

Прохождение критической энергии поляризованного протонного пучка в ускорительном комплексе NICA.

Колокольчиков С.Д., Сеничев Ю.В.

Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институт ядерных исследований РАН.

Аннотация: Энергия перехода через критическую энергию, transition energy, является важным параметром, определяющим работу ускорителя. Для сохранения устойчивости пучка при прохождении через критическую энергию используются 2 основных метода: поднятие критической энергии выше максимального значения энергии пучка в ускорителе и быстрое скачкообразное прохождение через критическую энергию. В данной статье рассматривается метод повышения критической энергии в структуре коллайдера NICA для эксперимента по столкновению поляризованного протонного и дейтронного пучков.

1. Введение

Ускорительный комплекс коллайдера NICA изначально проектировался с возможностью реализации двух физических программ: экспериментов по столкновению тяжелых ионов, и столкновению протонов и дейтронов для реализации поляризованной программы.

Для тяжелых ионов золота $^{79}\text{Au}_{197}$ с максимальной энергией 4.5 ГэВ/нуклон энергия перехода через критическую энергию (transition energy, $\gamma_{tr} = 7.1$) коллайдера лежит выше максимального достижимого значения энергии $\gamma = 5.8$. Таким образом, проблем с прохождением критической энергии не возникает, что было изначально учтено при проектировании магнито-оптической структуры коллайдера. Такое значение критической энергии было достигнуто выбором частоты бетатронных колебаний в горизонтальной плоскости всего кольца $\nu_x = 9.44$, которая при условии регулярности структуры арок, состоящих из одинаковых ячеек ФОДО, должна быть больше максимального значения фактора Лоренца во всем интервале энергии. В данном случае частота бетатронных колебаний на арках $\nu_{x,y}^{\text{Au}} = 6$.

При ускорении протонов магнитная жесткость в поворотных арках остаётся неизменной $R_{arc} \cdot B_{bend} = \frac{A \cdot m c \gamma \beta}{e Z} \approx 45$ для любых частиц при максимальном магнитном поле в поворотных магнитах. Тем самым, определяется максимально возможная энергия для протонов $E_{max}^p = 12.4$ ГэВ ($\gamma = 14.3$), что заведомо выше критической энергии магнито-оптической структуры кольца $\gamma_{tr} = 7.1$, которая не зависит от сорта частиц. Таким образом, для ускорения протонов необходимо либо скачкообразное прохождение через критическую энергию в области $\gamma = 7.1$, либо поднятие критической энергии до величины $\gamma_{tr}^p > \gamma_{max}^p = 14.3$. В данной статье мы рассматриваем метод поднятия критической энергии путем резонансной модуляции дисперсионной функции в арках коллайдера. Для протонного пучка время внутripучкового рассеяния (intrabeam scattering, IBS) из-за уменьшения зарядности возрастает на порядки по сравнению с тяжелыми ионами. Поэтому значение критической энергии может подниматься за счет вариации дисперсии без опасения большого влияния внутripучкового рассеяния.

2. Модуляция дисперсионной функции

Коэффициент расширения орбиты (momentum compaction factor) определяется как

$$\alpha = \frac{1}{\gamma_{tr}} = \frac{1}{c} \int_0^C \frac{D(s)}{\rho(s)} ds, \quad (1)$$

где C – длина замкнутой равновесной орбиты, $D(s)$ – горизонтальная дисперсионная функция, $\rho(s)$ – радиус кривизны равновесной орбиты.

Уравнение для дисперсионной функции с периодической переменной фокусировкой

$$\frac{d^2 D}{ds^2} + [K(s) + \varepsilon k(s)]D = 0, \quad (2)$$

где $K(s) = \frac{e}{p} G(s)$, $\varepsilon k(s) = \frac{e}{p} \Delta G(s)$, $G(s)$ – градиент магнитооптических линз, $\Delta G(s)$ – суперпериодическая модуляция градиента. Суперпериод определяется как совокупность нескольких периодов. Таким образом, коэффициент расширения орбиты зависит от функций: кривизны орбиты $\rho(s)$, градиента и модуляции соответственно $G(s)$, $\Delta G(s)$. В структуре NICA регулярная расстановка отклоняющих магнитов исключает возможность модуляции кривизны орбиты. Поэтому мы используем только модуляцию силы квадрупольных линз по длине суперпериода. Функция $K(s)$ имеет периодичность одного периода фокусирующей ячейки, $k(s)$ имеет периодичность суперпериода. Для одного суперпериода коэффициент расширения орбиты определяется по формуле (3), вывод данной формуле произведен в работе [1]:

$$\alpha_s = \frac{1}{v_{x,арк}^2} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{R}_{arc}}{v_{x,арк}} \right)^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{g_k^2}{(1 - kS/v_{x,арк})[1 - (1 - kS/v_{x,арк})^2]^2} \dots \right\} \quad (3)$$

где \bar{R}_{arc} усредненное значение кривизны, $v_{x,арк}$ – частота горизонтальных бетатронных колебаний на арке, S – количество суперпериодов, g_k – k -ая гармоника модуляции градиента при разложении функции в ряд Фурье $\varepsilon k(s) = \sum_{k=0}^{\infty} g_k \cos(k\phi)$. В силу зеркальной симметрии разложение произведено по косинусам. В случае отсутствия суперпериодической модуляции $g_k = 0$, $\forall k$, формула (3) принимает вид $\alpha_s = \frac{1}{v_{x,арк}^2}$, что соответствует случаю регулярной структуры. Для поднятия критической энергии необходимо уменьшить $\alpha_s = 1/\gamma_{кр}^{арк}$, а значит выражение под знаком суммы должно быть отрицательным, это реализуемо при условии $\frac{kS}{v_{x,арк}} > 1$. Первая гармоника $k = 1$ является определяющей и для 12 ФОДО ячеек реализуемо условие $S = 4$, $v_{x,арк} = 3$, где 3 ФОДО ячейки объединены в один суперпериод. Таким образом, благодаря набегу бетатронных колебаний кратному 2π , в нашем случае 6π , арка имеет свойства ахромата первого порядка.

Ранее все формулы были приведены для арки, а не для всего кольца коллайдера. Введение прямых участков помогает достичь требуемое значение критической энергии с меньшей степенью модуляции дисперсионной функции. Усреднение дисперсии по более длинной орбите автоматически уменьшает ее значение, а значит уменьшает коэффициент уплотнения орбиты для всего ускорителя, результирующее значение критической энергии γ_{tr}^{total} увеличивается и определяется выражением:

$$\gamma_{tr}^{total} = \gamma_{tr}^{arc} \sqrt{\frac{S \cdot L_s + L_{str}}{S \cdot L_s}} \quad (4)$$

2.1 Введение суперпериодичности на арках.

Один суперпериод состоит из 3-х ФОДО ячеек, с двумя семействами фокусирующих квадрупольных и одним семейством дефокусирующих. Также один суперпериод включает в

себя 2 семейства секступолей для подавления хроматичности всего кольца.

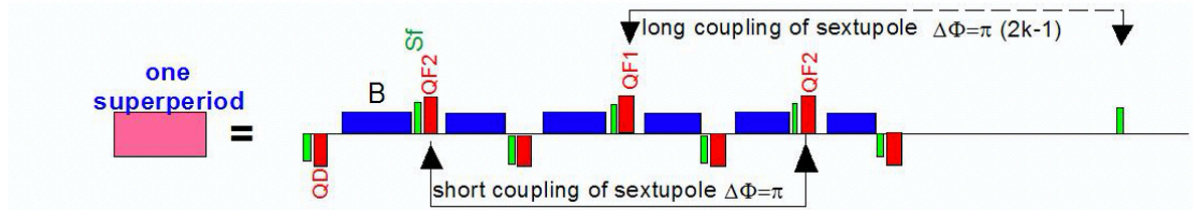


Рис.1: Суперпериод, состоящий из 3-х ФОДО ячеек. QF1, QF2 – фокусирующие квадруполы, QD – дефокусирующие квадруполы, В – поворотный магнит.

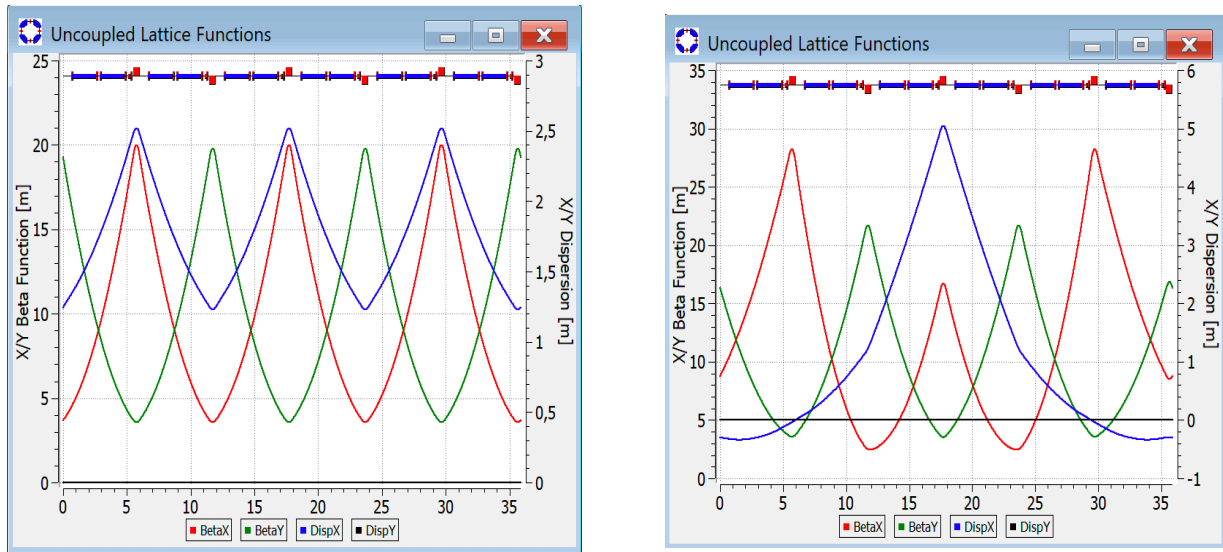


Рис. 2: Twiss-параметры 3-х ячеек. Слева регулярная структура без модуляции, справа – модулированная с введением суперпериодичности, глубина модуляции 24%.

На рис.2 приведены 3 ФОДО ячейки, первая – используется в регулярной тяжелоионной структуре, в этом случае модуляция отсутствует, вторая – модулированная структура, которая и образует один суперпериод. В обоих случаях частота бетатронных колебаний $\nu_{x,yS} = 0.75$, таким образом для 4-х суперпериодов частота $\nu_{x,y arc} = 3$, что удовлетворяет ранее рассмотренному условию $S = 4$, $\nu_{x,apк} = 3$.

Глубина модуляции определяется соотношением градиентов двух различных фокусирующих семейств. Для приведенного случая на правом рисунке 2 градиенты в линзах: $QF1 = 27.7 \text{ T/m}$, $QF2 = 21.0 \text{ T/m}$. Таким образом глубина модуляции:

$$H = \frac{QF1 - QF2}{QF1} = 24\%$$

Благодаря такой модуляции градиентов в линзах значение критической энергии без учета прямых участков получаем $\gamma_{tr}^{arc} \approx 11.3$, что отвечает поднятию значения критической энергии выше максимальной энергии протонов в ускорителе.

2.2 Подавление дисперсии на краях арки

Для получения нулевой дисперсии на прямых участках необходимо подавить дисперсию на конце каждой арки. На рис. 3 показаны рассматриваемые схемы введения подавителей дисперсии.

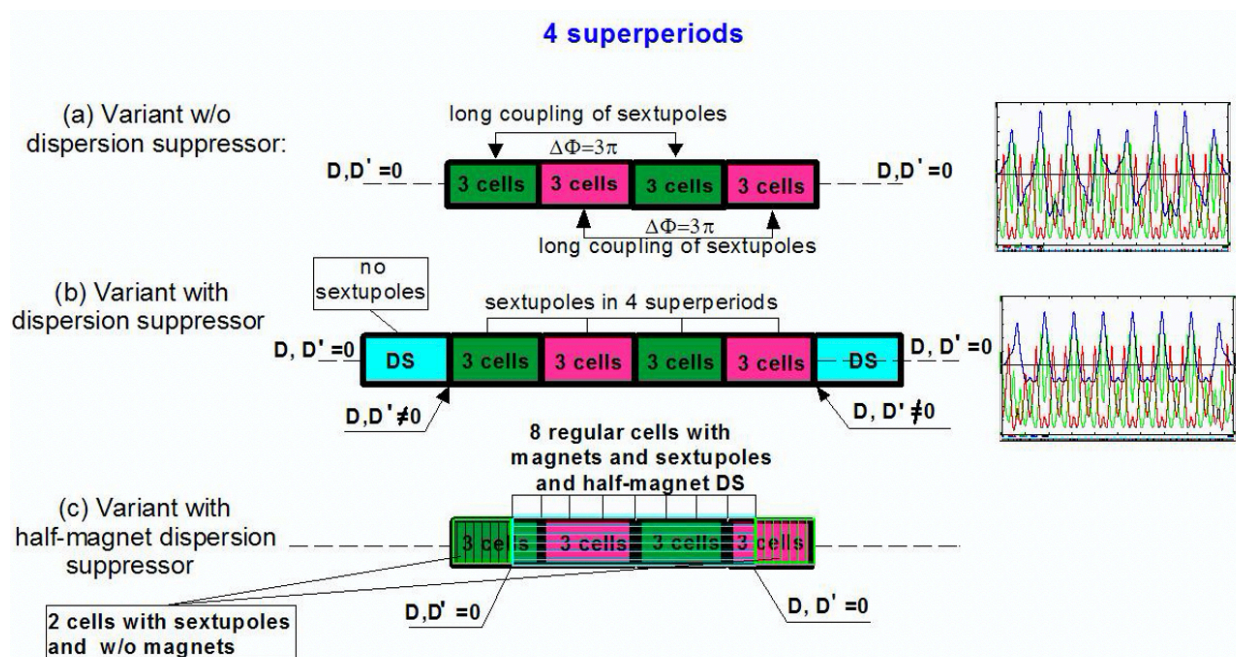


Рис.3: Различные варианты структуры арки с подавлением дисперсии на краях.

Рассматривается 3 варианта подавления дисперсии:

- Регулярная арка состоит из 4-х одинаковых суперпериодов. При набеге фазы на арке кратному 2π подавление дисперсии происходит в силу регулярности;
- Регулярная арка также состоит из 4-х одинаковых суперпериодов. При набеге фазы на арке **не** кратному 2π необходимо дополнительно добавить подавители дисперсии на краях арки;
- Арка состоящая из 4-х суперпериодов, крайние суперпериоды выполняют роль подавителей дисперсии, а именно 2 крайние ячейки.

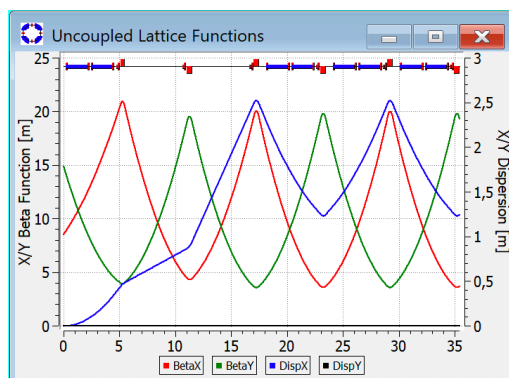


Рис. 4: Подавление дисперсии в тяжелоионной структуре.

Расстановка поворотных магнитов в тяжелоионной структуре на краях арки не позволяет реализовать подавление дисперсии как в случае а), так и в случае б). На рисунке 4 изображены 3 ФОДО ячейки, подавляющие дисперсию на краю арки для регулярной тяжелоионной структуры. Отличительной особенностью является отсутствие 2-х поворотных магнитов. Это связано с тем, что в этих местах происходит инжекция частиц в коллайдер из нуклотрона.

Квадруполи	T/m
QF1	27.7
QF2	21.0
QD	22.5
QFE1	32.1
QFE2	23.1

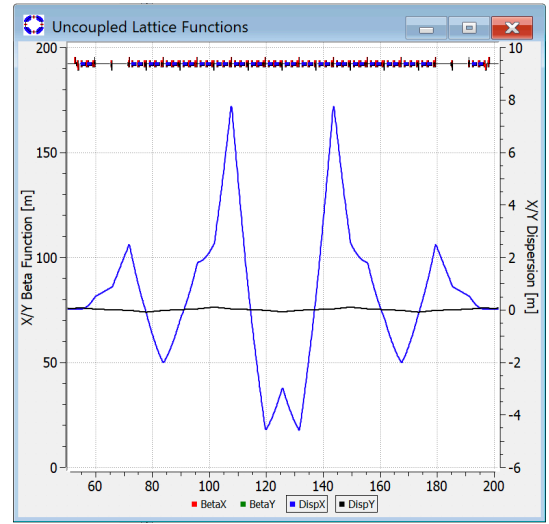


Рис. 5: Слева – таблица со значением градиента в квадруполях. Справа – подавленная дисперсия в арке.

Подавление дисперсии также осуществляется с помощью 2-х семейств фокусирующих QFE1 и QFE2 квадруполей в начале и конце арки. Таким образом для прямых участков дисперсионная функция будет нулевой. Для полученной арки значение критической энергии $\gamma_{tr}^{arc} = 10$.

3. Подавление хроматичности

Добавление секступолей, подавляющих хроматичность внутри арки делает арку ахроматом второго порядка, что убирает зависимость бетатронных колебаний от импульса и способствует сохранению динамической апертуры в большом диапазоне энергий. Выбор нечетного значения частоты на арке $\nu_{x,arc} = 3$ и четного значения суперпериодичности арки $S = 4$ 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:

$$2\pi \cdot \frac{\nu_{arc}}{S_{arc}} \cdot \frac{S_{arc}}{2} = 2\pi \cdot \frac{\nu_{arc}}{2} = \pi + 2\pi n, \quad (5)$$

что соответствует условию компенсации нелинейного влияния секступолей в первом приближении во всей арке. Это замечательное свойство также относится к высшим

мультиполям в квадрупольях и отклоняющих магнитах. Эта связь через число суперпериодов $S_{arc}/2$ будет называться длинной связью.

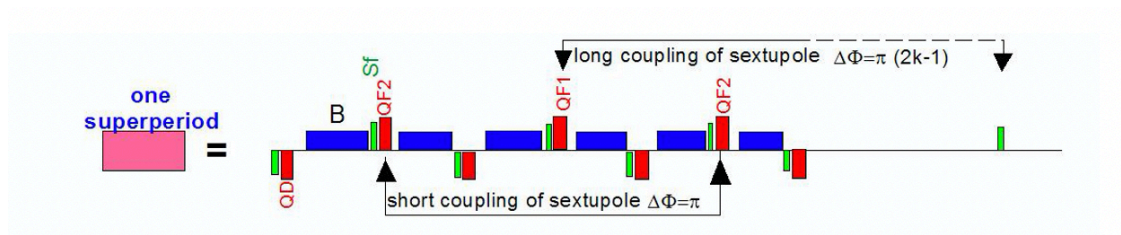


Рис 6. Суперпериод, где зеленым цветом указана расстановка секступолей.

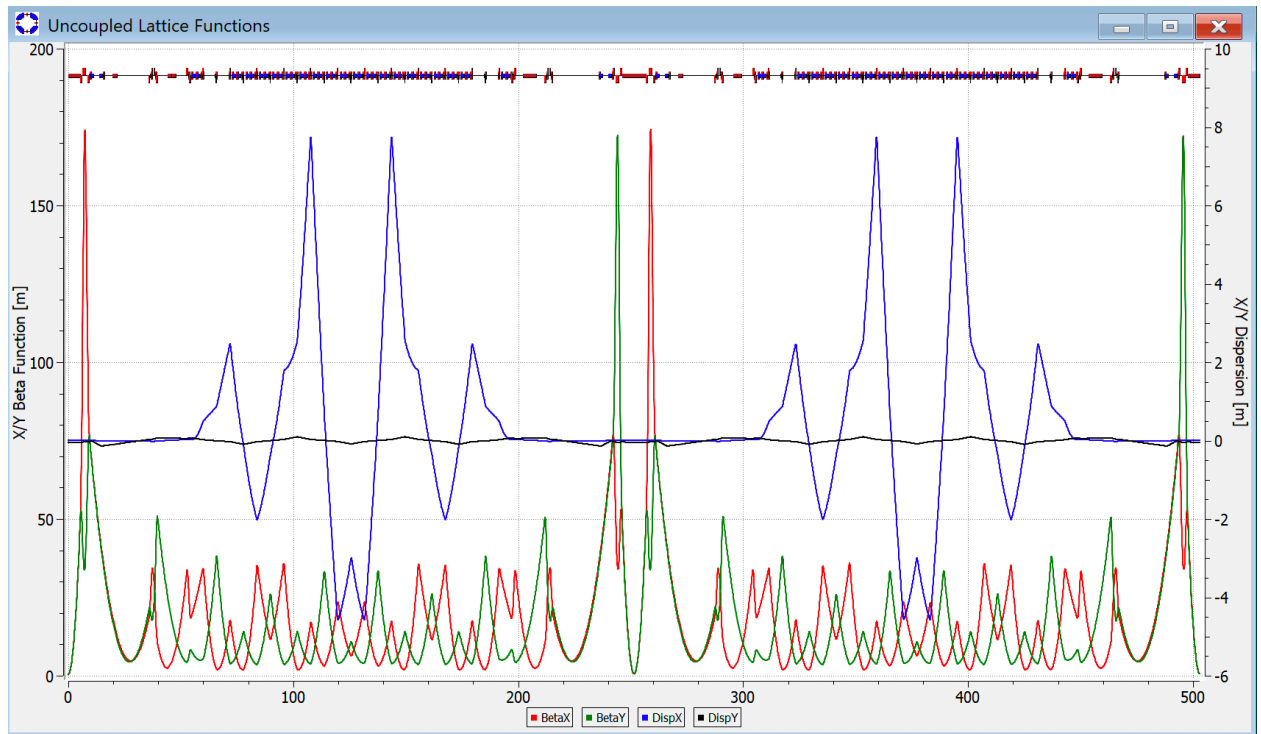


Рис.7: Twiss-параметры коллайдера NICA с $\gamma_{tr}^{tot} \approx 13$ для протонов

Заключение

Рассмотрена методика вариации критической энергии методом модуляции градиента квадрупольных линз на арках в применении к ускорительному комплексу NICA. Такой случай предполагает увеличение числа семейств фокусирующих квадруполов до двух и их раздельное питание. Также учтена необходимость подавления дисперсии на краях арки в имеющейся структуре и подавление хроматичности на всем кольце коллайдера.

Литература

1. Yu. V. Senichev and A. N. Chechenin. Theory of “Resonant” Lattices for Synchrotrons with Negative Momentum Compaction Factor. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2007, Vol. 105, No. 5, pp. 988–997
2. Yu. V. Senichev and A. N. Chechenin. Construction of “Resonant” Magneto-Optical Lattices with Controlled Momentum Compaction Factor Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2007, Vol. 105, No. 6, pp. 1141–1156.
3. Yu. Senichev, A. Chechenin, S. Kostromin. Variable Transition Energy Lattices based on different periodic cells with various types of dispersion suppressor.