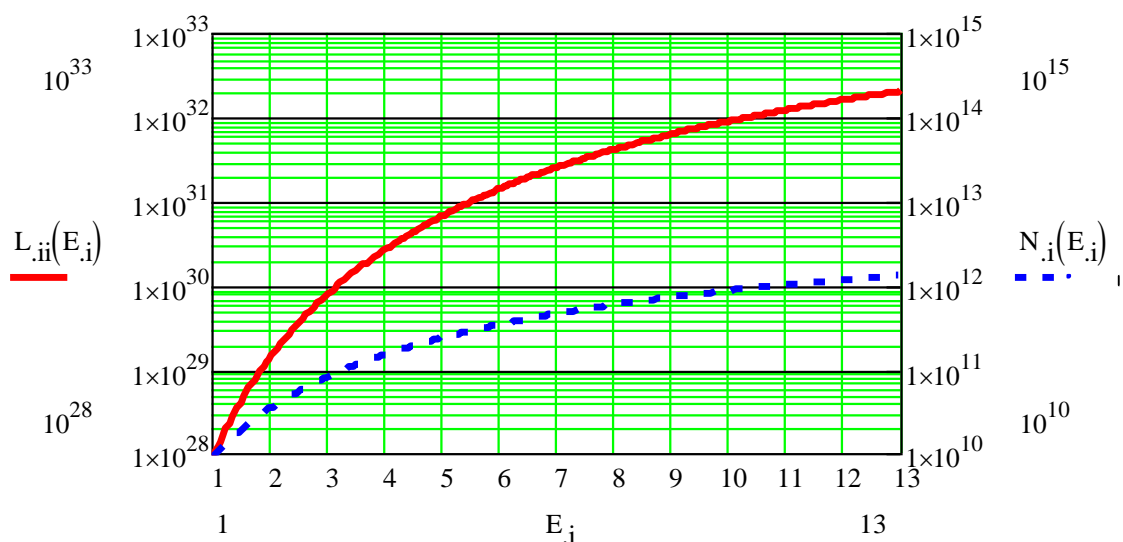


Рис. 1. Зависимость светимости L_{ii} и числа протонов в сгустке N_i от их кинетической энергии-

2. СХЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ИНЖЕКЦИИ В КОЛЛАЙДЕР

Поляризованные протонные пучки в ускорительном комплексе NICA получают в источнике поляризованных ионов SPI [5], основанном на заряд-обменном плазменном ионизаторе. Степень поляризации для протонных пучков в нем достигает 90%. SPI формирует поляризованные протонные пучки с интенсивностью до 5 мА, при длительности импульса до 10 мкс и числе частиц до 10^{11} за импульс. При энергии протонов 25 кэВ ($\beta = 7 \times 10^{-3}$) с.к. нормализованный эмиттанс пучка равен $\varepsilon = 0,3$ мм·мрад, а ненормализованный с.к. эмиттанс, соответственно, составляет $\varepsilon_n = 42$ мм·мрад.

Новый линейный ускоритель LILAC [3] в настоящее время изготавливается немецкой фирмой BEVATECH. Его планируется установить в 2023 году вместо существующего

линейного ускорителя ЛУ20. Расчетная эффективность ускорения пучка в линейном ускорителе равна 88%. Энергия выведенных из ускорителя протонов равна 13 МэВ ($\beta=0,166$), максимальный ток 5 мА, длительность импульса до 10 мкс, поперечный нормализованный с.к. эмиттанс равен $\varepsilon=0,3$ мм×мрад, а ненормализованный с.к. эмиттанс, соответственно, составляет $\varepsilon=1,8$ мм×мрад.

С.к. импульсный разброс протонов после дебанчера линейного ускорителя LILAC равен $\sigma_p=10^{-3}$. Протонный пучок при его инжекции в Нуклотрон занимает орбиту, равную его периметру, $C_N=253$ м, что соответствует с.к. продольному размеру $\sigma_s=C_N/2 \times 3^{1/2}=74,4$ м. Нормализованный с.к. продольный эмиттанс пучка, инжектированного из LILAC в Нуклотрон, равен $\varepsilon_b=\gamma_{inj}\beta_{inj}\sigma_s\sigma_p=0,012$ м, где $\beta_{inj}=0,166$ при $E_{inj}=13$ МэВ. Интенсивность протонного пучка, инжектированного в Коллайдер, соответствует $N_b=5 \times 10^{10}$. Максимальная интенсивность накопленного протонного пучка в каждом из колец Коллайдера равна $N_{st}=2 \times 10^{13}$. Требуется около $N_{inj}=400$ инжекций из Нуклотрона в каждое из колец Коллайдера.

Ниже рассматривается инжекция из Нуклотрон в Коллайдер при кинетической энергии 1,81 ГэВ ($\gamma=3$) с периодом ее повторения $2\tau_{rep}=6$ с в каждое из колец для накопления протонов с помощью ВЧ барьеров и электронного охлаждения. Электронное охлаждение может быть использовано только при относительно низкой кинетической энергии инжектированных в Коллайдер протонов 1,5-2 ГэВ [6], поскольку продольное время охлаждения τ_{cool} очень быстро растет с энергией инжекции $\tau_{cool} \propto \gamma^3$. Полный с.к. продольный эмиттанс N_{inj} сгустков, последовательно инжектированных из LILAC в Нуклотрон, а затем в Коллайдер, равен $\varepsilon_{inj}=N_{inj}\gamma_{inj}\beta_{inj}\sigma_s\sigma_p=4.8$ м. Эмиттанс ε_{inj} в 17.8 раз больше, чем продольный эмиттанс сгруппированного пучка ε_{exp} на энергии эксперимента. Чтобы обеспечить это условие для протонной моды Коллайдера, требуется эффективное охлаждение протонов в нём [6]. Если в ходе периодически-повторяемых инжекций электронное охлаждение оказывается недостаточно эффективным, а продольный размер области, предназначенной для накопления протонов, начинает превышать некоторую величину, период цикла инжекции увеличивается до $\tau_{rep-long}=30$ с, в ходе которого происходит более глубокое охлаждение накопленных протонов. В результате, полное время инжекции составит около $\tau_{inj}=80$ минут [6]. После накопления протоны ускоряются до кинетической энергии эксперимента 6-12,6 ГэВ, при которой реализуется режим их столкновений.

Для обеспечения высокого значения средней во времени светимости сталкивающихся пучков предполагается, что цикл работы Коллайдера будет закончен через время T_{inj} , когда

количество поляризованных протонов в нем снизится на $\Delta N/N=0,2$, а светимость упадет в 1.56 раза. Время деполаризации протонных пучков в Коллайдере при кинетической энергии протонов 11,7 ГэВ ($\gamma=13,5$) составляет $\tau_{\text{dep}}=3,8$ суток (см. ниже). Снижение числа поляризованных протонов на 20% и повторение их цикла инжекции происходит за $T_{\text{inj}}=\tau_{\text{dep}}\times\Delta N/N=18$ часов. Для того, чтобы провести донакопление ΔN протонов, потерявших поляризацию, требуется $N_{\text{inj}}=80$ циклов инжекции с длинным периодом повторения $\tau_{\text{rep-long}}=30$ с. В результате, время донакопления составит $\tau_{\text{inj}}=40$ минут. Отношение времени донакопления τ_{inj} , в течение которого в детекторе SPD не происходит набора статистики, к длительности цикла Коллайдера T_{inj} составляет 3,7%.

Выбор энергии инжекции в Коллайдер в значительной мере определяет особенности формирования поляризованных протонных пучков в его кольцах. При инжекции из Нуклотрона протонов с кинетической энергией 1.5-2 ГэВ планируется реализовать так называемую моду спиновой прозрачности [7].

3. СХЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ИНЖЕКЦИИ В КОЛЛАЙДЕР

Альтернативой схемы инжекции протонов с низкой энергией, является их инжекция в Коллайдер с высокой энергией, соответствующей энергии эксперимента 6-10,86 ГэВ. Эта энергия определяется максимальной энергией протонов в Нуклотроне, получаемой при его максимальном значении магнитного поля 1,8 Тл. [8]. В этом случае охлаждение протонов должно быть реализовано в одном из ускорителей инжекционной цепи, до их инжекции в Коллайдер [6].

Во первом варианте для охлаждения протонов может быть использован Бустер [9,6]. В этом случае должна быть модифицирована инжекционная схема, и создан новый канал инжекции LILAC- Бустер [6]. Инжектированные из LILAC в Бустер протоны при энергии 13 МэВ со с.к. продольным эмиттансом $\varepsilon_b=0,012$ м охлаждаются электронным охлаждением. Время охлаждения составляет около 5 с. Для уменьшения продольного эмиттанса инжектированного в Бустер пучка в $\varepsilon_{\text{inj}}/\varepsilon_{\text{exp}}=17,8$ раз потребуется время охлаждения 14 с. Оно может быть уменьшено еще в 2 раза, если в LILAC отключить последнюю ИЗ секцию и выводить протонный пучок с энергией 7 МэВ, током 2,5 мА и длительностью импульса 6,4 мкс. Эффективность инжекции протонного пучка в Бустер равна 0,9, а эффективность его захвата в ускорение составляет 0,8, тогда в Бустере будет ускорено 7×10^{10} протонов. В этом случае время охлаждения составит около 7 секунд при

снижении продольного эмиттанса в 17,8 раз, а период цикла работы инжекционной цепочки LILAC-Бустер-Нуклотрон будет равен 10 секунд.

Бустер может быть использован для инъекции в Нуклотрон вплоть до кинетической энергии протонов 2,26 ГэВ. Однако, при их кинетической энергии 108 МэВ в Бустере существует первый спиновый резонанс. Поэтому целесообразно выводить поляризованный протонный пучок из Бустера в Нуклотрон при кинетической энергии менее 108 МэВ. Эффективность вывода из Бустера в Нуклотрон составляет около 85%.

Далее рассмотрим две схемы инъекции: однооборотную инъекцию с электронным охлаждением сгустков в продольном направлении и многооборотную инъекцию с высокой интенсивностью накопленного пучка в бустере и большим поперечным эмиттансом.

Рассмотрим однооборотную инъекцию в Нуклотрон, которая обеспечивает интенсивность протонов в нём 6×10^{10} . После инъекции протоны ускоряются в Нуклотроне от энергии около 100 МэВ до энергии эксперимента 6-10,86 ГэВ. Эффективность инъекции в Коллайдер составляет около 85%, а количество протонов, захваченных ВЧ барьерами, равно 5×10^{10} . В этой схеме периодичность инъекции в Коллайдер составит около 10 с, а полное время инъекции будет равно около 2,2 часа для 400 циклов инъекции в каждое из его колец. Для обеспечения высокого значения средней во времени светимости Коллайдера, снижение интенсивности сталкивающихся протонных пучков в ходе экспериментов должно быть не более, чем на 20%. Тогда время донакпления протонов в Коллайдер составит около $\tau_{inj}=26,6$ минут. При длительности цикла работы Коллайдера $T_{inj}=18$ часов, отношение времени донакпления, при котором не происходит набора статистики в детекторе SPD, к периоду цикла работы составляет 2,4%.

В втором варианте однооборотной инъекции протонов в Бустер, а затем в Нуклотрон может быть использовано стохастическое охлаждение в Нуклотроне для протонных пучков с интенсивностью 6×10^{10} [6]. При снижении эмиттанса в e -раз время охлаждения составит $\tau_{cool} \approx 30$ с. Для уменьшения продольного эмиттанса инжектированного в Нуклотрон пучка в $\epsilon_{inj}/\epsilon_{exp} = 17.8$ раз потребуется время охлаждения 86 с. Период инъекции составит около $\tau_{rep}=90$ секунд. Время накопления протонных пучков в Коллайдере будет примерно в 10 раз больше, чем для схемы инъекции с низкой энергией протонов, и составит около $T_{inj}=2N_{inj} \times \tau_{rep}=20$ часов для 400 инъекции в каждое из его колец. При времени деполаризации $\tau_{dep}=3,8$ суток за $N_{inj}=400$ циклов инъекций в каждое кольцо будет накоплено

$$N=N_b \times (\tau_{dep}/T_{inj}) \times [1 - \exp(-T_{inj}/\tau_{dep})] = 1,8 \times 10^{13}$$

протонов, что на 10% меньше, чем при накоплении с охлаждением в Бустере. Светимость для этого варианта инжекции при энергии протонов 12,6 ГэВ составляет $1,6 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$. Для обеспечения максимально высокой величины средней во времени светимости Коллайдера после снижения на 20% интенсивности поляризованных протонов предполагается возобновление инжекции их новых порций. В этом случае время накопления составит около $\tau_{inj}=4$ часов. Тогда при периоде цикла Коллайдера $T_{inj}=18$ часов время его работы на эксперимент будет равно 14 часов. Отношение времени донакопления τ_{inj} к периоду цикла работы Коллайдера составит 22%. Таким образом, длительное время стохастического охлаждения 86 с приводит к 22% снижению средней во времени светимости. Кроме того, в ходе донакопления в течение 4 часов при времени жизни $\tau_{dep}=3,8$ суток на 2% снижается интенсивность накопленных протонов и, соответственно, еще на 4% падает светимость. В результате, средняя светимость для этого режима оказывается примерно на 26% ниже, чем для рассмотренного выше режима с охлаждением в Бустере.

Наряду с однооборотной инжекцией протонов в Бустер может быть реализована схема многооборотной инжекции, поскольку он имеет достаточно большой горизонтальный аксептанс $\varepsilon_B=150 \text{ п} \times \text{мм} \times \text{мрад}$. Максимальное число протонов, накопленных в Бустере при многооборотной инжекции, определяется Ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q=0,05$ при с.к. эмиттансе пучка $\varepsilon_x=75 \text{ п} \times \text{мм} \times \text{мрад}$ и малом вертикальном эмиттансе. Число накопленных протонов составляет

$$N=\pi\Delta q\beta^2\gamma^3\varepsilon_x/\Gamma_p=2,7 \times 10^{11}. \quad (1)$$

Максимальная интенсивность наколенного протонного пучка в каждом из колец Коллайдера равна $N_{st}=2,6 \times 10^{13}$. При 85 % эффективности инжекции в цепочке Бустер - Нуклотрон – Коллайдер требуется около $N_{inj}=133$ инжекции. Полный с.к. продольный эмиттанс N_{inj} сгустков, последовательно инжектированных из LPLAC в Бустер, Нуклотрон, а затем в Коллайдер, равен $\varepsilon_{inj}=N_{inj}\gamma_{inj}\beta_{inj}\sigma_s\sigma_p=1,6 \text{ м}$. Он превышает продольный эмиттанс сгруппированного протонного пучка $\varepsilon_{exp}=0,9 \text{ м}$ на энергии эксперимента в Коллайдере в $\varepsilon_{inj}/\varepsilon_{exp}=1,8$ раза. Продольное время охлаждения при снижении продольного эмиттанса в 1,8 раза для протонного пучка с поперечным с.к. эмиттансом $\varepsilon_x=75 \text{ п} \times \text{мм} \times \text{мрад}$ составит около 65 секунд.

Для многооборотной инжекции интенсивность протонов в Нуклотроне, захваченных в ускорение, равна $2,3 \times 10^{11}$. Протоны ускоряются от энергии инжекции 100 МэВ до энергии

эксперимента 6-10,86 ГэВ. При энергии эксперимента 10,86 ГэВ эмиттанс пучка снижается до величины $1,05 \text{ п} \times \text{мм} \times \text{мрад}$, соответствующей проектному значению.

Эффективность инжекции в Коллайдер составляет около 85%, а количество протонов, захваченных ВЧ барьерами, за один цикл инжекции равно 2×10^{11} . В этой схеме периодичность инжекции в Коллайдер составит около 70 с. Суммарная длительность накопления протонов будет равна около 5.2 часов для 133 циклов инжекции в каждое из колец Коллайдера.

Сокращение количества циклов для многооборотной инжекции по сравнению с их количеством для однооборотной инжекции при накоплении протонов предпочтительно из-за уменьшения эффектов паразитного после импульса инжекционного кикера (см. ниже).

Для цикла работы Коллайдера, когда в ходе экспериментов интенсивность сталкивающихся протонных пучков снижается на 20%, время донакопления новой порции протонов составит около $\tau_{inj}=62$ минут. При цикле работы Коллайдера $T_{inj}=18$ часов, время работы на эксперимент составит 16 часов 58 минут, а отношение длительности накопления τ_{inj} к длительности цикла T_{inj} составляет 5,7%. В результате, средняя светимость эксперимента снижается на 5,7 %.

4. ИНЖЕКЦИЯ В КОЛЛАЙДЕР ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ

4.1 Продольная динамика при накоплении протонов. Выбор энергии инжекции протонов в Коллайдер определяется возможностями системы электронного охлаждения и параметрами ВЧ барьеров. Рассмотрим инжекцию в Коллайдер при кинетической энергии протонов 1,87 ГэВ или $\gamma=3$.

Для накопления пучков ионов золота Au^{79+} используются прямоугольные барьеры с ВЧ напряжением $V_{RF}=5 \text{ кВ}$ и длительностью импульса 80 нс (фазовой шириной $\phi=\pi/12$) [1]. Для удержания накопленных протонов используется половина периметра Коллайдера $C/2=251,5 \text{ м}$. Высота сепаратрисы импульсного разброса протонов, удерживаемых барьерами, в этом случае равна $\sigma_{p-s}=1.4 \times 10^{-3}$. Эффекты пространственного заряда накопленных протонов приводят к 26% снижению емкости накопленного сгустка $V_{RF} \times \phi$ и к 13% уменьшению высоты сепаратрисы импульсного разброса $\sigma_{p-s}=1.25 \times 10^{-3}$.

Пороговое значение с.к. импульсного разброса при развитии продольной неустойчивости равно $\sigma_{p-th}=6 \times 10^{-4}$. Оно соответствует интенсивности накопленных протонов $N_{st}=2 \times 10^{13}$ при их кинетической энергии 1,87 ГэВ. Высота сепаратрисы импульсного разброса σ_{p-s} примерно в 2 раза больше с.к. импульсного разброса протонов σ_{p-th} , что будет приводить примерно к 10% потерям в ходе финальных циклов инжекции.

Чтобы избежать потерь, желательно для протонной моды использовать новую ВЧ1 систему с напряжением на барьерах $V_{RF}=5$ кВ и их фазовой шириной $\varphi=\pi/6$. С.к. импульсный разброс протонов $\sigma_p=6.5 \times 10^{-4}=\sigma_{p-s}/3$ в этом случае близок к пороговому значению, при котором начинается развитие неустойчивости, и в 3 раза меньше, чем высота сепаратрисы, что позволяет избежать потерь при накоплении протонов. Однако, использование барьеров с шириной $\varphi=\pi/6$ приведет к снижению протяженности накопленного сгустка протонов до размера, близкого к $C/3$. Продольный с.к. эмиттанс удерживаемого барьерами накопленного сгустка равен $\varepsilon_{RF1}=\gamma_{inj-c}\beta_{inj-c}\sigma_p\sigma_s=0.086$ м, где $\sigma_s=(C/3)/(2 \times 3^{1/2})=48,5$ м его с.к. длина.

Рассмотрим инжекцию из Нуклотрона сгустка с продольным нормализованным с.к. эмиттансом $\varepsilon_b=0,012$ м, с.к. длиной $\sigma_s=15$ м (длительность плато импульса кикера равна 200 нс, а расстояние между ВЧ1 барьерами составляет $L_{bar}=4\sigma_s=56,4$ м) и с.к. импульсным разбросом $\sigma_p=2,8 \times 10^{-4}$. Расстояние между ВЧ барьерами уменьшаем в 2,3 раза до $L_{bar}=24,5$ м, чтобы с.к. импульсный разброс вырос до $\sigma_p=6,4 \times 10^{-4}$, а с.к. длина сгустка уменьшилась до $\sigma_s=7$ м. При слиянии вновь инжектируемого сгустка с накопленными протонами удерживающие их ВЧ барьеры в области слияния уменьшаются до длительности 10 нс или ширины барьеров $\Delta L_{bar}=2,8$ м. Таким образом, в ходе слияния инжектированных и накопленных протонов размер области, занимаемой накопленными протонами, после слияния увеличивается на величину $L_b=L_{bar}+2\Delta L_{bar}=27,3$ м. В отсутствии электронного охлаждения через $n_{inj}=C/3L_b \cong 6$ инжекций в каждое из колец Коллайдера происходит заполнение продольного аксептанса ВЧ барьеров сгустками, инжектированными из Нуклотрона.

Чтобы в каждом из колец Коллайдера накопить протоны в течение $N_{inj}=400$ циклов инжекций, время охлаждения должно быть достаточно малым. При периоде повторения инжекции в каждое кольцо $2\tau_{rep}=6$ с в отсутствие охлаждения через время $2n_{inj}\tau_{rep} \cong 36$ с происходит заполнение продольного аксептанса ВЧ барьеров при интенсивности накопленных протонов $N_{RF}=n_{inj}N_b=3 \times 10^{11}$.

Рассмотрим накопление протонов при их охлаждении. Между циклами инжекции при охлаждении с.к. импульсный разброс накопленных протонов определяется уравнением:

$$d\sigma_p/dt = -\sigma_p/2\tau_{cool} + D(\sigma_p)/2\sigma_p, \quad (2)$$

где $D(\sigma_p)$ - коэффициент диффузии в пространстве импульсов, определяемый внутрипучковым рассеянием. При этом с.к. продольный эмиттанс накопленных протонов $d\varepsilon = \gamma\beta\sigma_s d\sigma_p$ уменьшается за счет снижения σ_p .

При снижении σ_p на $d\sigma_p$ расстояние между ВЧ барьерами может быть уменьшено на величину $d\sigma_s$ такую, чтобы импульсный разброс $\sigma_p - d\sigma_p$ опять стал равен начальной величине σ_p , а изменение продольного эмиттанса за счет изменения $d\sigma_s$ было равно $d\varepsilon = \gamma\beta\sigma_p d\sigma_s = \gamma\beta\sigma_s d\sigma_p$.

Уравнение охлаждения может быть переписано для с.к. длины накопленного сгустка в виде:

$$d\sigma_s/dt = -\sigma_s/2\tau_{cool} + \sigma_s \times D(\sigma_p)/2\sigma_p^2, \quad (3)$$

$\sigma_p = 6,4 \times 10^{-4}$ - его с.к. импульсный разброс, при котором в каждом цикле инжекции начинается охлаждение протонов. При повторяющейся периодической инжекции в Коллайдер уравнение для области $L_{st} = 2 \times (3)^{1/2} \sigma_s$, занимаемой накопленным сгустком, с учетом охлаждения имеет вид:

$$dL_{st}/dt = -L_{st}/2\tau_{cool} + L_{st} \times D(\sigma_p)/2\sigma_p^2 + L_b/2\tau_{rep}, \quad (4)$$

Начальная длина области, занимаемой накопленными протонами, равна $L_{st0} \cong C/3$.

Коэффициенты диффузии D для протонной моды может быть найден через коэффициент диффузии для ионной моды D_{Au} . Коэффициент диффузии ионной моды D_{Au} при внутрипучковом рассеянии приведен на Рис.2 для ионов золота Au^{79+} при их энергии 3 ГэВ/н, количестве ионов в сгустке 10^9 , с.к. длине сгустка $\sigma_s = 0,6$ м и с.к. эмиттансе $\varepsilon = 1 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$.

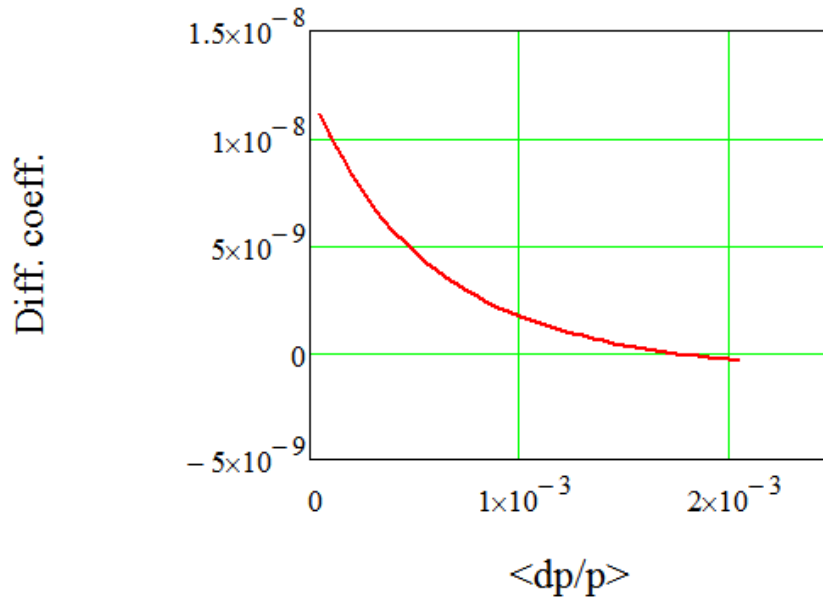


Рис.2 Зависимость коэффициента диффузии от импульса для ионов золота Au^{79+} .

Для протонного сгустка с кинетической энергией частиц 1,86 ГэВ, числом протонов $N_{st}=2 \times 10^{13}$, с.к. эмиттансом $\varepsilon_{st}=4.8 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$ и с.к. длиной $\sigma_s=48,5 \text{ м}$ коэффициент диффузии протонов равен:

$$D=D_{Au} \times (N/N_{Au}) \times (\gamma_{Au}^4 \beta_{Au}^3 / \gamma^4 \beta^3) \times (\sigma_{sAu} / \sigma_s) \times (\varepsilon_{xAu} \varepsilon_{yAu} / \varepsilon_x \varepsilon_y) \times A_{Au}^2 / Z_{Au}^4. \quad (5)$$

Коэффициент диффузии протонов D и коэффициент диффузии ионов D_{Au} для параметров, приведенных выше, связаны соотношением $D=0,045 \times D_{Au}$. Отметим, что коэффициент диффузии D пропорционален числу накопленных протонов N и обратно пропорционален квадрату эмиттанса ε^2 , $D \propto N / \varepsilon^2$. Рассмотрим модель, когда при малой интенсивности $N < N^*=2 \times 10^{12}$ эмиттанс после охлаждения не зависит от числа накопленных протонов и равен $\varepsilon=0,48 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$. При интенсивности, большей чем $N > N^*$, электронное охлаждение обеспечивает формирование плотного сгустка со с.к. поперечным эмиттансом, пропорциональным числу накопленных протонов

$$\varepsilon_c = r_p N / (2\pi \Delta q \gamma^3 \beta^2), \quad (6)$$

и Ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q=0.05$. В результате накопления протонов от $N^*=2 \times 10^{12}$ до $N_{st}=2 \times 10^{13}$ эмиттанс растет от $\varepsilon=0,48 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$ до $\varepsilon=4,8 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$. При интенсивности накопленных протонов $N < N^*$ коэффициент диффузии D растет линейно с числом частиц $D \propto N$. При $N > N^*$ коэффициент диффузии падает обратно пропорционально числу накопленных протонов $D \propto 1/N$. При этом предполагается, что количество накопленных протонов растет линейно со временем $N \propto t$.

При интенсивности $N < N^*$ длина области, занимаемая накопленными протонами, в процессе охлаждения и инжекции изменяется по закону:

$$L_{st}(t) = L_{st0} \times \exp(-t/2\tau_{cool}) + (L_b \tau_{cool} / \tau_{rep}) \times [1 + (L_{st0} / L_b) \times (D \tau_{rep} / \sigma_p^2 N_{st} N_{RF} / N^{*2})] \times [1 - \exp(-t/2\tau_{cool})] + (D \tau_{cool}^2 L_{st} / \tau_{rep} \sigma_p^2) \times (N_b N_{st} / N^{*2}) \times [t/2\tau_{cool} - 1 + \exp(-t/2\tau_{cool})]. \quad (7)$$

При интенсивности $N > N^*$ длина области, занимаемая накопленными протонами, в зависимости от времени изменяется как:

$$L_{st}(t) = L_{st0} \times \exp[-(t-t^*)/2\tau_{cool}] + (L_b \tau_{cool} / \tau_{rep}) \times [1 - \exp[-(t-t^*)/2\tau_{cool}]] + (L_{st0} D \tau_{cool} / \sigma_p^2 N_{st} / N^*) \times \{ \exp\{1/[(t-t^*)/2\tau_{cool} + \tau_{rep} N^* / N_b \tau_{cool} - 1]\} / [1 + N_b(t-t^*) / N^* 2\tau_{rep}] - 0,5 \times \exp[-(t-t^*)/2\tau_{cool}] \} \times \exp[1/(N^* \times \tau_{rep} / N_b \tau_{cool} - 1)] \}, \quad (8)$$

где t^* - момент времени, при котором интенсивность накопленных протонов равна $N = N^*$. В этот момент эффекты внутрипучкового рассеяния будут максимальны и размер области, занимаемой накопленным сгустком протонов, также будет максимален и равен:

$$L_{st} = (L_b \tau_{cool} / \tau_{rep}) \times [1 + (L_{st0} / L_b) \times (D \tau_{rep} / \sigma_p^2) \times N_{st} / N^*]. \quad (9)$$

Накопленный протонный сгусток при многократной инжекции в Коллайдер будет занимать область менее $C/3$, если его время охлаждения будет меньше, чем

$$\tau_{cool} < (\tau_{rep} \times C/3 L_b) / [1 + (C/3 L_b) \times (N_{st} D \tau_{rep} / N^* \sigma_p^2)] = 15,5 \text{ с}. \quad (10)$$

При этом подразумевается, что время охлаждения поперечного эмиттанта, равное 100-200 с, будет много больше периода инжекции, но много меньше времени накопления, так что при данной интенсивности N устанавливается равновесный поперечный эмиттанс.

При охлаждении протонов с интенсивностью $1,6 \times 10^9$ на COSY продольное время охлаждения составило $\tau_{cool} = 18,6$ с, вертикальное и горизонтальное время охлаждения эмиттанта, соответственно, было равно $\tau_{y-cool} = 182$ с и $\tau_{x-cool} = 132$ с при $\gamma = 2,78$ ($E = 1,67$ ГэВ) [10].

Результаты численных расчетов накопления протонов для разных времен охлаждения при периодически повторяющейся инжекции представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Параметры накопленных протонных пучков.

$2\tau_{rep}$, с	m	N_{inj}	$N_{inj-long}$	T_{st} , мин	τ_{cool} , с	$\Delta\phi_{st}$, рад	N_{max}
Инжекция с коротким периодом							
6	1	26	0	2,6	21,9	2,1	$1,2 \times 10^{12}$

6	1	114	0	11,4	10,9	2,1	$5,6 \times 10^{12}$
6	1	327	0	32,7	5,5	2,1	$1,6 \times 10^{13}$
12	1	98	0	19,6	21,9	2,1	$4,8 \times 10^{12}$
12	1	245	0	49	10,9	2,1	$1,2 \times 10^{13}$
12	1	401	0	80,2	5,5	2,1	2×10^{13}
Инжекция с комбинацией коротких и длинных периодов							
6	5	477	247	146,5	34	2,1	2×10^{13}
6	5	478	86	82,2	17	1,74	2×10^{13}
12	5	490	113	188,4	34	1,9	2×10^{13}
12	5	414	6	87,6	17	1,46	2×10^{13}
6	10	651	217	260,4	34	1,85	2×10^{13}
6	10	532	72	118,8	17	1,2	2×10^{13}
12	10	561	97	286,8	34	2,31	2×10^{13}
12	10	417	6	94,2	17	1,36	2×10^{13}

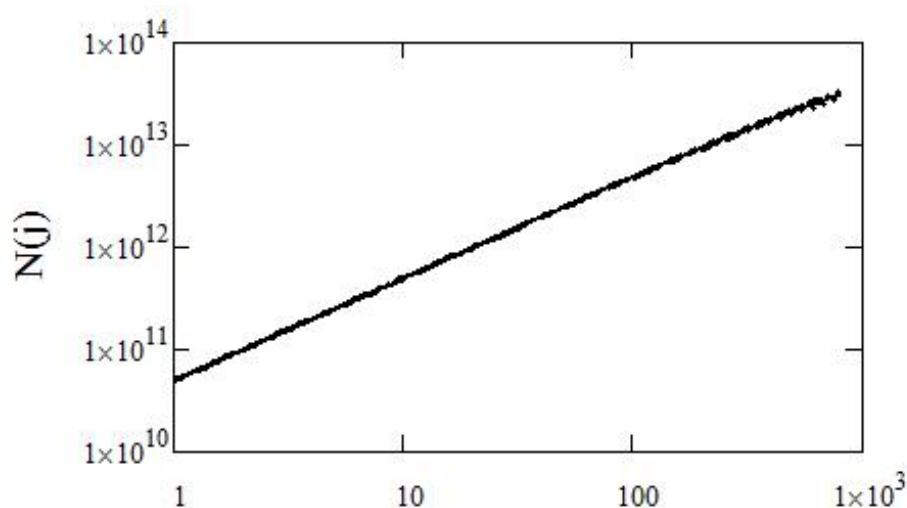
Чтобы избежать паразитных столкновений при накоплении, длина сгустка накопленных протонов выбрана $C/3=167,6$ м или его фазовая протяженность $\Delta\varphi_{st}=2\pi/3$. При периоде инжекции в каждое из колец Коллайдера $2\tau_{rep}=6$ с не удастся накопить требуемой интенсивности протонов $N_{max}=2 \times 10^{13}$, поскольку после $N_{inj}=327$ инжекций охлаждение не обеспечивает накопление сгустка с размерами $C/3$. При увеличении периода инжекции до $2\tau_{rep}=12$ с удастся достичь проектной интенсивности протонов только при времени охлаждения $\tau_{cool}=5,5$ с за время накопления $T_{st}=80,2$ минут. При времени охлаждения $\tau_{cool}=10,9$ с максимальная интенсивность накопленных протонов равна $N_{max}=1,2 \times 10^{13}$.

Для накопления протонов с требуемой максимальной интенсивностью $N_{max}=2 \times 10^{13}$ при временах охлаждения $\tau_{cool}=17-34$ с рассмотрена мода с комбинацией коротких $2\tau_{rep}$ и длинных $T_{inj-long}=m \times 2\tau_{rep}$ периодов циклов инжекции ($m=5$ или $m=10$, длинные периоды с глубоким охлаждением). Эта мода реализуется автоматически, если длина сгустка после охлаждения и поджата ВЧ барьерами превышает $C/3$. Для инжекции с комбинацией коротких $2\tau_{rep}=6$ с и длинных периодов $T_{inj-long}=30$ сек ($m=5$) при начальном времени продольного охлаждения $\tau_{cool}=17$ с накопление до интенсивности $N_{max}=2 \times 10^{13}$ происходит за время $T_{st}=82,2$ минуты, или за $N_{inj}=478$ инжекций, из которых $N_{inj-long}=86$ инжекций с длинным периодом. При увеличении начального времени продольного охлаждения до $\tau_{cool}=34$ с время накопления протонов до интенсивности $N_{max}=2 \times 10^{13}$ составляет 146,5

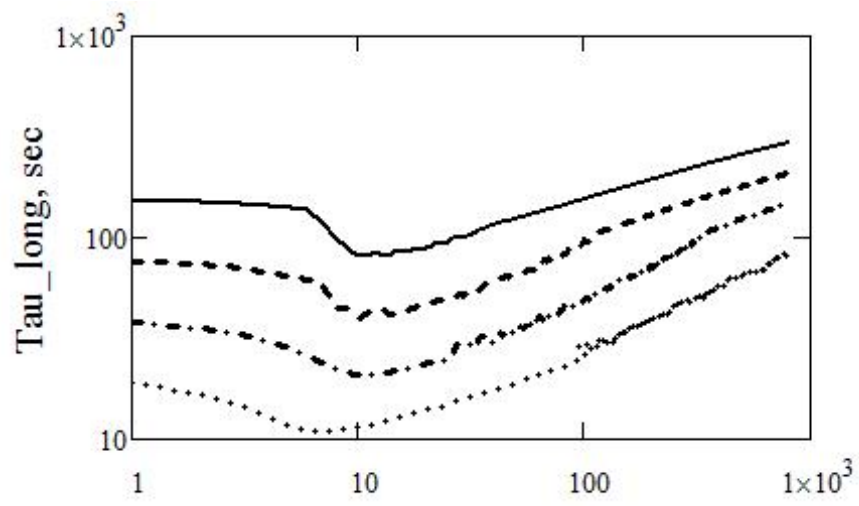
минут или $N_{inj}=477$ инъекций, из которых $N_{inj-long}=247$ имеют длинный период инъекции. Увеличение короткого периода инъекции до $2\tau_{rep}=12$ с или протяженности длинного периода не приводят к заметному снижению времени накопления протонов.

Динамика накопления протонов при разных временах охлаждения показана на Рис.3 в зависимости от числа инъекций при коротком $2\tau_{rep}=6$ с и длинном $T_{inj-long}=30$ с периоде инъекций.

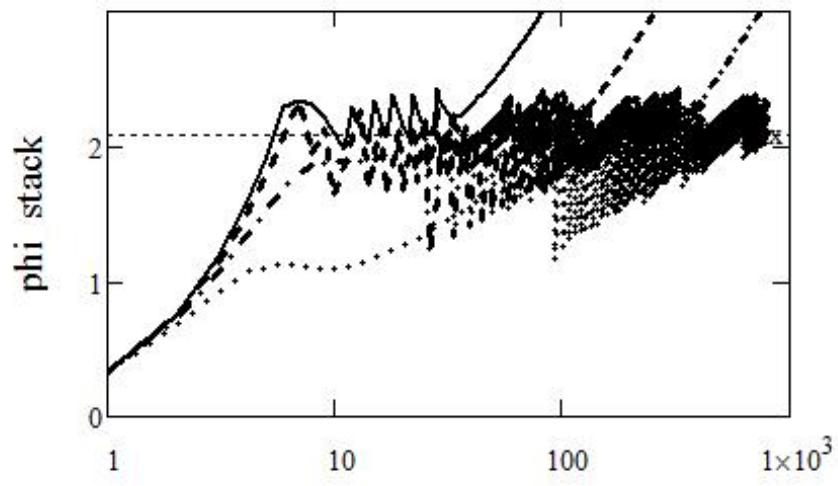
Расчеты приведены для четырех начальных времен охлаждения от минимального значения $\tau_{cool}=17$ с до максимальной величины 120 с (Рис.3б). В отличие от результатов расчетов по формулам (7) и (8), когда время продольного охлаждения было постоянным, в расчетах, приведенных на Рис.3, время продольного охлаждения самосогласованным образом меняется при изменении эмиттанса и импульсного разброса протонов накопленного сгустка протонов.



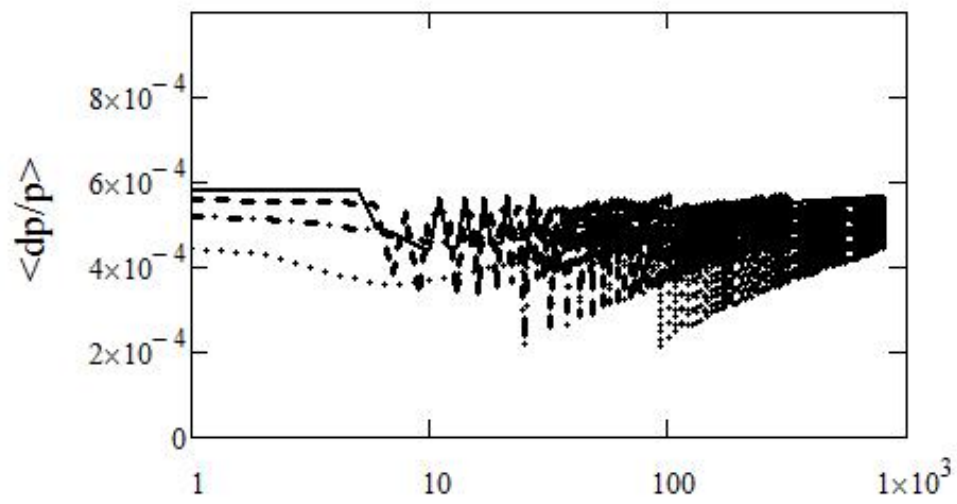
а)



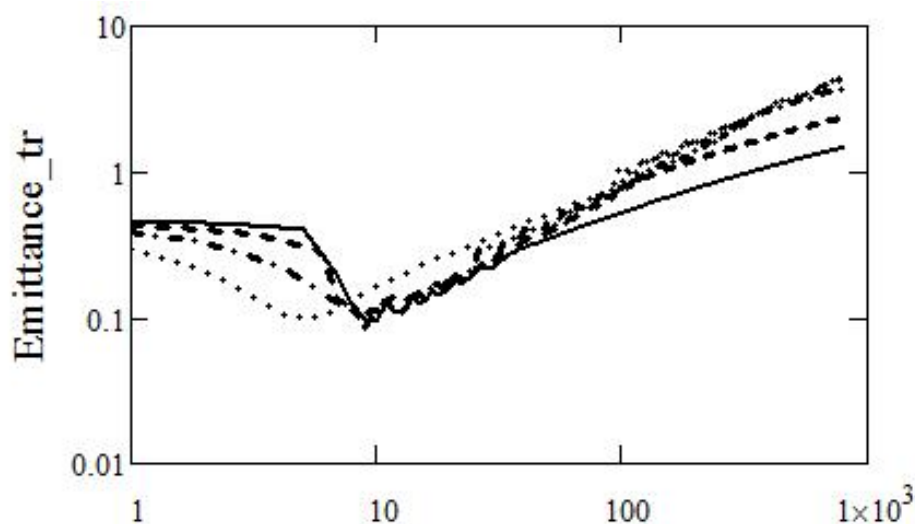
6)



B)



r)



д)

Рис. 3. Зависимости а) интенсивности накопленных протонов, б) времени продольного охлаждения, в) фазовой ширины стека, г) с.к. импульсного разброса, д) с.к. поперечного эмиттанса, от числа инъекций протонов для разных времен продольного охлаждения.

Когда длина накопленного сгустка протонов превышает $C/3=167$ м (Рис.3 в), период следования импульсов инъекции увеличивается до $T_{inj-long}=30$ с, чтобы за это время осуществить глубокое продольное охлаждение протонов (Рис 3.г) и с помощью ВЧ-барьеров поджать длину накопленного сгустка. На начальном этапе накопления поперечный эмиттанс снижается при охлаждении. При увеличении количества накопленных протонов N , их эмиттанс при охлаждении определяется Ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q=0,05$ и значением N , $\varepsilon_c \propto N/\Delta q$.

4.2 Поперечная динамика при накоплении протонов. Наряду с продольными потерями при накоплении протонов существуют потери, обусловленные их поперечной динамикой, когда угловой разброс, превышает некоторый критический угол θ_{cr} , соответствующий поперечному акцептантсу Коллайдера.

Продольные потери определяются действием на протоны магнитного поля импульса инжекционного кикера. Когда накопленные протоны выходят за границы удерживающих их ВЧ барьеров, при очередной инъекции они попадают в вертикальное магнитное поле кикера и теряются.

Особенностью импульса магнитного поля кикера, генерирующего тиратроном с формирующей линей, является наличие у него паразитного после импульса с амплитудой поля примерно в 200 раз меньшей, чем у импульса кикера (Рис.4). Во время очередной

инжекции около 40% накопленных протонов попадают под действие магнитного поля паразитного после импульса. В результате, у них увеличивается угловой разброс и подрастает поперечный эмиттанс. При повторении циклов инъекций угловой разброс накопленных протонов, испытавших многократное действие магнитного поля паразитного после импульса, достигает значения, сравнимого с критическим углом θ_{cr} , определяемым поперечным аксетансом Коллайдера. В результате, протоны теряются на апертуре вакуумной камеры.

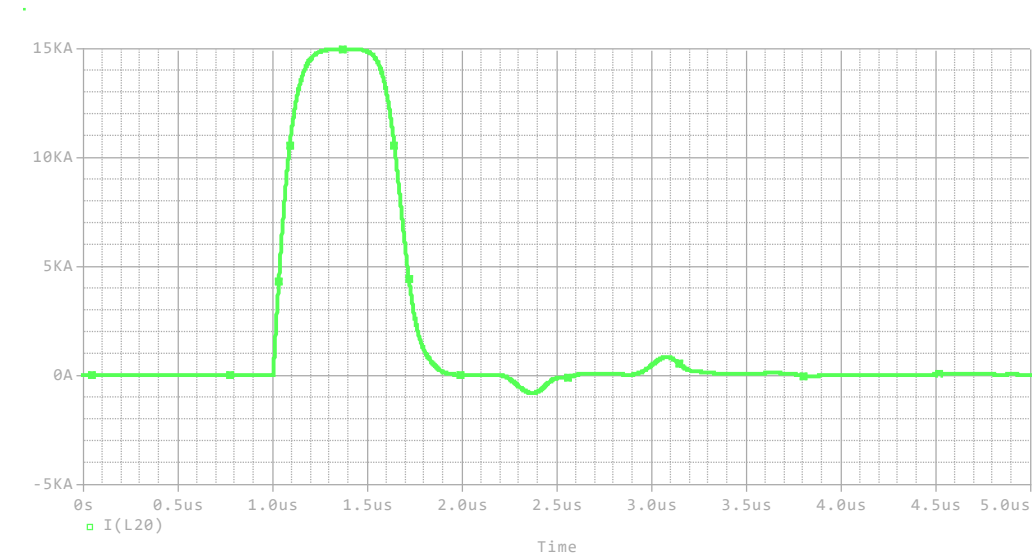


Рис 4. Импульс кикера с паразитным после импульсом.

Поперечная динамика накопления протонов в Коллайдере определяется магнитным полем после импульса кикера, электронным охлаждением и их бетатронным движением (Таблица 3). Электронное охлаждение между импульсами инъекции приводит к снижению углового разброса частиц и к уменьшению их поперечных потерь. Бетатронное движение приводит к тому, что при каждом новом цикле инъекции, фаза бетатронных колебаний протонов при влете в кикер оказывается случайной и нарастание углового разброса из-за действия после импульса кикера носит преимущественно диффузионный характер.

Таблица 3. Параметры пучка при поперечной динамике накопления протонов.

Параметр	Величина
Инжекция	
С.к. эмиттанс инжектированного пучка протонов, ϵ , $\pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$	0,4
С.к. импульсный разброс инжектированных протонов, σ_p	$6,4 \times 10^{-4}$
Кикер	
Бетта-функции в кикере, м	20
Критический угол на выходе из кикера, θ_c , мрад	1,5

С.к. угловой разброс протонов из Нуклотрона на входе в кикер, θ_0 , мрад	0,15
Магнитное поле кикера, кГс	0,37
Длительность импульса кикера, нс	600
Длина кикера, м	3,9
Угол поворота протонов основным полем кикера, мрад	12
Паразитный после импульс кикера	
Магнитное поле после импульса кикера, Гс	1,85
Изменение угла протонов от после импульса кикера, $\Delta\theta$, мрад	0,05
Процент числа протонов, попавших под действие после импульса, η , %	40

После пролета через магнитное поле $B_p=1,85$ Гс паразитного после импульса кикера поперечный угол протонов возрастает на величину

$$\Delta\theta = eB_p l_k / \beta \gamma m_p c^2, \quad (11)$$

где $l_k=3,9$ м—длина кикера, m_p — масса протона, c — скорость света, $\beta=v/c$, v - продольная скорость протона, γ - релятивистский фактор. Поперечная динамика накопления протонов определяется действием после импульса кикера и электронным охлаждением:

$$d\theta_n^2/dt = -\theta_n^2/\tau_{1cool} + \Delta\theta^2/2\tau_{rep}, \quad (12)$$

где $2\tau_{rep}=6$ с - период инжекции протонов в каждое из колец Коллайдера, $\tau_{1cool}(\theta_n)$ - время поперечного охлаждения протона, зависящее от величины его угла, $\tau_{1cool} = \tau_{tr-cool} \times (\theta_{ef}^2 + \theta_n^2)^{3/2} / (\theta_{ef}^2 + \theta_0^2)^{3/2}$, здесь $\tau_{tr-cool}=100-150$ с - время поперечного охлаждения протонов, имеющих угол $\theta_0=0,15$ мрад, равный с.к. входному углу при влете протонов в кикер после инжекции из Нуклотрона, $\theta_{ef}^2 = (v_{ef}^2/\beta^2 c^2 + \sigma_p^2)/\gamma^2$, σ_p - с.к. импульсный разброс протонов. С.к. импульсный разброс протонов при накоплении практически постоянен и равен $\sigma_p=6,4 \times 10^{-4}$. Эффективный продольный разброс электронов в системе электронного охлаждения равен $v_{ef}/\beta c$, где $m_e v_{ef}^2 = T_e^2 / \beta^2 \gamma^2 m_e c^2 + e^2 n_e^{1/3}$ — продольная температура электронов, T_e - температура электронов, $m_e c^2$ - энергия покоя электрона, e - заряд электрона, n_e - плотность электронов. При $\theta_0 > \theta_{ef}$ решение уравнения (12) имеет вид:

$$(\theta_n^2 - \theta_0^2) / \Delta\theta^2 + 4(\theta_n - \theta_0)\theta_0^3 \tau_{rep} / (\tau_{tr-cool} \Delta\theta^4) + [4\theta_0^6 \tau_{rep} / (\Delta\theta^6 \tau_{tr-cool})] \times \ln[(\Delta\theta^2 \theta_n / 2\tau_{rep} - \theta_0^3 / \tau_{tr-cool}) / (\Delta\theta^2 \theta_0 / 2\tau_{rep} - \theta_0^3 / \tau_{tr-cool})] = t / 2\tau_{rep}. \quad (13)$$

Потери протонов становятся существенными, когда квадрат их углового разброса θ_n^2 после n инжекции достигает величины $\theta_{cr}^2/2$. Для 400 инжекций протонов это происходит при $\Delta\theta=0,05$ мрад. Этот угол соответствует магнитному полю после импульса кикера $B=1,85$

Гс, что в 200 раз меньше, чем магнитное поле основного импульса кикера. Требование к после импульсу кикера при накоплении протонов в три раза более жесткое, чем при накоплении ионов золота из-за большого количества инжекций протонов по сравнению с ионами.

4.3 Ускорение протонов. Отметим, что после завершения накопления с.к. продольный эмиттанс охлажденного сгустка протонов $\varepsilon_{cool}=0,086$ м примерно в 3 раза меньше, чем эмиттанс сгруппированного пучка на энергии эксперимента $\varepsilon_{exp}=0,27$ м. При этом подразумеваем, что в ходе группировки протонного сгустка на энергии эксперимента его продольный нормализованный эмиттанс возрастает в $D=1,2$ раза. Для подготовки сгустка к ускорению расстояние между ВЧ барьерами адиабатически увеличивается за время, много большее, чем период синхротронных колебаний $\tau_s=1/Q_s f_0=0,5$ мс, $f_0=0,59$ МГц - линейная частота обращения. В результате, длина сгустка становится равна $C/2$, а его импульсный разброс равен $\sigma_p=4,3 \times 10^{-4}$. Чтобы увеличить продольный эмиттанс накопленного охлажденного сгустка ε_{cool} до продольного эмиттанса ε_{exp}/D , сначала сгусток адиабатически сжимается. В результате, при сохранении нормализованного продольного эмиттанса у сгустка возрастает импульсный разброс в $\varepsilon_{exp}/(D\varepsilon_{cool})$ раз и становится равным $\sigma_p=1,1 \times 10^{-3}$. А затем, при быстром увеличении длины сгустка до ее начальной величины (за время, меньшее, чем период синхротронных колебаний), продольный эмиттанс увеличивается до величины ε_{exp}/D . В ходе такой ВЧ-гимнастики продольный эмиттанс накопленного сгустка становится согласованным с необходимым для экспериментов продольным эмиттансом сгруппированного пучка.

После накопления протонов система ВЧ1 используется одновременно как для удержания протонов сгустка в половине периметра кольца, так и их индукционного ускорения с ростом энергии $eU=300$ эВ за один оборот. Время ускорения от энергии инжекции $\gamma_{inj}mc^2$ до энергии эксперимента $\gamma_{exp}mc^2$ равно $\tau_{ac}=T_{rev}(\gamma_{exp}-\gamma_{inj}) \times mc^2/eU=50$ с, здесь $T_{rev}=1/f_0$ - период оборота протонов в кольце Коллайдера.

Импульсный разброс протонов и поперечный эмиттанс накопленного сгустка уменьшаются в ходе ускорения, как $\sigma_p \propto 1/\gamma$, $\varepsilon \propto 1/\gamma$. Так при ускорении от $\gamma_{inj}=3$ до $\gamma_{exp}=13.5$ поперечный эмиттанс уменьшается от $\varepsilon=4,8 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$ до $\varepsilon=1,06 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$, а импульсный разброс падает с $\sigma_p=1,1 \times 10^{-3}$ до $\sigma_p=2,3 \times 10^{-4}$. При энергии эксперимента ускоренный сгусток протонов распускается на весь периметр Коллайдера, а затем группируется в $n_b=22$ сгустка с помощью ВЧ2 и ВЧ3 станций, так чтобы обеспечить с.к.

длину сгруппированного сгустка $\sigma_{s-b} = 60$ см. С.к. импульсный разброс сгустка после его группировки равен $\sigma_{p-b} = D \times \sigma_p \times C / (4 \times 3^{1/2} n_b \sigma_{s-b}) = 1,5 \times 10^{-3}$. Параметры сгустка $\sigma_{s-b} = 60$ см и $\sigma_{p-b} = 1,5 \times 10^{-3}$ являются взаимно согласованными между собой с точки зрения его эргодичности.

Ласлеттовский бетатронный сдвиг при ускорении протонного сгустка уменьшается как $\Delta q \propto 1/(\gamma^3 \epsilon) \propto 1/\gamma^2$. В результате ускорения протонов величина бетатронного сдвига падает до величины $\Delta q = 2,4 \times 10^{-3}$. После выключения ВЧ барьеров на энергии эксперимента протонный сгусток, занимающий половину периметра кольца, начинает циркулировать во всем кольце. Величина бетатронного сдвига в результате падает в два раза $\Delta q = 1,2 \times 10^{-3}$. При группировке пучка бетатронный сдвиг возрастает пропорционально $\Delta q \propto C / (n_b (2\pi)^{1/2} \sigma_s)$ и достигает величины $\Delta q = 0,018$.

Светимость сталкивающихся протон-протонных пучков при энергии эксперимента $E = 12,6$ ГэВ и интенсивности $N = 2,6 \times 10^{13}$ равна (Рис.1, Таблица 1) $L = 2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [3].

Представленный выше режим ускорения протонов от энергии инжекции 2,8 ГэВ до энергии эксперимента 12,6 ГэВ ($\gamma_{\text{exp-max}} = 14,4$) реализуется, когда критическая энергия $\gamma_{\text{cr}} m c^2$ в Коллайдере выше энергии эксперимента $\gamma_{\text{exp}} m c^2$. Однако, для оптической структуры, используемой в ионной моде, критическая энергия равна 6,65 ГэВ ($\gamma_{\text{cr}} = 7,089$), и для энергии экспериментов выше этой величины необходимо пройти через критическую энергию при ускорении протонов [6]. Прохождение через критическую энергию при ускорении протонов ограничено продольной неустойчивостью пучка, эффекты которой обсуждаются в следующем параграфе.

Чтобы исключить при ускорении протонов прохождение через критическую энергию, должна быть реализована специальная оптическая структура колец [11] для протонной моды, отличная от оптической структуры ионной моды. В этой оптической структуре критическая энергия должна быть выше максимальной энергии протонов при работе Коллайдера на эксперимент. Для этого система питания квадрупольных линз Коллайдера должна быть модифицирована по сравнению с ионной модой. Это приведет к модификации криомагнитной системы Коллайдера и, в первую очередь, к изменению конструкции криостатов и количеству в них сверхпроводящих трасс, питающих квадрупольные линзы. Новая оптическая структура колец Коллайдера с критической энергией выше максимальной энергии экспериментов, обсуждается ниже.

4.4 Прохождение через критическую энергию при ускорении протонов. При прохождении через критическую энергию γ_{tr} развивается продольная неустойчивость. Пороговый ток ее развития $I_{th} \propto \eta$ пропорционален коэффициенту расширения орбиты η , который равен нулю при $\gamma = \gamma_{tr} = 7,089$. Темп ускорения протонов при прохождении через критическую энергию при использовании индукционного ускорения ВЧ1 станции составляет $d\gamma/dt = 0.2 \text{ с}^{-1}$. Этот темп слишком мал, чтобы избежать развития неустойчивости при приближении релятивистского фактора γ к γ_{tr} . Чтобы избежать развития неустойчивости, при некоторой малой величине $\gamma - \gamma_{tr}$ реализуется быстрый скачок γ_{tr} (Таблица 4).

Таблица 4. Параметры протонных пучков при пересечении критической энергии.

Параметр	Величина
Сдвиг бетатронного числа, Δq_{sp}	0,05
Изменение фактора $\Delta \gamma_{tr}$	0,09
Темп изменения $d\gamma_{tr}/dt \text{ (с}^{-1}\text{)}$	8,5
Время перехода через критическую энергию, $t_0 \text{ (мс)}$	10,5
С.к. импульсный разброс σ_{p-tr}	$3,3 \times 10^{-3}$
Импеданс $Z_{imp} \text{ (Ом)}$	20
Радиус камеры (м)	0,05
Номер гармоники среза n_{cut}	1602
Интеграл от инкремента по времени s_+/n	$6,3 \times 10^{-3}$

Чтобы обеспечить быстрое изменение критической энергии $\Delta \gamma_{tr}$, необходимо осуществить быстрый сдвиг бетатронной частоты Δq за счет изменения разности тока квадрупольных линз Ф и Д [6]. Изменение разности тока ΔI линз Ф и Д может приводить к сдвигу бетатронного числа не более, чем на $\Delta q \approx 0,05$. Для оптической структуры Коллайдера изменение бетатронного числа на величину Δq благодаря дисперсии в арках колец приводит к изменению $\Delta \gamma_{tr} = 1,8 \times \Delta q \approx 0,09$ [6].

Изменение $\Delta \gamma_{tr}$ обусловлено вариацией $\Delta q = \beta_a \Delta K l / 4\pi = 0,05$, что в свою очередь связано с изменением градиентов $N_l = 48$ дефокусирующих линз в двух арках на суммарную величину $\Delta K l = 0,075$ за счет быстрого изменения разности тока между линзами Ф и Д [6], где $\beta_a = 8,4$ м - средняя бета функция в арке. Произведение величины изменения градиента

дефокусирующей линзы ΔG на ее длину $l=0,47$ м равно $\Delta G \times l = \Delta K l \times BR / N_l = 0,07$, где $BR=45$ Тл \times м - магнитная жесткость при кинетической энергии протонов 12,6 ГэВ. Изменение градиента ΔG при быстрой вариации тока в линзах Д равно $\Delta G=0,15$ Тл/м. При токе в линзе $I=9,7$ кА, ее градиент равен $G=21,5$ Тл/м, а изменение градиента линзы на ΔG обусловлено изменением в ней тока на величину $\Delta I=67$ А. Максимальная скорость нарастания $d\gamma_{tr}/dt$ ограничена максимально возможным темпом нарастания градиента поля линзы $dG/dt=14,3$ Тл/(м \times с) [1] или темпом нарастания тока в ней $dI/dt=6,4$ кА/с. Для быстрого изменения $\Delta\gamma_{tr}$ должны быть установлены в каждой арке по дополнительному импульсному источнику питания линз Д с током $\Delta I=67$ А. При суммарной индуктивности дефокусирующих линз $L_Q=2.25$ мГн и скорости нарастания тока в них $dI/dt=6,4$ кА/с напряжение каждого источника составляет 14,5 В. Время изменения Δq и, соответственно, $\Delta\gamma_{tr}$ равно $t_0 = \Delta I / (dI/dt) = 10,5$ мс, а темп изменения величины $d\gamma_{tr}/dt$ составляет $8,5$ с $^{-1}$ [6].

Пороговый ток развития продольной неустойчивости равен:

$$I_{th} = 2\pi m c^2 \beta^2 \gamma_{tr} \sigma_{p-tr}^2 / e Z_{imp}. \quad (14)$$

Он зависит от с.к. импульсного разброса протонного сгустка σ_{p-th} и коэффициента расширения орбиты η , где мнимая часть импеданса, обусловленная пространственным зарядом протонного пучка, равна:

$$Z_{imp} = 377 \times (1 + 2 \ln b/a) / 2\beta\gamma^2 = 20 \text{ Ом}, \quad (15)$$

здесь $b=50$ мм - радиус вакуумной камеры, $a=(2\varepsilon_c(\gamma_{tr})\beta_{aver})^{1/2}=5,9$ мм - радиус пучка, $\varepsilon_c(\gamma_{tr})=2\pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$ - эмиттанс пучка при $\gamma=\gamma_{tr}$, $\beta_{aver}=C/2\pi Q=8,5$ м - средняя бета-функция. При $\Delta\gamma_{tr}=0,09$ коэффициент расширения орбиты равен $\eta_{tr}=2\Delta\gamma_{tr}/\gamma_{tr}^3=5,1 \times 10^{-4}$ [6]. Импульсный разброс сгустка протонов при прохождении через критическую энергию должен быть максимально возможным, чтобы увеличить величину порогового тока [6,12]. Продольный аксептанс колец Коллайдера равен $\Delta p/p=10^{-2}$. Чтобы исключить потери протонов при прохождении через критическую энергию, с.к. импульсный разброс выбирается равным: $\sigma_{p-tr}=(\Delta p/p)/3=3.3 \times 10^{-3}$.

Пороговое число частиц в сгустке $N_{th}=I_{th} \times L_{s-tr} / e c \propto \varepsilon_{st-tr} \times \sigma_{p-tr}$, при котором еще не развивается неустойчивость, определяется пороговым током I_{th} и длиной стека L_{s-tr} или произведением с.к. продольного эмиттанса ε_{st-tr} и с.к. импульсного разброса σ_{p-tr} [12]. Чтобы обеспечить максимальную светимость Коллайдера для протонной моды в режиме прохождения через критическую энергию, с.к. продольный эмиттанс накопленного сгустка должен быть максимально возможным.

Эмиттанс ускоренного до критической энергии сгустка и эмиттанс сгруппированного пучка связаны соотношением $\varepsilon_{st-tr} = \varepsilon_{exp}/D$. Обсудим факторы, определяющие максимальный продольный эмиттанс сгруппированного пучка. Для эргодического сгустка его длина σ_s и импульсный разброс σ_p связаны между собой [12]. Ниже приведем три набора параметров с.к. значений σ_s и σ_p (Таблица 4) и их сравнение с высотой сепаратрисы в импульсном пространстве σ_{p-sep} (при $\gamma=13,5$ и ВЧЗ напряжении 1 МВ) и длиной сепаратрисы в фазовом пространстве σ_{s-sep} при группировке пучка в 22 сгустка на 66 гармонике [12]. Как видно из Таблицы 5, с ростом с.к. импульсного разброса σ_p отношение σ_{p-sep}/σ_p снижается, и при $\sigma_p=3,25 \times 10^{-3}$ высота сепаратрисы в импульсном пространстве равна $\sigma_{p-sep}/\sigma_p=2,5$. При группировке пучка в этом случае начнутся потери протонов, составляющие несколько % от интенсивности пучка. Более важный вопрос относительно времени жизни протонного пучка в зависимости от с.к. значений σ_s и σ_p или безразмерной величины H_0 - Гамильтониана продольных осцилляций протонов внутри ВЧЗ сепаратрисы [12]. Скорость потерь ионов из-за диффузии имеет экспоненциальное поведение в зависимости от H_0

$$dN/dt \propto df/dH \cong \exp(-H_{max}/H_0). \quad (16)$$

Здесь f – функция распределения протонов в пространстве H , $H_{max}=2$ максимальное значение безразмерного Гамильтониана. Величина H_0 в силу эргодичности системы однозначно определяет параметры σ_s и σ_p [12]. Из Таблицы 5 видно, что с ростом продольного эмиттанса почти в 2 раза от $\varepsilon_{exp}=0,54$ м до $\varepsilon_{exp}=0,9$ м, скорость потерь протонов нарастает в 4 раза и соответственно, время жизни снижается в 4 раза. Чтобы избежать потерь протонов, параметры сгустка σ_s и σ_p должны быть выбраны такими, чтобы H_{max} в 4-6 раз превышал H_0 [12].

Таблица 5. Параметры сгруппированного протонного пучка при $\gamma=13,5$.

$\sigma_p \times 10^{-3}$	2,1	2,8	3,25
σ_{p-sep}/σ_p	3,85	2,9	2,5
$\sigma_s(\text{м})$	0,87	1,08	1,21
σ_{s-sep}/σ_s	4,35	3,53	3,15
$\varepsilon_{exp}(\text{м})$	0,54	0,9	1,17
H_0	0.4	0,6	0,8
H_{max}/H_0	5	3,3	2,5
$df/dH (H_{max}/H_0)$	0.013	0.051	0.093

С учетом выше отмеченного, в качестве максимально возможного эмиттанса сгруппированного пучка выбрана величина $\varepsilon_{\text{exp}}=0,9$ м и, соответственно, $\sigma_p=2,8 \times 10^{-3}$ и $\sigma_s=1,08$ м. С.к. эмиттанс ускоренного протонного сгустка при прохождении через критическую энергию в этом случае равен $\varepsilon_{\text{st-tr}}=\varepsilon_{\text{exp}}/D=0,75$ м, а с.к. длина составляет $L_{\text{tr}}=\varepsilon_{\text{st}}/\gamma_{\text{tr}}\beta_{\text{tr}}\sigma_{p-\text{th}}=32,3$ м, при этом его полная длина равна $L_{\text{st-tr}}=2 \times 3^{1/2} \times L_{\text{tr}}=111,9$ м. Пороговый ток развития неустойчивости при $Z_{\text{imp}}=20$ Ом равен $I_{\text{th}}=11,1$ А, что соответствует интенсивности накопленного сгустка протонов $N_{\text{st}}=2,6 \times 10^{13}$.

Во время прохождения протонов через критическую энергию может развиваться продольная неустойчивость с инкрементом развития γ_{ins} , который пропорционален номеру гармоники $\gamma_{\text{ins}} \propto n \times Z_{\text{imp}} (n)^{1/2}$ и импедансу пространственного заряда, который в свою очередь также зависит от номера гармоники n [12]. Ниже рассмотрена упрощенная модель, в которой импеданс постоянен до частоты среза камеры и равен нулю выше этой частоты. Номер гармоники среза равен $n_{\text{cut}}=C/2\pi b=1602$, где $b=50$ мм - средний радиус вакуумной камеры колец Коллайдера (Таблица 4). Интеграл от инкремента развития неустойчивости по времени равен (Таблица 4) [12]:

$$s_{+}/n = \int \gamma_{\text{ins}} dt = 0.1 \omega_0 t_0 \eta_{\text{tr}} \sigma_{p-\text{tr}} = 6,3 \times 10^{-3}, \quad (17)$$

где $\omega_0=2\pi f_0$ - круговая частота обращения протонов. Значение величины $u=(s_{+}/n)_{\text{max}}$, приводящее к относительному росту продольного эмиттанса на $\Delta\varepsilon_{\text{st}}/\varepsilon_{\text{st}}=0,1$ определяется трансцендентным уравнением:

$$N_{\text{st}} \Delta\varepsilon_{\text{st}} / 2\varepsilon_{\text{st}} = \exp(2n_{\text{cut}}u)/u, \quad (18)$$

здесь $N_{\text{st}}=2,6 \times 10^{13}$ число накопленных протонов [13]. Величина $u=(s_{+}/n)_{\text{max}}$ равна $u=7,1 \times 10^{-3}$ и ее значение выше величины s_{+}/n . Таким образом, при развитии продольной неустойчивости в условиях перехода через критическую энергию при $s_{+}/n < u$, относительный рост продольного эмиттанса составляет менее 10%.

Прежде чем переходить к описанию процессов группировки, отметим особенности формирования накопленного сгустка в режиме с максимально возможным продольным нормализованным эмиттансом при переходе через критическую энергию. Отметим, что с.к. продольный эмиттанс охлажденного сгустка $\varepsilon_{\text{cool}}=0,13$ м при энергии инжекции 1,87 ГэВ в 5,7 раза меньше, чем его нормализованный продольный эмиттанс $\varepsilon_{\text{st-tr}}=0,75$ м при прохождении через критическую энергию 6,65 ГэВ. На начальном этапе ускорения адиабатически уменьшается импульсный разброс протонов при сохранении нормализованного продольного эмиттанса. При этом величина импульсного разброса должна оставаться больше, чем его пороговое значение, при котором происходит развитие продольной неустойчивости при данной энергии. При дальнейшем ускорении реализуется

режим с неадиабатическим ростом продольного эмиттанта, уменьшением длины накопленного сгустка и ростом его импульсного разброса. При ускорении протонов до кинетической энергии 5,61 ГэВ с.к. длина сгустка накопленных протонов соответствует 32,3 м, с.к. импульсном разбросе равен $3,3 \times 10^{-3}$, а нормализованный продольный эмиттанс составляет $\varepsilon_{s-tr}=0,75$ м. В дальнейшем протоны ускоряются до величины 6,6 ГэВ.

После этого барьеры выключаются и за время 10,5 мс происходит скачок $\Delta\gamma_{tr}=0,09$ благодаря быстрому сдвигу бетатронной частоты $\Delta q=0,05$. После прохождения критической энергии происходит изменение полярности ВЧ напряжения барьеров и дальнейшее ускорение протонов индукционным напряжением ВЧ1 станции.

4.5 Группировка пучка при энергии эксперимента. При энергии эксперимента протонный сгусток сначала распускается на весь периметр кольца, а потом начинается его группировка сначала ВЧ2 станциями на 22 гармонике, а потом перезахват пучка в сепаратрису 66 гармонике ВЧ3 системы. Подразумевается, что при группировке продольный эмиттанс пучка подрастает до величины $\varepsilon_{exp}=\varepsilon_{st-tr} \times D=0,9$ м. С.к. импульсный разброс составляет $\sigma_p=2,8 \times 10^{-3}$, а с.к. длина сгустка $\sigma_s=1,08$ м (Таблица 5). При этом пороговое значение импульсного разброса, при котором развивается продольная неустойчивость, равно $\sigma_{p-th}=3 \times 10^{-4}$, что примерно на порядок меньше, чем импульсный разброс сгустка. Высота ВЧ3 сепаратрисы в импульсном пространстве равна $\sigma_{p-s}=8,1 \times 10^{-3}$ и примерно в 3 раза превышает импульсный разброс протонного сгустка, что может ограничить время его жизни.

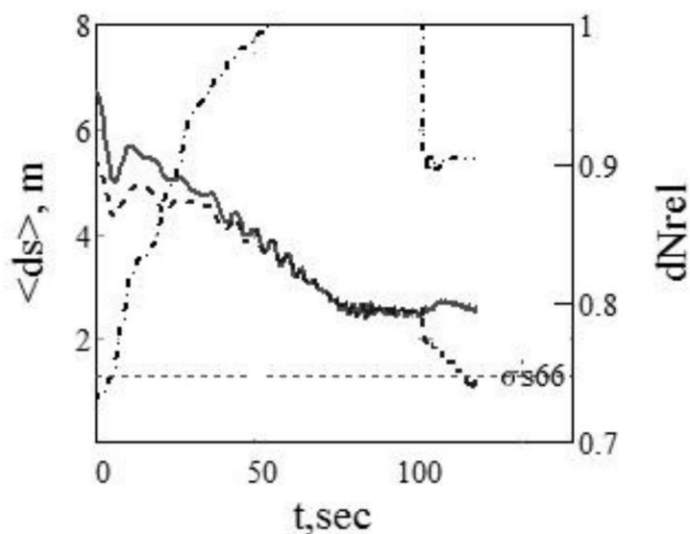
Результаты численных расчетов для двух режимов группировки представлены в Таблице 6 и на Рис.5-Рис.6. В первом режиме при группировке протонного пучка все зазоры ВЧ3 резонаторов закорочены до момента, когда напряжение на резонаторах ВЧ2 не достигнет максимума $U_{ВЧ2}=100$ кВ. При группировке на 22 гармонике напряжение на ВЧ2 резонаторах адиабатически возрастает с 6,7 кВ до 100 кВ в течение 77 секунд. ВЧ2 генераторы отстроены в начальный момент от 22 гармонике на частоту 0,3 МГц. Результаты расчетов приведены для с.к. импульсного разброса накопленного сгустка $4,6 \times 10^{-4}$, его с.к. длины 145 м, продольного нормализованного эмиттанта 0,9 м при $\gamma=13,5$ и поперечного эмиттанта $1,16 \pi \times \text{мм} \times \text{мрад}$. В момент достижения максимального напряжения на ВЧ2 зазоры ВЧ3 раскорачиваются и происходит адиабатический подъем напряжения на них с 22,4 кВ до 0,8 МВ в течение 39 секунд. В этом случае 91% протонов захватываются в центральную сепаратрису, а 9% частиц окажутся в паразитных сепаратрисах, что приведет на этом уровне частиц к паразитным столкновениям в детекторах. Среднеквадратичная длина сгруппированного сгустка соответствует 1,05 м,

с.к. импульсный разброс равен $\sigma_p=2.76 \times 10^{-3}$ (Рис.5, Таблица 6). Данные параметры сгустка обеспечивают требуемую светимость $(1,5-2) \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Однако, при раскорачивании зазоров ВЧ3 резонаторов, когда напряжение ВЧ2 максимально, возможно возникновение переходных процессов, влияющих на характеристики сгруппированного пучка. Переходные процессы, возникающие при раскорачивании зазоров резонаторов ВЧ3, непредсказуемы для расчетов, их влияние на характеристики пучка может быть проверено только экспериментально.

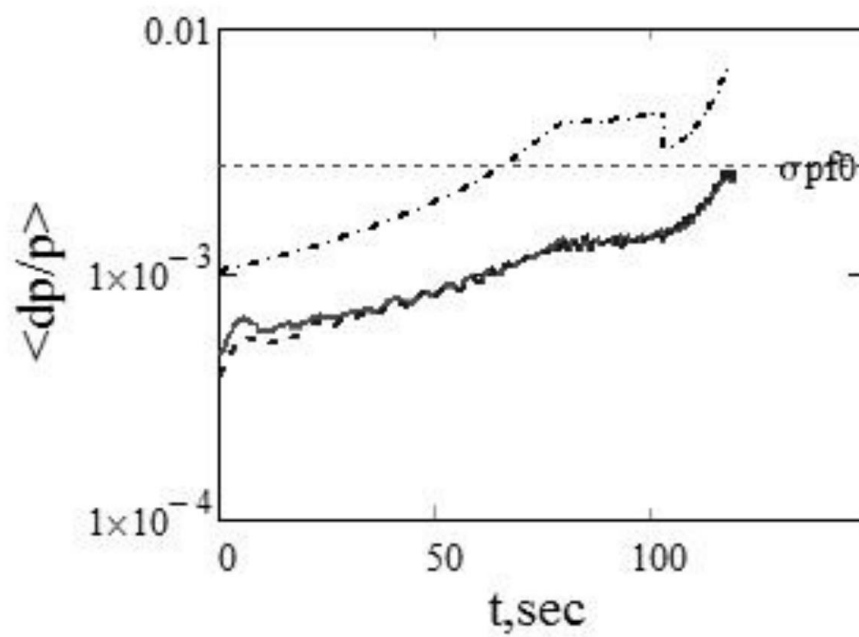
Таблица 6. Результаты расчетов группировки интенсивного протонного пучка в центральной сепаратрисе

Режим работы ВЧ3	С.к. длина сгустка	С.к. импульсный разброс	Доля частиц в центральной сепаратрисе
Группировка ВЧ2 с закороченными зазорами резонаторов ВЧ3, затем зазоры ВЧ3 раскорачиваются и происходит подъем напряжения на них.	1.05 м	2.76×10^{-3}	91%
С учетом наведенного напряжения на резонаторах ВЧ3 при подъеме напряжения ВЧ2	1.37 м	2.74×10^{-3}	63%

Чтобы избежать переходных процессов, раскорачивание зазоров ВЧ3 и ВЧ2 резонаторов происходит одновременно. Группировка на 22 гармонике происходит с учетом наведенного напряжения на резонаторах ВЧ3. Расчеты группировки для протонной моды представлены в Таблице 6 и на Рис.6.

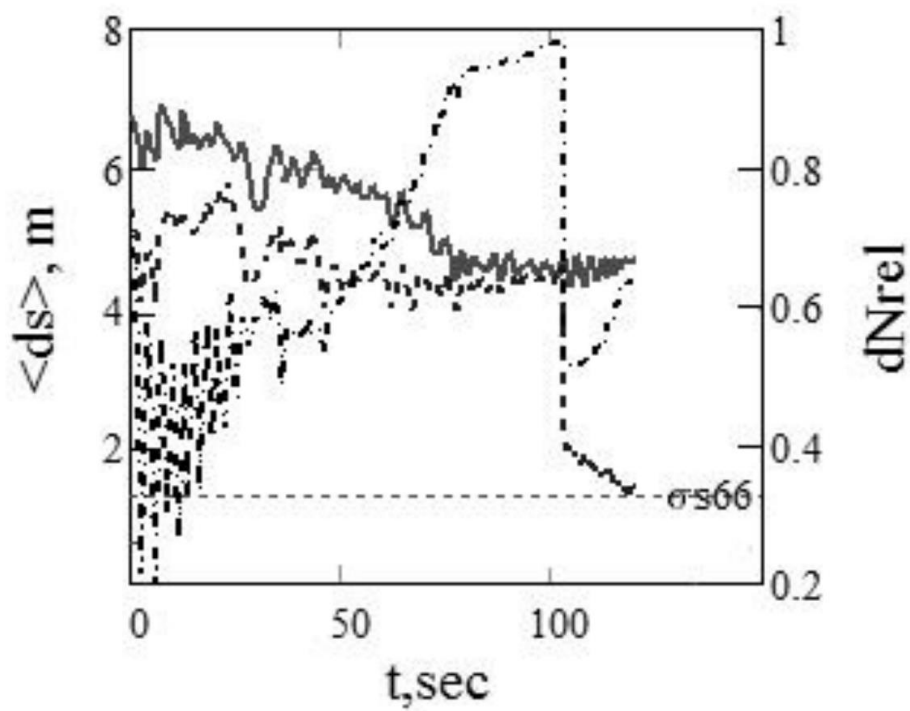


a)

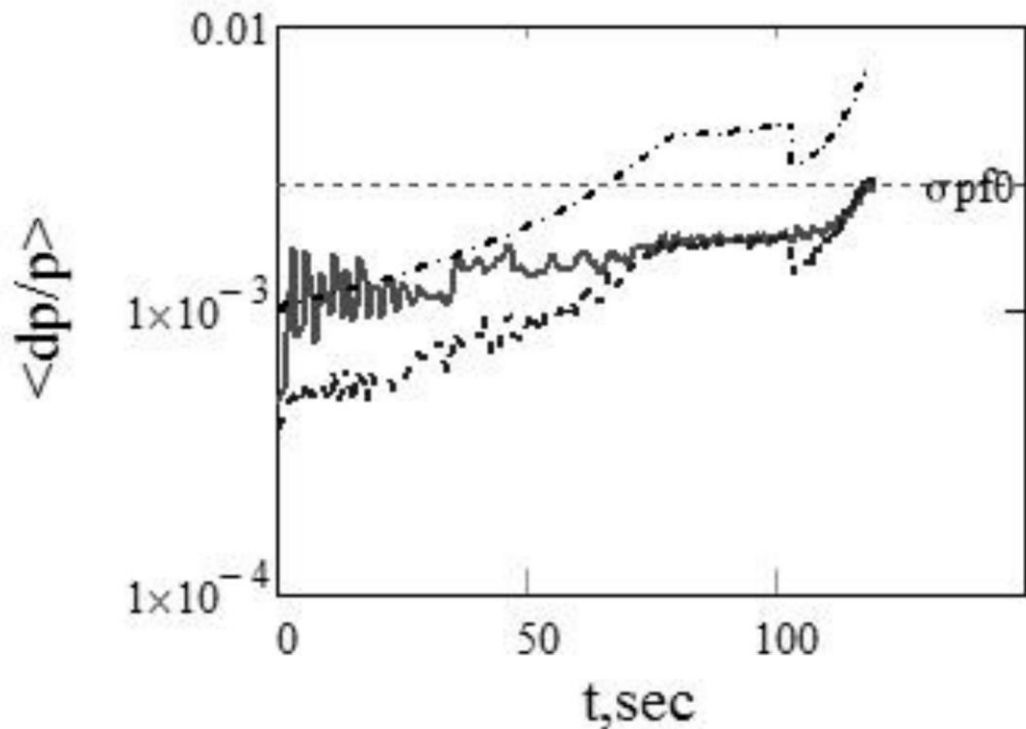


б)

Рис.5 а) Зависимости с.к. длины сгустка и эффективности захвата в основную сепаратрису от времени. б) Зависимости с.к. импульсного разброса сгустка и высоты ВЧ сепаратрисы от времени.



а)



б)

Рис.6 а) Зависимости с.к. длины сгустка и эффективности захвата в основную сепаратрису от времени. б) Зависимости с.к. импульсного разброса сгустка и высоты ВЧ сепаратрисы от времени.

При интенсивности накопленных протонов 2×10^{13} средний ток циркулирующего протонного пучка составляет 1,5 А (средний ток циркулирующего пучка для ионной моды равен 0,4 А), наведенное напряжение на резонаторах ВЧ3 равно 57 кВ. В результате, столь высокого наведенного напряжения на ВЧ3 при увеличении напряжения на резонаторах ВЧ2 от 6,7 кВ до 100 кВ протонный пучок группируется всего до с.к. длины 4 м, в то время как продольный размер ВЧ3 сепаратрисы равен 3,8 м. При подъеме напряжения на резонаторах ВЧ3 до уровня 100 кВ происходит перезахват в основную сепаратрису 66 гармоники. Однако, при длине сгустка 4 м после ВЧ2 группировки около 37% частиц оказываются захваченными в боковые сепаратрисы и реализация режима с раскороченными ВЧ3 резонаторами при ВЧ2 группировке представляется невозможным из-за эффектов паразитных столкновений.

4.6 Импедансы элементов Коллайдера. Пороговый ток протонов определяется мнимой частью импеданса пространственного заряда пучка (15) и реальной частью импеданса элементов оборудования Коллайдера. В Таблице 7, в качестве примера, приведены параметры ВЧ2 и ВЧ3 резонаторов. Реальная часть импеданса равна $\text{Re}Z = R_s [1 + 4Q^2(\Delta f/f_r)^2]$, где Δf_{res} – ширина резонанса. В каждом кольце Коллайдера установлено $n_{\text{RF3}}=8$ станций ВЧ3и $n_{\text{RF2}}=4$ станции ВЧ2, их суммарные значения реальных частей импеданса равны

$\text{Re}Z_{\text{RF3}}=n_{\text{RF3}}\times\text{Re}Z_{\text{RF3}}$ и $\text{Re}Z_{\text{RF2}}=n_{\text{RF2}}\times\text{Re}Z_{\text{RF2}}$. Частоты ВЧ3 резонанса $f_{\text{RF3}}=1061,2$ МГц и ВЧ2 резонанса $f_{\text{RF2}}=1177,6$ МГц могут быть максимально отстроены от высших гармоник частоты обращения f_0 с номерами n_2 и n_3 на величину, равную половине этой частоты $\Delta f=f_0/2=0,3$ МГц. Величины реальных частей импеданса, деленные на номер гармоники, равны $\text{Re}Z_{\text{RF3}}/n_3=0,8$ Ом и $\text{Re}Z_{\text{RF2}}/n_2=7,4$ Ом. Мнимая часть импеданса пространственного заряда пучка равна $Z_{\text{imp}}=6,6$ Ом при $\gamma=13,5$. Как видно из приведенных выше расчетов, реальная часть импедансов элементов Коллайдера сравнима с мнимой частью импеданса пространственного заряда пучка на энергии эксперимента.

Таблица 7. Параметры высших гармоник ВЧ3 и ВЧ2 резонаторов

Параметры ВЧ3 резонатора						
Частота резонанса f_r , МГц	30,5	595	905	1061.2	1668	2026
Шунтовое сопротивление R_s , Ом	$9,7\cdot 10^5$	$2,3\cdot 10^4$	$6,4\cdot 10^3$	$2,8\cdot 10^4$	$3,1\cdot 10^4$	$3,1\cdot 10^4$
Добротность Q	$8,7\cdot 10^3$	$9,7\cdot 10^3$	$2,3\cdot 10^4$	$2,2\cdot 10^4$	$1,3\cdot 10^4$	$9,1\cdot 10^3$
Параметры ВЧ2 резонатора						
Частота резонанса f_r , МГц	452		1177.6		1897.9	
Шунтовое сопротивление R_s , Ом	$4,9\cdot 10^3$		$6,74\cdot 10^3$		$19,8\cdot 10^3$	
Добротность Q	1674		1857		3500	

4.7 Влияние эффектов пространственного заряда и продольной неустойчивости на светимость. Число протонов в сгустке составляет $N_b=1,2\times 10^{12}$, его с.к. эмиттанс равен $\varepsilon=1.06$ п.к.мм.мрад. С.к. длина сгустка $\sigma_s=1,08$ м в 1,8 раза превышает бета-функцию в точке встречи $\beta_p=0.6$ м. В результате эффекта “песочных часов” светимость упадет на 20% по сравнению со случаем, когда $\sigma_s=\beta_p$ (Таблица 1) [3], и составит $L=1,65\times 10^{32}$ см⁻²с⁻¹.

Обсудим поведение светимости при снижении кинетической энергии эксперимента в диапазоне 6-10,8 ГэВ. В соответствии с порогом развития неустойчивости, количество протонов в сгустке при прохождении через критическую энергию определяется продольным нормализованным эмиттансом $N\propto\beta_{\text{exp}}\gamma_{\text{exp}}\sigma_{s-\text{exp}}\sigma_{p-\text{exp}}$. При выбранных максимально возможных значениях $\sigma_{s-\text{exp}}$ и $\sigma_{p-\text{exp}}$ (Таблица 5) количество протонов в накопленном сгустке растет с увеличением энергии эксперимента, как $N\propto\beta_{\text{exp}}\gamma_{\text{exp}}$ [9].

С другой стороны, количество протонов сгруппированного пучка на энергии эксперимента определяется Ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты

$$\Delta q=r_p N C/[4\pi\beta\gamma^2\varepsilon_n\times(2\pi)^{1/2}n_b\sigma_{s-\text{exp}}] \quad (19)$$

и эффектами встречи $\xi=r_p N/(2\pi\beta\varepsilon_n n_b)$ [3,6], где $\varepsilon_n=\beta_{\text{exp}}\gamma_{\text{exp}}\varepsilon$ - с.к. нормализованный поперечный эмиттанс пучка. Интенсивность пучка определяется максимальным значением $\Delta Q=\Delta q+2\xi=0.05$ и равна:

$$N=(\pi\epsilon_0 n_b \Delta Q \times \beta_{\text{exp}} / r_p) / [1 + C / (4 \times (2\pi)^{1/2} \sigma_{s\text{-exp}} \times \gamma_{\text{exp}}^2)]. \quad (20)$$

Как видно из Рис.7, эффекты продольной неустойчивости приводят к более быстрому снижению интенсивности протонного пучка при снижении энергии экспериментов по сравнению с эффектами пространственного заряда сгруппированного пучка. Светимость также снижается более быстро при уменьшении энергии экспериментов из-за эффекта продольной неустойчивости при прохождении через критическую энергию, по сравнению с эффектами пространственного заряда (Рис.8). Так снижение энергии эксперимента с 10,8 ГэВ до 6 ГэВ приводит к уменьшению светимости сталкивающихся протонных пучков в 5 раз. Светимость превышает $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при кинетической энергии эксперимента выше 9,86 ГэВ.

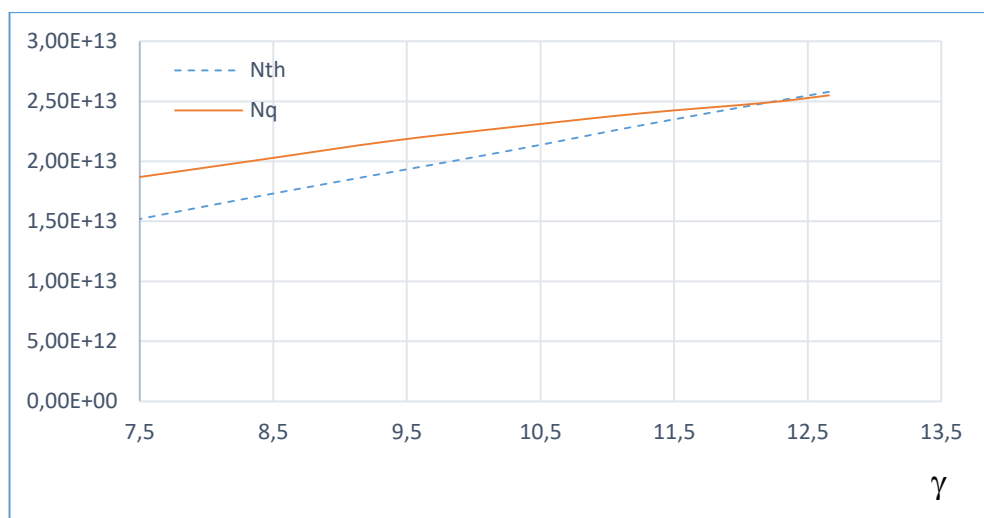


Рис.7. Зависимость интенсивности протонного пучка от релятивистского фактора γ , соответствующего энергии эксперимента, N_{th} - интенсивность протонного пучка ограничена продольной неустойчивостью, N_q - интенсивность ограничена эффектами пространственного заряда.

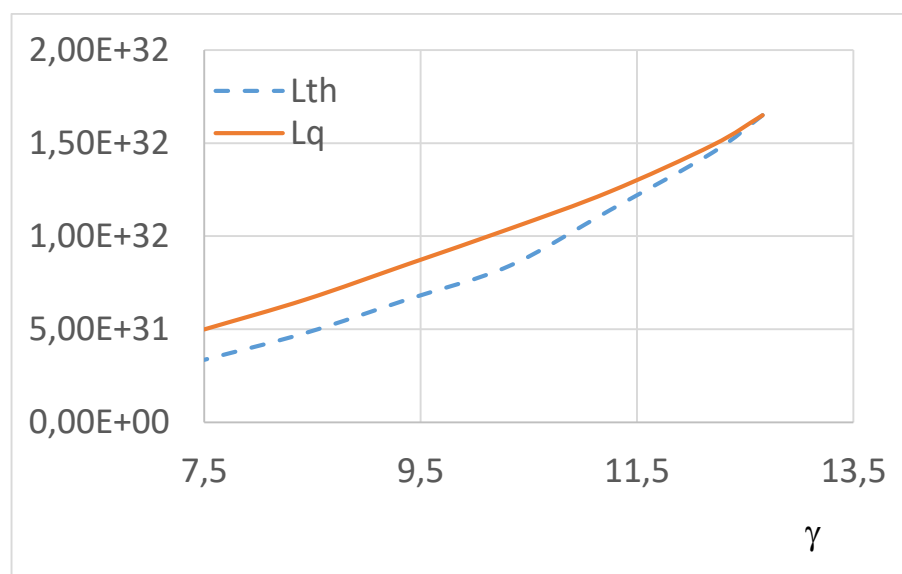


Рис.8. Зависимость светимости сталкивающихся протонных пучков от релятивистского фактора, соответствующего энергии эксперимента, L_{th} - светимость определяется эффектом продольной неустойчивости при прохождении через критическую энергию, L_q - светимость определяется эффектами пространственного заряда.

4 ОПТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА С ВЫСОКОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Чтобы исключить при ускорении протонов прохождение через критическую энергию, для протонной моды должна быть реализована новая оптическая структура колец вместо оптической структуры ионной моды. В этой оптической структуре критическая энергия должна быть выше максимальной энергии протонов при работе Коллайдера на эксперимент.

Поднятие критической энергии протонов до величины $\gamma_{tr} > \gamma_{exp-max} = 14,4$ планируется методом резонансной модуляции дисперсионной функции за счет введения суперпериодичности в арках [11]. Для протонного пучка с интенсивностью 2×10^{13} время внутрипучкового нагрева возрастает примерно в 30 раз по сравнению с пучками ионов золота с интенсивностью $6,6 \times 10^{10}$. Поэтому критическая энергия может подниматься за счет вариации дисперсии без опасения влияния внутрипучкового рассеяния. За счет резонансной модуляции дисперсионной функции коэффициент диффузии для внутрипучкового рассеяния возрастает в 2-3 раза, что не критично как при охлаждении протонов во время накопления, так и при их группировке на энергии эксперимента. Поэтому на каждой арке было выбрано 12 регулярных ячеек ФОДО, кратных требуемому числу суперпериодов $S=4$, для объединения каждых 3 ячеек в один суперпериод.

В общем случае метод резонансной модуляции дисперсионной функции основан на создании модуляции силы фокусировки и кривизны орбиты на арках с суперпериодичностью, на единицу большей, чем значение бетатронной частоты. В структуре NICA регулярная расстановка отклоняющих магнитов исключает возможность модуляции кривизны орбиты. Поэтому мы используем только модуляцию силы квадрупольных линз по длине суперпериода $[K(s) + \epsilon k(s)]$, где функция градиента $G(s)$ и его модуляция $\Delta G_m(s)$ входят в уравнения для дисперсии

$$d^2D/ds^2 = [K(s) + \epsilon k(s)]D = 0, \quad (21)$$

через функции $K(s) = eG(s)/p$, $k(s) = e\Delta G_m(s)/p$ и импульс частицы $p = \gamma m_p v$. Вывод уравнений сделан в работе [11], из которого следует, что коэффициент уплотнения орбит $\alpha_s = 1/\gamma_{tr}^{arc}$ в случае S-суперпериодичности арки без учета прямых участков зависит от модуляции градиента при числе бетатронных колебаний на арке $\nu_{x,arc}$:

$$\alpha_s = \frac{1}{v_{x,арк}^2} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{R}_{arc}}{v_{x,арк}} \right)^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{g_k^2}{(1 - kS/v_{x,арк}) [1 - (1 - kS/v_{x,арк})^2]^2} \dots \right\}, \quad (22)$$

где R_{arc} - средний радиус арки и q_k - k -ая Фурье гармоника разложения функции градиентов $k(s)$ на длине суперпериода L_s . Из выражения (22) следует, что в случае регулярной структуры при отсутствии модуляции силы фокусировки $g_k = 0$ коэффициент уплотнения орбит $\alpha_s = v_{xarc}^{-2}$ совпадает с выражением для регулярной структуры. Чтобы поднять критическую энергию, нам необходимо иметь выражение под суммой отрицательным. Это легко реализуемо в случае $kS/v_{xarc} > 1$. Поскольку первая гармоника суперпериода является определяющей, и ближайшее целое число к числу суперпериодов $S=4$ на одной арке будет $v_{xarc}=3$, мы выбираем эту частоту, следуя условию $S=v_{xarc}+1$. Таким образом, благодаря набегу бетатронных колебаний, кратному 2π , в нашем случае 6π , арка имеет свойства ахромата первого порядка. Добавление секступолей, подавляющих хроматичность внутри арки, делает ее ахроматом второго порядка, что убирает зависимость бетатронных колебаний от импульса и способствует сохранению динамической апертуры в большом диапазоне энергий. Этот выбор нечетного значения частоты на арке v_{xarc} и четного значения суперпериодичности арки S замечателен еще и тем, что позволяет компенсировать нелинейный вклад секступолей внутри арки. В этом случае набег фазы радиальных колебаний между ячейками, расположенными в разных половинках арки и разделенных $S/2$ числом суперпериодов равен:

$$2\pi(v_{xarc}/S_{arc}) \times S_{arc}/2 = \pi + 2\pi n, \quad (23)$$

что соответствует условию компенсации нелинейного влияния секступолей в первом приближении во всей арке. Это свойство также относится к высшим мультиполям, в квадруполях и отклоняющих магнитах возникает так называемая длинная связь.

Введение прямых участков длиной L_{str} , с одной стороны, позволяет уменьшить степень модуляции дисперсионной функции для достижения требуемого значения критической энергии. Это происходит за счет того, что усреднение дисперсии по более длинной орбите автоматически уменьшает ее значение, а значит уменьшает коэффициент уплотнения орбиты для всего ускорителя, и результирующее значение критической энергии γ_{tr}^{total} определяется выражением:

$$\gamma_{tr}^{total} = \gamma_{tr}^{arc} \times [(SL_s + L_{str})/SL_s]^{1/2}. \quad (24)$$

С другой стороны, введение прямых участков обязывает подавить дисперсию в конце каждой арки. На Рис.9 показаны рассматриваемые схемы введения подавителей дисперсии.

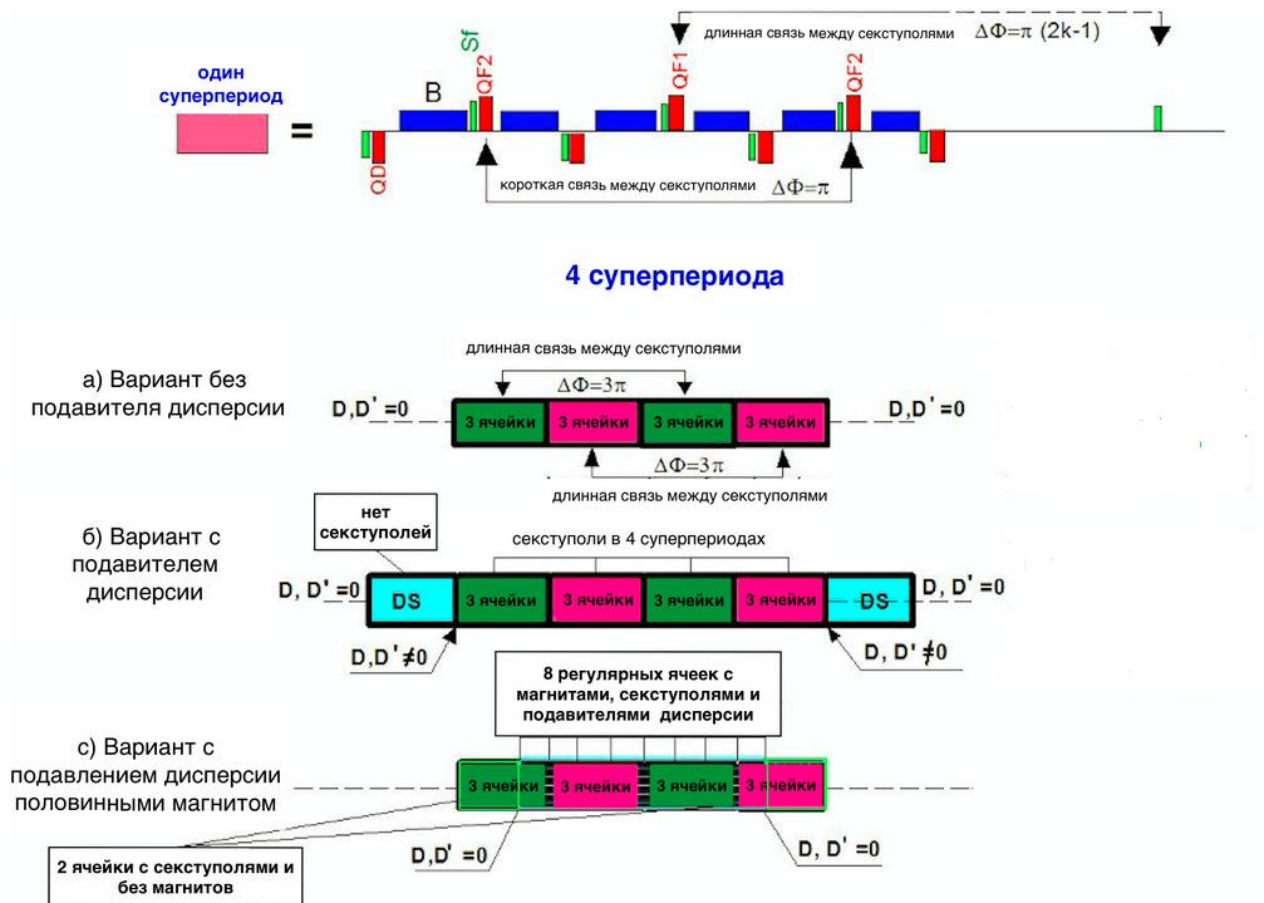
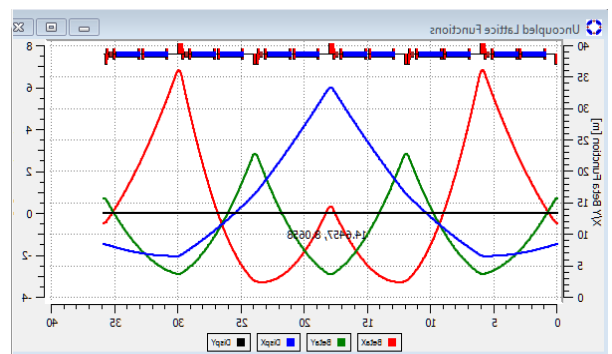
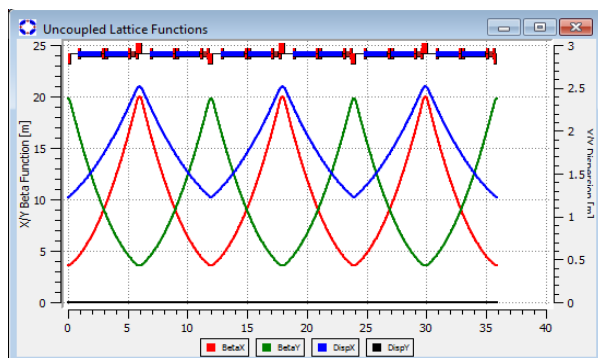


Рис. 9: Макроструктура, основанная на различных типах подавителя дисперсии.

Из Рис.9 видно, что подавитель дисперсии может быть различным. Для структуры NICA мы рассматриваем вариант (с) с учетом того, что крайние магниты на арках убраны с целью использования их для организации инжекции пучка в кольцо. Это несколько осложняет получение нужного значения критической энергии из-за нарушения суперпериодичности по поворотным магнитам. Рис. 10 а показывает поведение параметров Твисса для случая регулярной структуры без введения суперпериодичности. На рис. 10 б показано, как меняется поведение параметров Твисса при введении модуляции дисперсионной функции для случая структуры с введением суперпериодичности на 3 ячейках QD QF2 QD QF1 QD QF2 QD и полученной $\gamma_{tr}=12-13$ на одном суперпериоде, на арке (рис. 10 в) и на всем кольце (рис. 10 г).



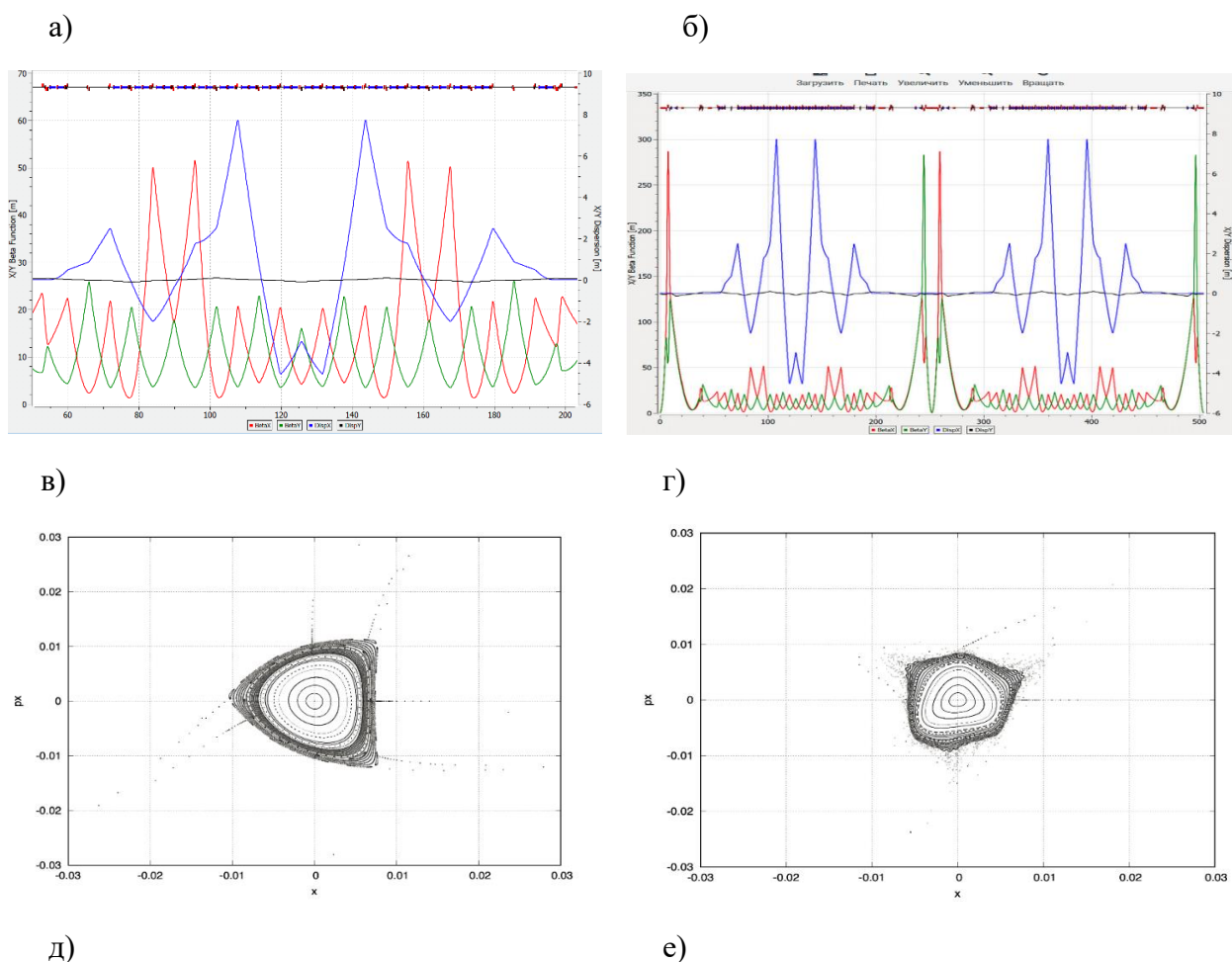


Рис.10: Параметры Твисса структуры с тремя ячейками ФОДО на суперпериоде. а) регулярная структура, б) модулированная структура, в) арка для модулированной структуры, г) все кольцо для модулированной структуры, д) динамическая апертура для коллайдера «золото-золото», е) динамическая апертура для коллайдера «протоны»

Расчеты показывают, что критическая энергия для всего кольца будет $E_{cr} \approx 15$ ГэВ, что соответствует требованиям не пересечения критической энергии во всем диапазоне энергий протонов. Реально критическую энергию можно поднять выше, но ценой этому является уменьшение динамической апертуры. Для данного случая динамическая апертура уменьшается до удовлетворительного значения. Для сравнения на Рис. 10 д и 10 е показана динамическая апертура для структуры, настроенной для опции «золото» и опции «протоны», из которых видно, что динамическая апертура для протонного кольца остается удовлетворительной. Таблица 8 показывает значение параметров квадруполь для регулярной и суперпериодичной структуры.

Таблица 8. Параметры Твисса и линз для регулярной оптики и оптики с модуляцией дисперсионной функции.

Тип структуры	γ_{tr} арки	γ_{tr} кольца	Д	Ф2	Ф1	β_{x-max} арки	β_{y-max} арки	D_{x-max} арки	v_x, v_y арки
Регулярная структура	4,7	7,09	-2,24	2,29	2,29	20 м	20 м	2,7 м	3 и 3
Суперпериодичная структура	12,2	18,6	-2,24	2,04	3,0	36	23	6,1	3 и 3

Для суперсимметричной структуры с модуляцией дисперсионной функции токи в линзах Ф2 и Ф1 относительно значения градиентов для регулярной структуры отличаются, соответственно, на 12% или ток 1,1 кА и на 31% или ток 3 кА. Таким образом, для реализации суперсимметричной структуры для фокусирующих линз арок в каждой из них необходимо установить два источника питания: один для токоотбора линз Ф2 с током 1,1 кА, другой для токодобавки линз Ф1 с током 3кА. На входе и выходе арок в криостатах должны быть установлены дополнительные токовводы на 1,1 кА и 3кА и в криостатах размещены дополнительные трассы для отдельного питания линз Ф1 и линз Ф2. Реализация структуры с модуляцией дисперсии потребует полного демонтажа криомагнитной регулярной структуры арок, прокладки дополнительных кабельных трасс в криостатах и установки дополнительных токовводов на входах и выходах арок.

Увеличение критической энергии с 6,65 ГэВ до 17,4 ГэВ приводит к снижению коэффициента расширения орбиты с $\eta=1,5 \times 10^{-2}$ до $\eta=1,9 \times 10^{-3}$. В результате пороговое значение относительного с.к. импульсного разброса при $\gamma=14,4$ и с.к. длине сгустка $\sigma_s=0,6$ м возрастает с $\sigma_{p-th}=4,2 \times 10^{-4}$ до $\sigma_{p-th}=1,2 \times 10^{-3}$. Равновесный импульсный разброс, определяемый условием эргодичности при с.к. длине сгустка $\sigma_s=0,6$ м, равен $\sigma_p=1,5 \times 10^{-3}$.

Таким образом, при снижении коэффициента расширения орбиты продольная неустойчивость при группировке на энергии эксперимента для суперсимметричной моды не развивается. Светимость сталкивающихся протон-протонных пучков в этом случае равна $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

5 ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ В УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

5.1 Две схемы формирования поляризованных пучков. Для формирования поляризованных протонных пучков в кольцах Коллайдера планируется установить

Сибирские змейки, в состав которых входят несколько соленоидов (Рис.11). Сравнение возможностей формирования поляризованных пучков в Коллайдере с выключенными Сибирскими змейками, с двумя частичными змейками при интеграле поля 6-12 Тл×м [8], с одной полной змейкой при интеграле поля 50 Тл×м и в режиме спиновой прозрачности с двумя змейками [7] (Рис.11) приведено в Таблице 9.

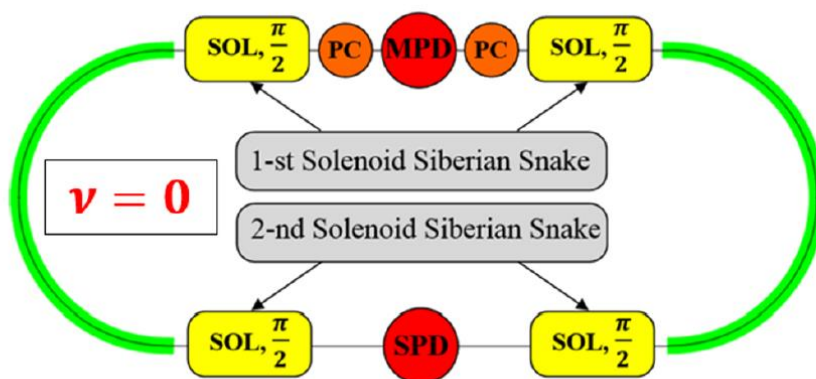


Рис.11 Схема системы поляризации Коллайдера для моды спиновой прозрачности с двумя Сибирскими змейками, включающих в себя четыре соленоида и два соленоида управления.

Таблица 9. Поляризация протонов в SPD и MPD детекторах.

Конфигурация в коллайдере	Частота спина	Направление поляризации в детекторах SPD/MPD
Выключенная змейки	$v_0 \neq k$	Вертикальная
Частичная змейка	$v_0 = k$	Продольная
Спиновая прозрачность	$v_0 = k$	Любая
Одна полная змейка (MPD)	$v_0 = 1/2$	Продольная
Спиновая прозрачность	$v_0 = 0$	Любая

Основное отличие между перечисленными выше модами связано с величиной интеграла магнитного поля Сибирских змеек в Коллайдере. Наибольшими возможностями обладает мода спиновой прозрачности. Для реализации режима спиновой прозрачности при максимальной кинетической энергии протонов 12,6 ГэВ необходимо установить в каждое из колец Коллайдера соленоиды с суммарной магнитной жесткостью около 100 Тл×м. При инжекции из Нуклотрона протонов с энергией 1,5-2 ГэВ планируется реализовать именно эту моду. Она позволяет осуществить независимое управление спином и орбитальным движением частиц при изменении энергии протонов, а также управлять их спиновым движением для любых типов поляризации. Недостатки этой схемы связаны, во-первых, с использованием 6 Тл соленоидов, краевое магнитное поле которых может влиять на характеристики соседних структурных магнитов Коллайдера, во-вторых, с трудностями

размещения такого количества соленоидов в его кольцах, поскольку в сумме для них необходимо иметь около 16,5 м эффективной длины, что затруднительно осуществить для существующей ионной оптики Коллайдера. Для проверки работоспособности прозрачной моды на первом этапе в Коллайдере планируется установить 4 соленоида длиной около 1 м (Рис.11) с интегралом поля в каждом из них 5,2 Тл×м, соответствующим кинетической энергии протонов 1,87 ГэВ, инжектируемых из Нуклотрона в Коллайдер.

Использование частичной Сибирской змейки в Коллайдере с интегралом поля на порядок меньшим, чем для моды спиновой прозрачности, позволяет получать в детекторах SPD и MPD протонные пучки с продольной поляризацией при энергиях, соответствующих целому спиновому резонансу и повторяющихся с шагом 0,523 МэВ [8].

В одной полной Сибирской змейке с интегралом поля 50 Тл×м при частоте спиновой прецессии $\nu_0=1/2$ равновесный вектор оси прецессии в промежутке, противоположном змейке, направлен параллельно ее оси, т.е. в этом случае будет продольная поляризация. Здесь $\nu_0=\gamma G_p$ - безразмерная частота прецессии спина протона, $G_p=\mu/\mu_0=1,79$ - отношение аномального магнитного момента протона к его Дираковскому значению μ_0 . При инжекции вертикально поляризованного пучка поворот спинов к продольному направлению может быть осуществлен следующим образом. Инжекция производится при выключенной змейке на энергии, при которой спиновая частота равна полуцелому значению. Медленное включение змейки приведет ось прецессии от вертикали в плоскость орбиты и продольному направлению в экспериментальном промежутке SPD.

Кроме того, важен еще один параметр, а именно интеграл поля в соленоидах управления (Рис.11 РС-соленоиды), позволяющий получать требуемую поляризацию в детекторах. Для моды спиновой прозрачности интеграл поля в двух соленоидах управления в сумме составляет около 2 Тл×м [7]. Столь низкая величина интеграла поля связана с тем, что режим спиновой прозрачности представляет собой резонансный режим с $\nu_0=0$ и достаточно небольшого изменения поля с поворотом спина на малый угол, чтобы перестроить поляризацию.

Для частичной Сибирской змейки [14], работающей в области целого спинового резонанса $\nu_0=k$, достаточно приблизится к резонансу на относительную ширину по энергии $dE/E \cong 5 \times 10^{-2}$, чтобы осуществить переход вектора оси прецессии из вертикального направления в горизонтальное при изменении интеграла поля на величину $dBR=dE/E \times BR/\beta=2,2$ Тл×м при $BR=45$ Тл×м.

5.2 Ускорение поляризованных пучков в Нуклотроне. При ускорении вертикально поляризованных протонных пучков в Нуклотроне происходит пересечение 25 целых спиновых резонансов $\nu_0=n$ и 6 спин-бетатронных резонансов $\nu_0 \pm q=k$ с бетатронными числами $q_{x,y}=7,4$ [14]. В Нуклотроне пересекаются следующие шесть опасных вертикальных спин-бетатронных резонансов: $q_y=\nu_0$, $16-q_y=\nu_0$, $8+q_y=\nu_0$, $24-q_y=\nu_0$, $16+q_y=\nu_0$, $32-q_y=\nu_0$, обусловленных его периодичностью $P=8$. Наиболее опасные из них являются два резонанса: $16-q_y=\nu_0$ и $8+q_y=\nu_0$. При инжекции вертикально поляризованного пучка получение продольной поляризации происходит следующим образом. Пучок инжектируется на энергии вблизи целого резонанса, затем одновременно медленно включается поле соленоида Сибирской змейки, и энергия сдвигается к энергии целого резонанса. В этом случае поляризация становится продольной в экспериментальных промежутках с детекторами SPD и MPD при четном целом значении резонанса и только в противоположном к змейке детекторе при нечетном целом значении резонанса.

Первые целые резонансы с $\nu_0=2$ и $\nu_0=3$ имеют недостаточную силу для их адиабатического пересечения при ускорении протонами со скоростью нарастания магнитного поля 1 Тл/с. Для решения этой проблемы в Нуклотроне необходимо установить соленоид с интегралом поля 200 Гс×м [14].

Вместо двух полных Сибирских змеек с суммарным интегралом поля около 100 Тл×м на каждой энергии спинового резонанса в Коллайдере можно использовать две частичные Сибирские змейки с суммарным интегралом поля в зависимости от энергии протонов в диапазоне 6-12 Тл×м [8]. Змейка будет «возбуждать» гармоники целых резонансов.

При прохождении протонами с кинетической энергией 3,56 ГэВ спин-бетатронного резонанса $\nu_0=16-q_y$ также, как и для пересечения ими критической энергии Коллайдера, необходим дополнительный импульсный источник разности тока линз Ф и Д, создающий $\Delta q_y=0,1$ [14] за время около 8 мс. Для быстрого изменения бетатронного числа $\Delta q_y=\beta \Delta K \times N_l \times l / 4\pi=0,1$ необходимо быстрое изменение градиента $\Delta G=0,24$ Тл/м каждой дефокусирующей квадрупольной линзы за счет быстрого изменения разности тока ΔI линз Ф и Д, здесь $N_l=32$ - количество дефокусирующих квадрупольных линз, $\beta=5,5$ м – средняя бета функция, $\Delta G \times l=0,11$ Тл – произведение изменения градиента линзы на ее длину, $l=0,45$ м - длина линзы, $\Delta K \times l=\Delta G \times l / BR=7 \times 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, $BR=16$ Тл×м - магнитная жесткость при энергии протонов 4,5 ГэВ. При токе в линзе $I=5,6$ кА, ее градиент равен $G=33$ Тл/м, а изменение градиента линзы $\Delta G=0,24$ Тл/м обусловлено изменением в ней тока $\Delta I=40$ А. Для быстрого изменения Δq в Нуклотроне необходимо установить дополнительный импульсный источник

питания разности тока $\Delta I=40$ А в линзах Ф и Д с суммарной индуктивностью дефокусирующих линз $L_Q=10$ мГн, скоростью нарастания тока в них $dI/dt=5$ кА/с, длительностью импульса 8 мс и напряжением 50 В.

Для прохождения спин-бетатронного резонанса $\nu_0=8+q_y$ при кинетической энергии протонов около 7 ГэВ должна быть реализована медленная когерентная раскачка вертикальных колебаний вблизи этого резонанса, а затем ее медленное выключение после его прохождения [14]. Возбуждение вертикальных колебаний в Нуклотроне может быть осуществлено с помощью кикера Q-метра. Оптимальная скорость ускорения при пересечении данного резонанса соответствует скорости нарастания магнитного поля 0,25 Тл/с. Потеря поляризации при прохождении через этот резонанс составляет около 10%.

При прохождении ускоренными протонами с кинетической энергией 7-8 ГэВ целых спиновых резонансов $\nu_0=16$ и $\nu_0=17$ сила резонансов близка к величине $(2(dE/dt)/\pi)^{1/2} \approx 0,1$. Это может вызвать проблему при пересечении резонансов в этом диапазоне энергий [14]. Для решения этой проблемы необходимо провести выставку магнитных элементов с точностью 0,1 мм. Но даже при такой точности в некоторых случаях будет требоваться локальная коррекция набором корректоров соответствующей гармоники искажений орбиты (так называемый «spin harmonic matching») [8]. Дальнейшее ускорение протонов после прохождения резонанса $\nu_0=17$ от энергии 8 ГэВ вплоть до максимальной кинетической энергии протонов в Нуклотроне 10,86 ГэВ не представляет проблем.

После ускорения протонов в Нуклотроне до энергии эксперимента 6-10,86 ГэВ их формирование в Коллайдере возможно практически во всем диапазоне энергий за исключением узких полос спиновых резонансов, следующих друг за другом с интервалом по энергии 0,523 ГэВ, или спин-бетатронных резонансов [8]. При ускорении протонов в Коллайдере от 10,86 ГэВ до максимальной кинетической энергии эксперимента 12,6 ГэВ необходимо будет пройти через спиновые резонансы с $\nu_0=25$ и $\nu_0=26$.

5.3 Время деполяризации протонов. Время деполяризации протонов в Коллайдере для любой из перечисленных выше схем Сибирских змеек определяется их взаимодействием с электронами молекул остаточного газа [8].

В вакуумных камерах теплых промежутков при давлении $P=5 \times 10^{-11}$ Торр содержится около 90% водорода H_2 с концентрацией $n=n_L \times (P/P_n) = 1,77 \times 10^6$ мол/см³ и 10% смеси из более тяжелых газов, таких как CO, CO₂, и H₂O с концентрацией каждого газа около $n=n_L \times (P/P_n) = 5,3 \times 10^4$ мол/см³. В вакуумных камерах криогенных секций Коллайдера,

находящихся при температуре около $T_c=10$ К, концентрация молекул водорода равна $n_c=n(T_n/T_c)^{1/2}=9,2\times 10^6$ мол/см³ при давлении $P=10^{-11}$ Торр. Здесь $n_L=2,7\times 10^{19}$ мол/см³ – концентрация остаточного газа при нормальных условиях (Число Лошмидта), $P_n=760$ Торр и $T_n=273$ К – давление и температура при нормальных условиях. Разница давлений в вакуумных камерах теплых и криогенных промежутков связана с непрерывностью в них газовых потоков при нормальной и криогенной температурах.

Частота взаимодействия протонов с электронами остаточного газа пропорционально концентрации молекул n и суммарному заряду ядер атомов этих молекул Z_m . Для теплых вакуумных камер получаем $Z_m \times n = 6,4 \times 10^6$ мол/см³, для криогенных камер эта величина составляет $Z_m \times n = 18,4 \times 10^6$ мол/см³. Криогенные секции занимают около половины периметра Коллайдера, в результате, средняя концентрация молекул остаточного газа, умноженная на заряд ядер ее атомов, равна $\langle Z n_g \rangle = 12,4 \times 10^6$ мол/см³, а среднее по периметру давление остаточного газа составляет $\langle P \rangle = 3 \times 10^{-11}$ Торр. Частота взаимодействия протонов с электронами равна $v_{int} = \langle Z n_g \rangle \sigma_{int} \beta c = 7,4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, где $\sigma_{int} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 / (\beta^2 I_{ion}) = 2 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ – сечение взаимодействия протона с электроном атомов водорода, $r_e = 2,8 \times 10^{-13}$ – радиус электрона, $m_e c^2 = 0,5$ МэВ – энергия покоя электрона, $I_{ion} = 13$ эВ – потенциал ионизации атома водорода.

Поляризованный протон при однократном взаимодействии с электроном молекулы остаточного газа рассеивается на угол $\Delta\theta = v_0 \times \delta\sigma_p / \Delta\sigma_p = 2,8 \times 10^{-2}$, где $v_0 = \gamma G_p = 25,8$ при $\gamma = 13,5$ ГэВ, v_0 – безразмерная частота прецессии спина протона, $\delta\sigma_p = [2I_{ion} m_e c^2 \beta^2 / (m_p c^2)^2]^{1/2} = 3,8 \times 10^{-6}$ – с.к. импульсный разброс, возникающий при однократном взаимодействии протона с электроном молекулы остаточного газа, $\Delta\sigma_p = 3,5 \times 10^{-3}$ – с.к. импульсный разброс протонного пучка, при котором начинаются потери протонов (см. выше Таблицу 5). За время деполяризации спина τ_{dep} протон $N_e = \tau_{dep} v_{int}$ раз взаимодействует с электронами, в результате, при деполяризации квадрат среднего угла рассеяния составляет [8] $\theta_{sc}^2 = \tau_{dep} v_{int} \Delta\theta^2 / 2 \approx 1$.

Время деполяризации спина протонов равно $\tau_{dep} = 2 / (v_{int} \Delta\theta^2) = 3,3 \times 10^5 \text{ с} = 3,8$ суток. При снижении энергии эксперимента время деполяризации спинов растет как $\tau_{dep} \propto v_0^{-2} \propto \gamma_{exp}^{-2}$. Так при энергии протонов 8 ГэВ время деполяризации спинов составляет 10,7 суток.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены две схемы формирования поляризованных протонных пучков. В первой схеме поляризованные пучки инжестируются из линейного ускорителя LILAC с энергией 13 МэВ в Нуклотрон, где они ускоряются до кинетической энергии 1,87 ГэВ.

После ускорения в Нуклотроне пучки с частотой 0,3 Гц поочередно инжектируются в каждое из колец Коллайдера, где они накапливаются с помощью ВЧ барьеров и электронного охлаждения. В ходе накопления около 20% импульсов инъекции следуют с периодом 30 сек, чтобы осуществить более глубокое охлаждение накопленных протонов. Поперечная динамика накопления протонов определяется амплитудой магнитного поля паразитного после импульса кикера. Для того, чтобы избежать потерь протонов в поперечном направлении амплитуда после импульса кикера должна быть в 200 раз меньше, чем амплитуда магнитного поля основного импульса кикера.

После накопления протоны ускоряются с помощью индукционного напряжения ВЧ1 станции до критической энергии 6,65 ГэВ, где реализуется скачок бетатронной частоты. При прохождении критической энергии основные проблемы связаны с продольной неустойчивостью, чтобы их избежать, необходимо осуществить скачок бетатронной частоты $\Delta q=0,05$ за время около 10 мс. После прохождения критической энергии продолжается режим ускорения до кинетической энергии эксперимента, максимальная величина которой равна 12,6 ГэВ.

После ускорения протоны группируются в сгустки со с.к. длиной около 1 м и относительным с.к. импульсным разбросом 2.8×10^{-3} . В ходе группировки протонов с помощью резонаторов ВЧ2 ускоряющие зазоры резонаторов ВЧ3 должны быть закорочены, чтобы избежать большого наведенного напряжения от циркулирующего протонного пучка с током около 1,5А. Однако, при раскорачивании ускоряющих зазоров ВЧ3 резонаторов могут возникнуть переходные процессы, влияющие на дальнейшую группировку пучка. Реализация режима с раскороченными зазорами ВЧ3 резонаторов во время группировки с помощью ВЧ2 резонаторов невозможна из-за высокого наведенного ВЧ3 напряжения, которое не позволяет сгруппировать пучок со с.к. длиной менее 4 м при длине ВЧ3 сепаратрисы 3,8 м. В результате, при подъеме ВЧ3 напряжения и перезахвате пучка в основную гармонику, там окажется всего 63% протонов, 37% частиц будут находиться в паразитных боковых сепаратрисах.

Светимость сталкивающихся протонных пучков составляет $1,6 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Светимость снижается более быстро при уменьшении энергии экспериментов из-за эффекта продольной неустойчивости при прохождении через критическую энергию, по сравнению с эффектами пространственного заряда.

Для формирования поляризованных пучков в Коллайдере планируется использовать моду спиновой прозрачности с суммарным интегралом магнитного поля в четырех Сибирских змейках около 100 Тл×м при кинетической энергии протонов 12,6 ГэВ. Моде со

спиновой прозрачностью позволяет получить любую поляризацию в детекторах SPD и MPD.

В этом режиме также рассмотрена специализированная для поляризованных протонных пучков оптическая структура, для которой критическая энергия превышает максимальную кинетическую энергию эксперимента 12,6 ГэВ. В работе обсуждаются особенности этой оптической структуры и меры для ее реализации при переходе к ней от оптической структуры ионной моды.

Во второй схеме поляризованные пучки инжектируются из LILAC в Бустер при энергии протонов 7 МэВ. Инжектированные при этой энергии протоны охлаждаются с помощью системы электронного охлаждения в течение 7 с. За это время продольный эмитанс пучка уменьшается примерно в 20 раз. После охлаждения протонные пучки ускоряются в Бустере до энергии около 100 МэВ, чтобы избежать первого спинового резонанса.

Затем пучки инжектируются из Бустера в Нуклотрон. При ускорении в Нуклотроне до энергии эксперимента 6-10,86 ГэВ протоны пересекают целые спиновые и спин-бетатронные резонансы. Для пересечения первых спиновых резонансов в Нуклотроне необходимо установить соленоид с интегралом поля 200 Гс×м. Для пересечения спин-бетатронных резонансов должен быть реализован скачок бетатронной частоты или осуществлено возбуждение вертикальных колебаний пучка. После ускорения протонов до энергии экспериментов 6-10,86 ГэВ вертикально поляризованный протонный пучок выводится из Нуклотрона и инжектируется в Коллайдер.

Пучки в Коллайдере группируются сначала на 22 гармонике частоты обращения в 22 сгустка, а затем эти сгустки перегруппировываются на 66 гармонике в сгустки со с.к. длиной 0,6 м и относительным с.к. импульсным разбросом 1.5×10^{-3} . Светимость сталкивающихся протонных пучков составляет $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Для формирования поляризованных пучков в Коллайдере планируется установить две частичные Сибирские змейки с интегралом поля 6-12 Тл×м. При выключенной змейке в Коллайдере формируются вертикально поляризованные протонные пучки. При четных целых спиновых резонансах, следующих друг за другом с интервалом энергии протонов 0,523 ГэВ, частичная Сибирская змейка позволяет сформировать продольную поляризацию в детекторах SPD и MPD и при нечетных целых резонансах только в SPD. Однако, такие значения энергии эксперимента носят дискретный характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Технический проект Ускорительного комплекса NICA // под ред. Мешкова И.Н., Трубникова Г.В., Дубна, 2015.
2. *Kovalenko A.D., Butenko A.V., Kekelidze V.D., Mikhailov V.A., Kondratenko A.M., Kondratenko M.A., Filatov Yu.N.* Polarized deuterons and protons at NICA@JINR // Dresden, Germany, p.1000-1002, JACoW Publishing doi:10.18429/JACoW-IPAC2014-TUPR004.
3. *Koubek B., Basten M., Hoeltermann H., Podlech H., Ratzinger U. et al.* The New Light Ion Injector for NICA // Proc. 29th Linear Accelerator Conf. (LINAC'18), Beijing, China, Sep. 2018, pp. 362-365. doi:10.18429/JACoW-LINAC2018-TUPO017.
4. *Меишков И.Н.*, Светимость ионного Коллайдера // ЭЧАЯ, 2019. т.50, с.776-811.
5. *Fimushkin V., Kovalenko A., Belov A. et al.* SPI for the JINR Accelerator Complex // Proc. of PSTP'15. PoS (PSTP2015). P. 041.
6. *Syresin E., Kozlov O., Meshkov I., Mityanina N.*, Formation of intensive proton beams in NICA Collider, MAC 19, Dubna, June 2019.
7. *Filatov Yury, Kovalenko Alexander, Butenko Andrey, Syresin Evgeniy, Mikhailov Vladimir, Shimanskiy Stepan, Kondratenko Anatoliy and Kondratenko Mikhail*, Spin transparency mode in the NICA Collider // EPJ Web of Conferences 204, 2019, <https://doi.org/10.1051/epjconf/20192040100141014> Baldin ISHEPP XXIV.
8. *Шатунов Ю.М.* Исследование физических и технических условий получения встречных поляризованных протонных пучков в накопителе NICA // Отчет ИЯФ СО РАН, 2017.
9. *Kovalenko A.D., Agapov N.N., Filatov Y., Kekelidze V.D., Lednickiy R.I., Meshkov I.N., Mikhaylov V.A., Sidorin A.O., Sorin A., Trubnikov G.V.* The NICA Facility in Polarized Proton Operation Mode // IPAC 11, Santa Sebastian, Spain, 2011, p.1804-1806, TUPZ004.
10. *Niedenmayer P., Halam A., Kamerdzhiev V., Shrkho N., Stassen R., Reva V., Katayma T.* Recent development and experimental results from electron cooling of a 2.4 GeV/c proton beam at COSY // COOL 19, Novosibirsk, Russia, 2019, p.72-76, FRX01.
11. *Senichev Yu. and Chechenin A.* Theory of “Resonant” Lattices for Synchrotrons with Negative Momentum Compaction Factor // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2007, vol. 105, No. 5, pp. 1127–1137.

12. *Зенкевич П.Р.* Исследование устойчивости интенсивных протонных пучков в коллайдере NICA // Отчет ИТЭФ, 2020.
13. *Ng K. Y.* Physics of intensity dependent instabilities in high energy accelerators // Jon Weley and sons, 1993.
14. *Шатунов Ю.М., Кооп И.А., Отбоев А.В., Мане С.Р., Шатунов П.Ю.* О Возможности ускорения поляризованных протонов в синхротроне Нуклотрон // Письма ЭЧАЯ, 2018, т.15, №7 (219) с.755-760.