

УДК 53.082

DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-1-5-23

Оптимизация магнитной структуры источника синхротронного излучения четвертого поколения СКИФ в Новосибирске

Г. Н. Баранов, А. В. Богомягков, Е. Б. Левичев, С. В. Сияткин

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Обсуждаются выбор магнитной структуры и оптимизация параметров источника синхротронного излучения (СИ) четвертого поколения СКИФ (Сибирский кольцевой источник фотонов). Рассматриваются и сравниваются различные варианты базовой ячейки периодичности с точки зрения получения как сверхмалого эмиттанса, так и большой динамической апертуры. В результате разработана магнитная структура источника СИ с энергией пучка 3 ГэВ, периметром 476 м и естественным (при нулевых токе и связи бетатронных колебаний) горизонтальным эмиттансом $\epsilon_x = 75$ пм. Полученные с использованием всего двух семейств секступольных линз динамическая апертура и энергетический акцептанс обеспечивают эффективную инжекцию и хорошее время жизни пучка.

Ключевые слова

источник СИ, магнитная структура, эмиттанс пучка, яркость СИ, динамическая апертура

Источник финансирования

Исследования выполнены в рамках государственной программы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Для цитирования

Баранов Г. Н., Богомягков А. В., Левичев Е. Б., Сияткин С. В. Оптимизация магнитной структуры источника синхротронного излучения четвертого поколения СКИФ в Новосибирске // Сибирский физический журнал. 2020. Т. 15, № 1. С. 5–23. DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-1-5-23

Magnet Lattice Optimization for Novosibirsk Fourth Generation Light Source SKIF

G. N. Baranov, A. V. Bogomyagkov, E. B. Levichev, S. V. Sinyatkin

*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

We study magnetic lattice and optimize parameters for the fourth generation light source SKIF (Russian acronym of Siberian Circular Photon Source) to be built in Novosibirsk. We consider several lattice cells to achieve both low emittance and large dynamic aperture. The resulting lattice provides the natural emittance of the electron beam of 75 pm for the beam energy of 3 GeV and the orbit circumference of 476 m. Only two families of chromatic sextupoles give the dynamic aperture and energy bandwidth enough for both good beam lifetime and simple effective injection.

Keywords

synchrotron light source, magnetic lattice, beam emittance, SR brilliance, dynamic aperture

Funding

The study was carried out in the framework of the State Assignment Program of The Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

© Г. Н. Баранов, А. В. Богомягков, Е. Б. Левичев, С. В. Сияткин, 2020

For citation

Baranov G. N., Bogomyagkov A. V., Levichev E. B., Sinyatkin S. V. Magnet Lattice Optimization for Novosibirsk Fourth Generation Light Source SKIF. *Siberian Journal of Physics*, 2020, vol. 15, no. 1, p. 5–23. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-1-5-23

Введение

Циклический источник синхротронного излучения (СИ) – это накопитель интенсивных пучков релятивистских электронов, которые, двигаясь в поперечном магнитном поле, генерируют мощное электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн (от ультрафиолета до жесткого рентгена), используемое для исследований в самых разных дисциплинах: химии, биологии, материаловедении, геологии и т. п. В мире работают десятки источников СИ; развитые регионы (США, Япония, Европа) имеют по несколько таких установок¹.

Главным критерием эффективности источника СИ является яркость – плотность потока фотонов в фазовом пространстве источника в единицу времени. Основным способом повышения яркости источника является уменьшение поперечного фазового объема (эмиттанса) электронного пучка, который определяется равновесием между радиационным трением и квантовой раскачкой бетатронных колебаний. Пусть магнитная структура накопителя электронов состоит из последовательности одинаковых поворотных магнитов с углом поворота ϕ , тогда горизонтальный эмиттанс записывается как

$$\varepsilon_x = F \frac{C_q \gamma^2}{J_x} \phi^3, \quad (1)$$

где $\gamma \gg 1$ – релятивистский фактор, $J_x \approx 1 \div 2$ – безразмерный декремент затухания бетатронных колебаний,

$$C_q = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \approx 0.3832 \text{ пм},$$

а фактор F – зависит от типа магнитной структуры и успеха ее оптимизации.

Для магнита с однородным полем функция F минимальна, когда горизонтальные бетатронная β_x и дисперсионная η функции достигают в центре магнита определенных значений, зависящих от его длины L и угла поворота ϕ ,

$$\eta_{min} = \frac{L\phi}{24}, \quad \beta_{xmin} = \frac{L}{2\sqrt{15}}. \quad (2)$$

Такая конфигурация называется ТМЕ (Theoretical Minimum Emittance) [1], и для нее

$$F_{TME} = \frac{1}{12\sqrt{15}}. \quad (3)$$

Сложность заключается в том, что получить на практике условия для минимального эмиттанса, приемлемую длину ячейки (чтобы все кольцо не было слишком длинным и дорогим), разумные (технически достижимые) силы квадрупольных и секступольных линз, достаточную поперечную и продольную динамическую апертуру оказывается невозможным, и реальное решение является приближением ТМЕ. Чтобы получить в такой простейшей ячейке, построенной вокруг расположенного в центре поворотного магнита, периодическое оптическое решение, нужно как минимум два дублета линз (фокусирующей и дефокусирующей), расположенных слева и справа от магнита. Именно такая ячейка и является базовой для всех источников СИ четвертого поколения.

¹ www.lightsources.org

Получение малого значения F неизбежно приводит к ужесточению фокусировки, увеличению натурального хроматизма, для коррекции которого используют сильные секступольные линзы, в которых поле меняется квадратично с координатой. Кроме технических сложностей создания таких сильнополевых магнитов имеется более фундаментальная проблема – нелинейное движение ограничивает область устойчивых колебаний частицы (динамическую апертуру). Уменьшение динамической апертуры является основной трудностью при разработке магнитной структуры накопителя электронов с малым эмиттансом.

Далее мы показываем, что описанная выше ячейка, состоящая из магнита в центре и двух дублетов линз, допускает, кроме ТМЕ, иные решения с отличающимися оптическими функциями, эмиттансом, хроматизмом, силами секступольных линз и динамической апертурой. После изучения этих решений мы выбираем одно из них в качестве основы магнитной структуры источника СИ четвертого поколения СКИФ, который создается в Новосибирской области. Исходные требования к этой установке: энергия $E = 3$ ГэВ, периметр $\Pi < 500$ м, горизонтальный эмиттанс $\varepsilon_x < 100$ пм.

Выбор базовой магнитной ячейки

Рассмотрим упрощенную модель магнитной ячейки (рис. 1).

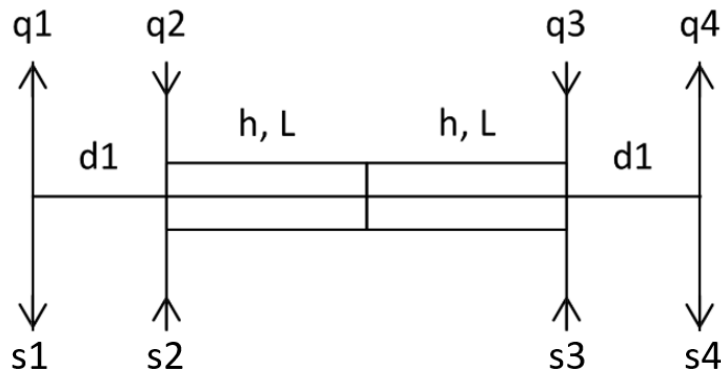


Рис. 1. Модель ячейки магнитной структуры с малым эмиттансом

Fig. 1. Low emittance cell model

В центре расположен поворотный магнит длиной $2L$ с кривизной орбиты $h = B/B\rho$, где $B\rho$ – магнитная жесткость. Слева и справа зеркально относительно центра магнита размещаются «тонкие» квадрупольные $q_{1,2} = q_{4,3} = (B'l)_{1,2}/B\rho$ и секступольные $s_{1,2} = s_{4,3} = (B''l)_{1,2}/B\rho$ линзы с промежутком длиной d_1 между ними. Полная длина ячейки $L_c = 2(L + d_1)$.

Периодические оптические функции ячейки были найдены с помощью системы компьютерной алгебры *Mathematica*²; проверка найденных решений проводилась популярной программой моделирования ускорителей заряженных частиц MAD-8³. Вычисленные и смоделированные характеристики хорошо совпадают.

Типичное поведение оптических функций для четырех найденных решений показано на рис. 2.

² www.wolfram.com

³ http://project-madwindows.web.cern.ch/project-madwindows/MAD-8/default.htm

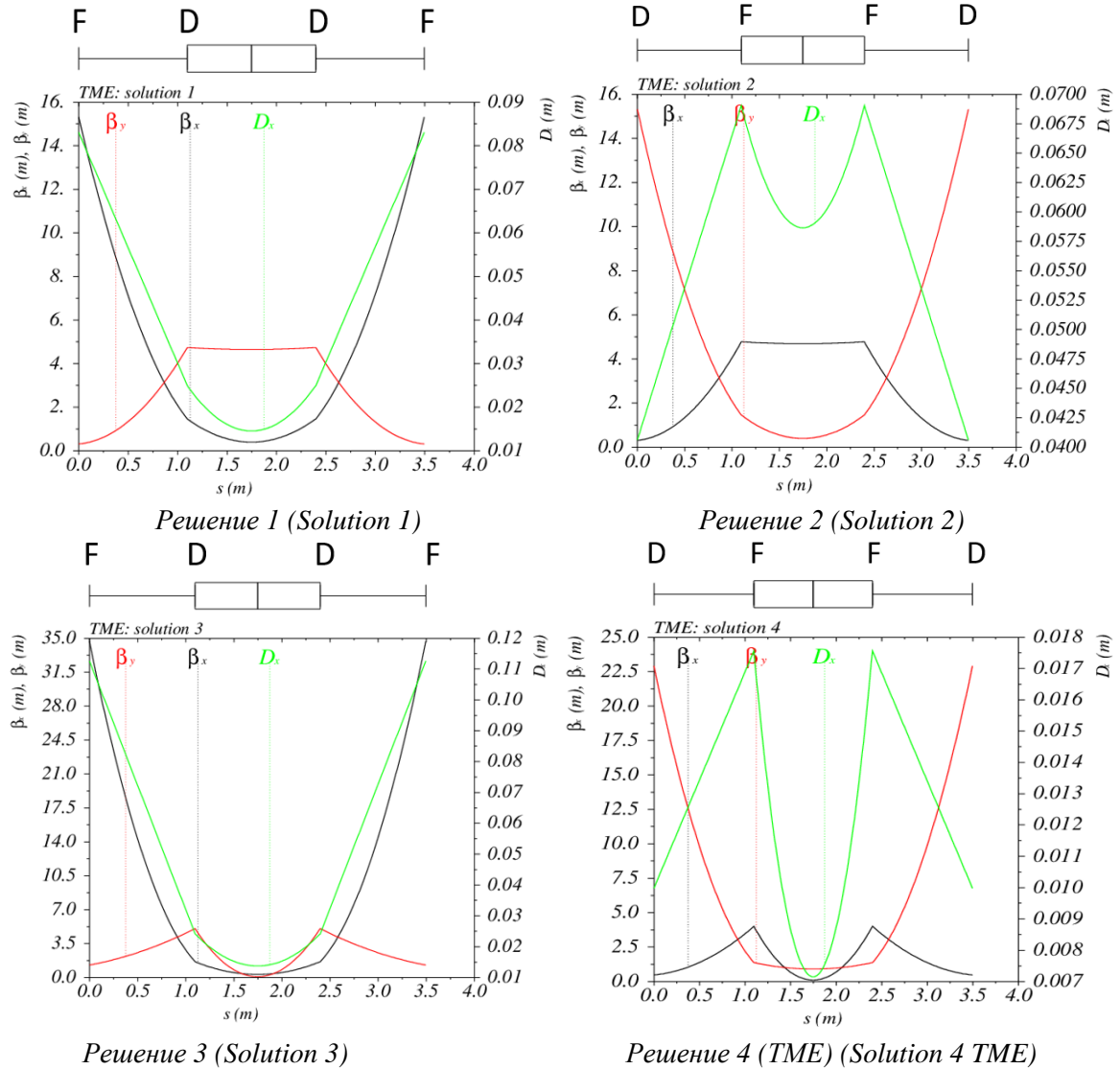


Рис. 2. Четыре периодических решения для магнитной ячейки с рис. 1. F и D обозначают фокусирующие и дефокусирующие квадрупольные линзы. Решение 4 соответствует минимально достижимому эмиттансу (TME)

Fig. 2. Four periodic optical solutions for the cell in Fig. 1.

Here F and D denote focusing and defocusing quadrupoles.

The solution 4 corresponds to the minimum emittance (TME)

Уже из графиков рис. 2 можно сказать, что, поскольку дисперсионная функция в центре магнита для решения 2 большая, малый эмиттанс в ней получить невозможно.

Поскольку нашей целью является выбор параметров базовой ячейки источника СИ СКИФ, нас, кроме малого эмиттанса, интересуют необходимые для его получения силы квадрупольных и секступольных линз. И те, и другие хочется иметь поменьше как с точки зрения технической реализации магнитов, так (это касается секступольных линз) и для получения большой динамической апертуры.

Для оценок зададимся величиной горизонтального эмиттанса СКИФ, который хотим достичь, $\varepsilon_x = 75$ пм. Для энергии $E = 3$ ГэВ и $J_x = 1$ угол поворота магнита ячейки TME, согласно (1) и (3) равен $\phi = 0.0641 = 2\pi/98$. Из ≈ 500 м периметра источника СИ 30 % длины

(≈ 150 м) положим на прямолинейные промежутки и согласующие секции, тогда полная длина всех базовых ячеек периодичности составляет ≈ 350 м, а длина одной ячейки $L_c \approx 3.5$ м. В самой ячейке зададим $d_1 \approx 1$ м; тогда половина длины магнита равна $L \approx 0.65$ м. Позже мы исследуем влияние этих длин на эмиттанс и другие параметры накопителя.

Прежде всего вычислим области устойчивости ячейки с рис. 1. График зависимости набег-га горизонтальной бетатронной фазы ячейки (в единицах частоты $\nu_x = \mu_x/2\pi$) от приведенной силы второй квадрупольной линзы q_2 показан на рис. 3 слева. Здесь мы видим четыре устойчивых области, соответствующие решениям рис. 2, причем три первых решения лежат в области $\nu_x = 0 \div 0.5$, а четвертое, которое, собственно, и реализует ТМЕ, при $\nu_x = 0.5 \div 1$.

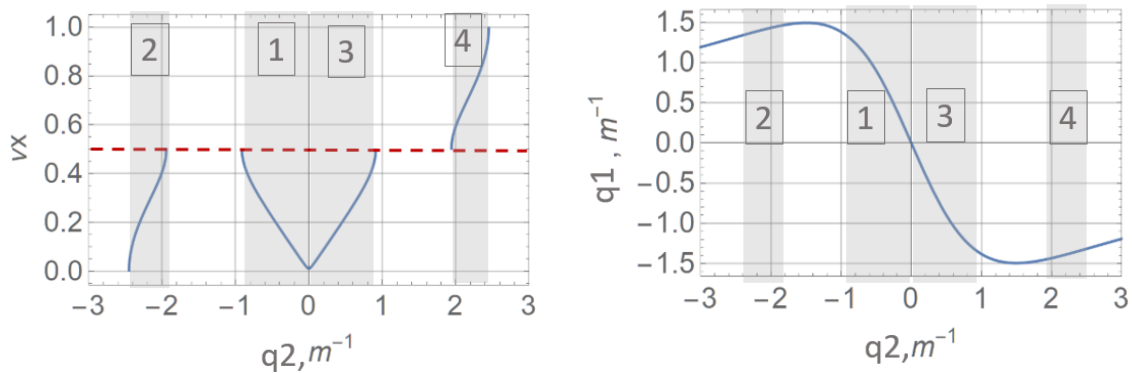


Рис. 3. Зависимость горизонтальной бетатронной частоты (слева) и силы линзы q_1 (справа) от силы второй квадрупольной линзы. Серым обозначены области устойчивого движения, соответствующие четырем решениям рис. 2, белые области неустойчивы и соответствуют целому и полуцелому резонансу

Fig. 3. Horizontal betatron tune (left) and the q_1 quadrupole strength (right) as a function of the second quadrupole strength. Grey bars indicate four possible optical solutions corresponding to Fig. 2. White areas are unstable and relate to the integer and half integer resonances

На рис. 3 справа показана зависимость $q_1(q_2)$. Интересно, что для решения 2 (предположительно, дающее самый большой эмиттанс) и решения 4 (ТМЕ) требуемые силы квадрупольных линз оказываются одинаковыми и большими $|q_2| > 2 \text{ м}^{-1}$, $|q_1| \approx 1.5 \text{ м}^{-1}$, несмотря на то, что для четвертого решения бетатронная частота (являющаяся показателем «жесткости» фокусировки) больше. Если взять длину линзы $l = 0.2$ м, то для энергии $E = 3$ ГэВ и $q_2 = 2 \text{ м}^{-1}$ градиент линзы равен $B' = 100$ Т/м, что является очень большим значением даже для достаточно малых магнитных апертур $\varnothing 25 \div 30$ мм, характерных для источников СИ четвертого поколения. Для решений 1 и 3, чья бетатронная частота лежит ниже полуцелого значения, $|q_2| < 1 \text{ м}^{-1}$, $|q_1| < 1.5 \text{ м}^{-1}$, и квадрупольные градиенты умеренны.

Натуральный хроматизм всех четырех решений показан на рис. 4. Для решений 1 и 3 $|\xi_{x,y}| < 1$, в то время как для решений 2 и 4 либо горизонтальный, либо вертикальный хроматизм по модулю превышает 2, что также приводит к росту силы секступольных линз, которые этот хроматизм компенсируют.

Интегральные приведенные силы секступольных линз $s_{12}(q_2)$ показаны на рис. 5. Для четвертого решения секступольные линзы существенно сильнее, чем для первого и третьего. Для характерного значения, соответствующего диапазону четвертого решения $s_{1,2} = 100 \text{ м}^{-2}$ и длине секступольной линзы $l = 0.2$ м, вторая производная поля $B'' = 5000 \text{ Т/м}^2$, что является большой и трудно реализуемой величиной.

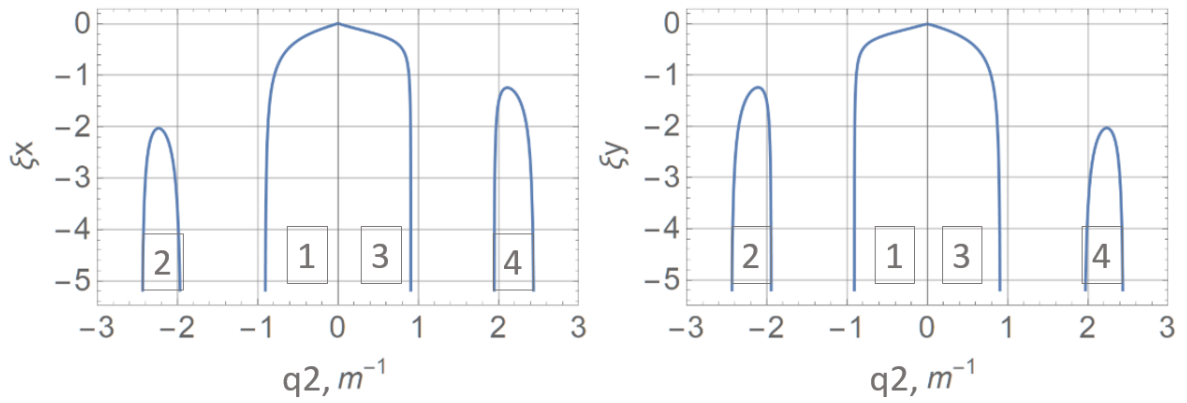


Рис. 4. Зависимость натурального хроматизма от силы второй квадрупольной линзы

Fig. 4. Natural chromaticity vs the second quadrupole strength

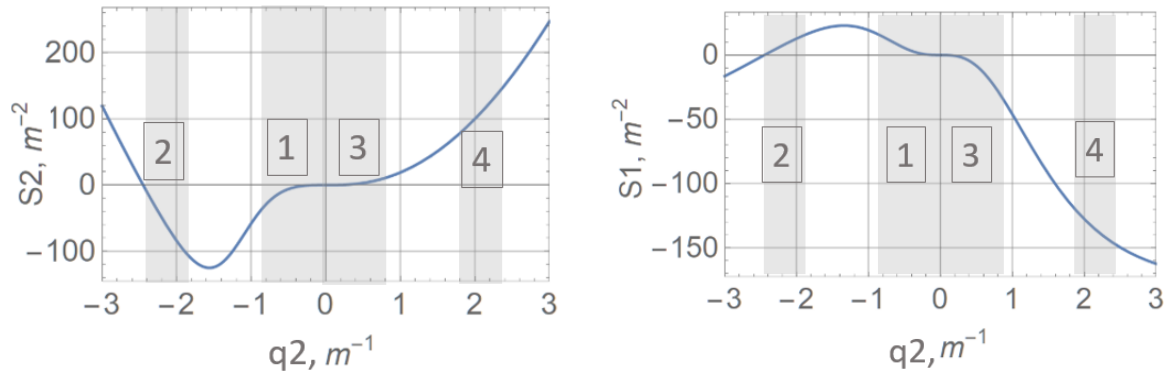


Рис. 5. Силы секступольных линз для четырех решений

Fig. 5. Sextupole strength for the four solutions

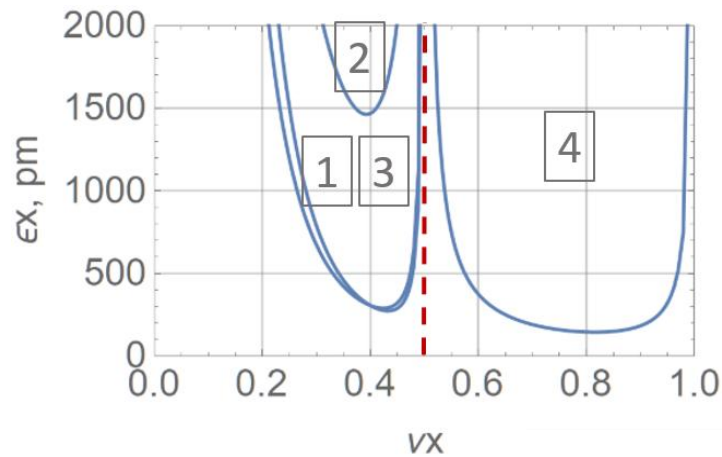


Рис. 6. Зависимость горизонтального эмиттанса от бетатронной частоты ν_x

Fig. 6. Horizontal emittance as a function of the betatron tune ν_x

И, наконец, посмотрим, какой горизонтальный эмиттанс получается для каждого из четырех решений. Соответствующие графики изображены на рис. 6. Решение 2, действительно, дает слишком большой эмиттанс по сравнению с эталонным четвертым (ТМЕ) и не пригодно для построения магнитной структуры СКИФ.

Вместе с тем слегка различающиеся решения 1 и 3 хоть и имеют минимальный эмиттанс примерно в два раза больше, чем для ТМЕ, выгодно отличаются от последнего существенно меньшей величиной силы квадрупольных и секступольных линз, а следовательно, и динамической апертурой. Уменьшить их эмиттанс можно, слегка понизив значение угла поворота магнита (и увеличив периметр). Эти изменения не очень существенны ввиду сильной зависимости $\propto \phi^3$. Так, уменьшение эмиттанса в два раза требует уменьшения угла поворота меньше чем на 30 %: $\sqrt[3]{2} \approx 1.26$.

Таблица 1 суммирует основные параметры четырех решений. Мы выбирали горизонтальную бетатронную частоту ν_x в области минимума графиков эмиттанса на рис. 6. Вертикальная бетатронная частота (набег бетатронной фазы) выбиралась из матрицы оборота так, чтобы $\cos \mu_x = \cos \mu_y$ и $\beta_{x,y} > 0$.

Таблица 1
Основные параметры четырех оптических решений ячейки с рис. 1

Four solutions main parameters

Table 1

	1	2	3	4
Энергия, E (ГэВ)	3			
d_1 (м)	1.097			
L (м)	0.65			
$L_c = 2(L + d_1)$ (м)	3.49			
Периметр, Π (м)	342.49			
Число ячеек, N_c	98			
Угол поворота на ячейку, ϕ	$\pi/49$			
Поле магнита, B (Т)	0.493			
ν_x/ν_y	0.4/0.4	0.4/0.4	0.4/0.6	0.74/0.26
ϵ_x (пм)	305.5	1470.5	305.6	163.4
Коэф.упл.орбит, $\alpha \cdot 10^4$	3.30	11.39	3.16	1.95
Хроматизм ячейки, ξ_x	-1.36	-0.605	-3.43	-1.36
Хроматизм ячейки, ξ_y	-0.605	-1.36	-1.46	-2.04
Бета в центре магнита, β_{x0} (м)	0.39	4.69	0.32	0.11
Дисперсия в центре магнита, η_0 (м)	0.014	0.059	0.014	0.07
$q_1, \text{м}^{-1}$	1.27	-1.27	1.43	-1.38
$q_2, \text{м}^{-1}$	-0.84	0.84	-2.01	2.22
$s_1, \text{м}^{-2}$	15.35	-31.39	12.71	-138.74
$s_2, \text{м}^{-2}$	-33.59	12.14	-83.04	126.26

Из табл. 1 видно, что, действительно, эмиттанс решения 2 почти в 10 раз больше, чем решения 4, а эмиттансы решений 1 и 3 больше примерно в два раза. Решение 4 хоть и обладает минимальным эмиттансом, но секступольные линзы для коррекции хроматизма в нем очень велики и дают маленькую динамическую апертуру (см. ниже). Для решения 3 отрицательная секступоль также значительно больше, чем для решения 1.

Ячейка магнитной структуры, обеспечивающая минимум эмиттанса, неоднократно исследовалась ранее (см., например, [1–7]), в том числе в конфигурации решения 1. Так, в [4] этот вариант (который авторы назвали *simplified TME* – «упрощенный ТМЕ») предлагался для

создания источника СИ с эмиттансом, ограниченным дифракционными эффектами. В [6] такая ячейка исследовалась подробно (под названием modified TME – «модифицированная TME»), причем упоминалось, что диапазон бетатронной частоты для mTME $\nu_x < 0.5$ (в отличие от «истинной» TME, где $\nu_x > 0.5$). В [7] ячейке было дано название relaxed TME. Однако ни в одной из этих работ решение 1 не изучалось подробно и методически с точки зрения получения приемлемых сил квадрупольных и секступольных линз и динамической апертуры.

Поэтому, отбросив решения 2 и 3, ниже более детально рассмотрим решение 1 (которое, согласно [6], будем для краткости называть mTME) как кандидата для базовой ячейки магнитной структуры СКИФ, и решение 4 (TME) для сравнения.

Сравнительный анализ TME и mTME

Для вывода минимального фактора F_{TME} (3) не используются никакие предположения о конкретной магнитной ячейке. Между тем очевидно, что для исследуемой структуры на рис. 1 этот фактор зависит не только от горизонтальной бетатронной частоты, но и от длин L и d_1 . Введем отношение

$$u = \frac{L}{L+d_1},$$

с помощью пакета аналитических вычислений *Mathematica* получим выражение для $F_{mTME}(\nu_x, u)$. Это выражение дает результаты, полностью совпадающие с моделированием, однако оказывается слишком сложным для анализа. Его разложение в ряд по $\mu_x = 2\pi\nu_x$ и $u < 1$ выглядит как

$$F_{mTME} \approx \frac{8}{u\mu_x^3} + \frac{f_{-2}(u)}{\mu_x^2} + \frac{f_{-1}(u)}{\mu_x} + f_0(u) + \mu_x f_1(u) + \mu_x^2 f_2(u) + \dots, \quad (4)$$

где $f_n(u)$ – полиномы по u . Это выражение также оказывается неудобным для исследования, поскольку при малом числе членов оно плохо описывает точное решение, а при большом оказывается слишком громоздким. Пример точного и приближенного (рядом (4) до члена $\propto \mu_x^3$ включительно) описания эмиттанса mTME при $u = 0.372$ показан на рис. 7 слева. Отметим, что при $\mu_x \rightarrow 0$ эмиттанс ячейки mTME растет как $\varepsilon_{xmTME} \sim \mu_x^{-3}$.

На рис. 7 справа приведено поведение эмиттанса ячейки mTME в зависимости от частоты горизонтальных бетатронных колебаний для разных соотношений длин магнита и ячейки. Здесь же показана кривая эмиттанса ячейки FODO с теми же длиной и углом поворота, поскольку область устойчивости FODO тоже $\nu_x = 0 \div 0.5$. Видно, что для разумных значений u , эмиттанс mTME значительно меньше, чем эмиттанс FODO.

Нам не удалось найти аналитически оптимальное соотношение длин магнита и пустого промежутка, при котором эмиттанс ячейки mTME минимален (в отличие от TME, о чем сказано ниже), и соответственно минимальное значение F_{mTME} , аналогичное (3). Как можно предположить из правого рис. 7, минимум эмиттанса mTME реализуется для $u \rightarrow 0$; при этом $\nu_x \rightarrow 0.5$.

Однако цена уменьшения эмиттанса – рост (по абсолютной величине) сил квадрупольных (рис. 8) и, особенно, секступольных линз (рис. 9).

Для TME также можно найти аналитическое решение, описывающее эмиттанс в зависимости от ν_x и u для модели на рис. 1, которое также оказывается весьма громоздким. Характер поведения $F_{TME}(u)$, показанный на рис. 10, существенно отличается от предыдущего случая. При увеличении u (отношения длины магнита к полной длине ячейки) минимальное значение эмиттанса значительно падает, при этом положение минимума по переменной ν_x практически не меняется. Уравнение на абсолютный минимум эмиттанса (TME) для модели на рис. 1 решается численно и дает значение (3) при $\nu_x \approx 0.8$, что согласуется с предыдущими исследованиями, и $u \approx 0.52678$. Иными словами, для достижения значения TME длина

магнита должна составлять приблизительно половину от полной длины ячейки. Компьютерное моделирование ячейки ТМЕ с различными длинами участков хорошо подтверждает этот результат.

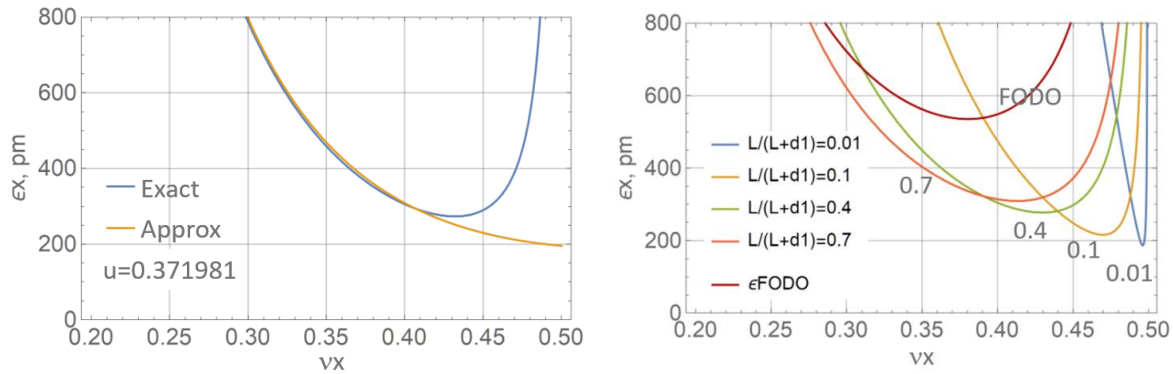


Рис. 7. Слева – точный и приближенный эмиттанс mTME. Справа – зависимость эмиттанса mTME от горизонтальной бетатронной частоты для разных отношений длины магнита к длине всей ячейки

Fig. 7. Exact and approximate mTME emittance (left plot). The mTME emittance as a function of the horizontal betatron tune for different ratio of the magnet and cell lengths

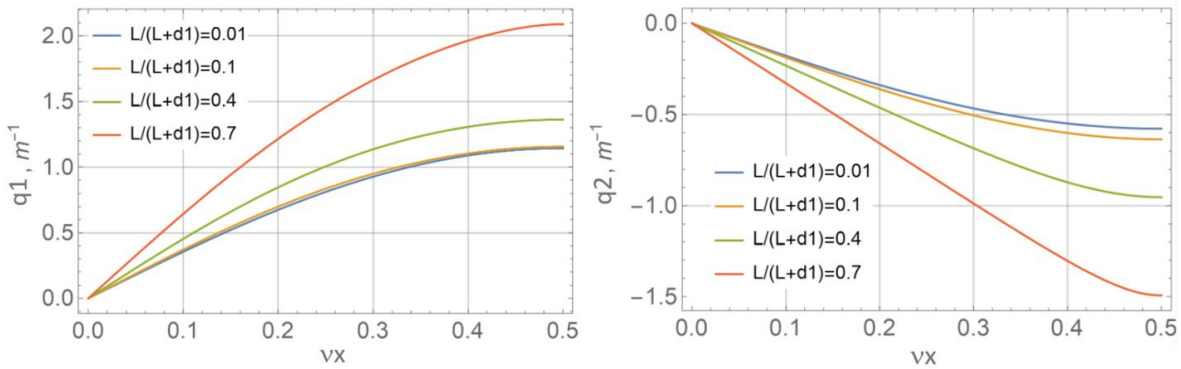


Рис. 8. Зависимость силы квадрупольной линзы q_1 (слева) и q_2 (справа) от горизонтальной бетатронной частоты для mTME

Fig. 8. The mTME quadrupole strength as a function of the horizontal betatron tune: q_1 is on the left plot while q_2 is on the right

Подчеркнем, что вышесказанное справедливо для модели на рис. 1, например, если вставить пустой промежуток между линзой q_2 и магнитом или учесть конечную длину квадруполь и т. д., это значение может измениться.

Чтобы сравнить динамическую апертуру ячеек mTME и ТМЕ, уменьшим эмиттанс mTME (первая колонка в табл. 1) до значения ячейки ТМЕ (четвертая колонка). Для этого уменьшим угол поворота ячейки с $\phi = \pi/49$ до $\phi = \pi/58$. Соответственно увеличится число ячеек с 98 до 116, и, если сохранять длину ячейки, полная длина ячеек (периметр) вырастет с 342.5 до 405.4 м. Но, если мы допускаем увеличение периметра кольца, ту же процедуру можно проделать с ячейкой ТМЕ. При этом, чтобы сохранить эмиттанс, можно уменьшить набег бетатронной фазы μ_x в надежде, что менее жесткая фокусировка приведет к ослаблению сексту-

полных линз. После этого прямым трекингом можно сравнить динамические апертуры колец, построенных на основе ТМЕ и mTME.

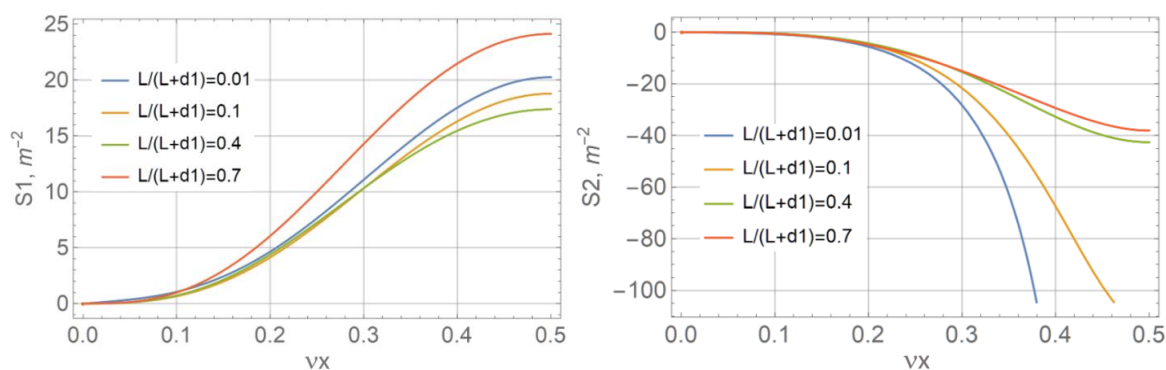


Рис. 9. Зависимость силы секступольной линзы s_1 (слева) и s_2 (справа) от горизонтальной бетатронной частоты для mTME

Fig. 9. The mTME sextupole strength as a function of the horizontal betatron tune: s_1 is on the left plot while s_2 is on the right

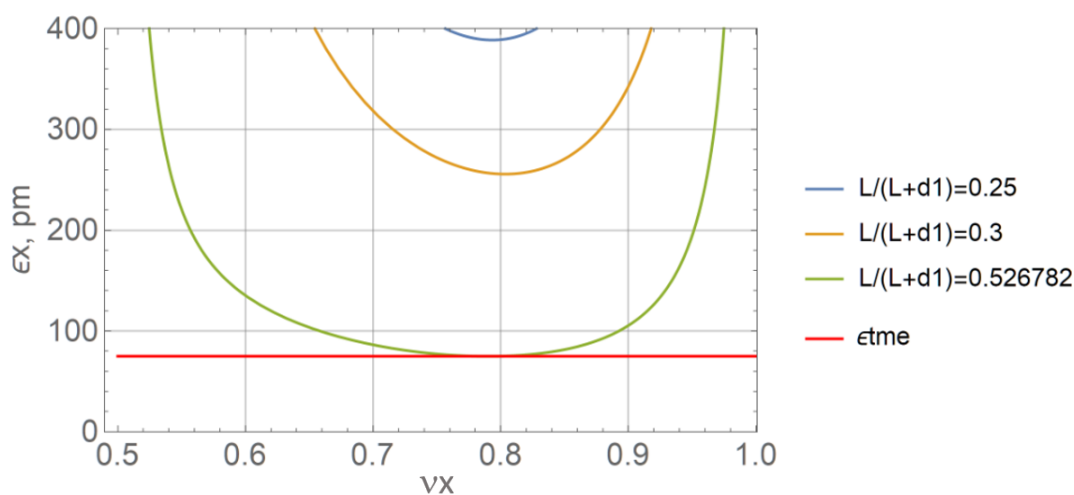


Рис. 10. Эмиттанс ячейки ТМЕ для различных значений параметра u . Красная прямая показывает абсолютный минимум (для параметров ячейки из табл. 1 – это 75 пм)

Fig. 10. The TME emittance for different u . Red line indicates the minimum emittance, which for the Table 1 parameters is of 75 pm.

В программе моделирования ускорителей заряженных частиц MAD-8 мы создали две модели согласно правилам, описанным в предыдущем параграфе. Энергия, длина ячейки, магнита и пустого промежутка взяты из табл. 1. Поведение оптических функций показано на рис. 11. Основные параметры приведены в табл. 2. Теперь энергия, эмиттанс и периметр двух колец равны, горизонтальная бетатронная частота структуры ТМЕ ослаблена, но сила секступольных линз ТМЕ по-прежнему в несколько раз больше, чем mTME.

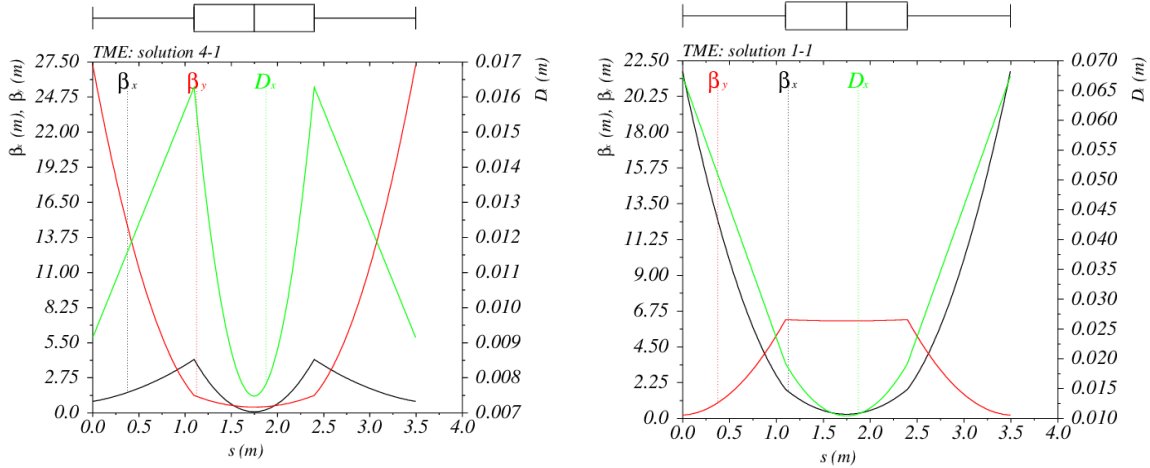


Рис. 11. Модельные структуры TME (слева) и mTME, дающие параметры, приведенные в табл. 2
 Fig. 11. Model cells for TME (left) and mTME (right) corresponding to the parameters in Table 2

Таблица 2
 Основные параметры магнитных структур с рис. 11
 Table 2
 Main parameters for the lattices in Fig. 11

	mTME	TME
Периметр, Π (м)	405.4	
Число ячеек, N_c	116	
Угол поворота на ячейку, ϕ	$\pi/58$	
ν_x/ν_y	0.43/0.43	0.62/0.36
ϵ_x (пм)	165	161
Хроматизм ячейки, $-\xi_x/-\xi_y$	2.0/0.84	1.27/2.62
$q_1/q_2, M^{-1}$	1.3/-0.87	-1.42/2.06
$s_1/s_2, M^{-2}$	19.3/-45.4	-155.1/126.6

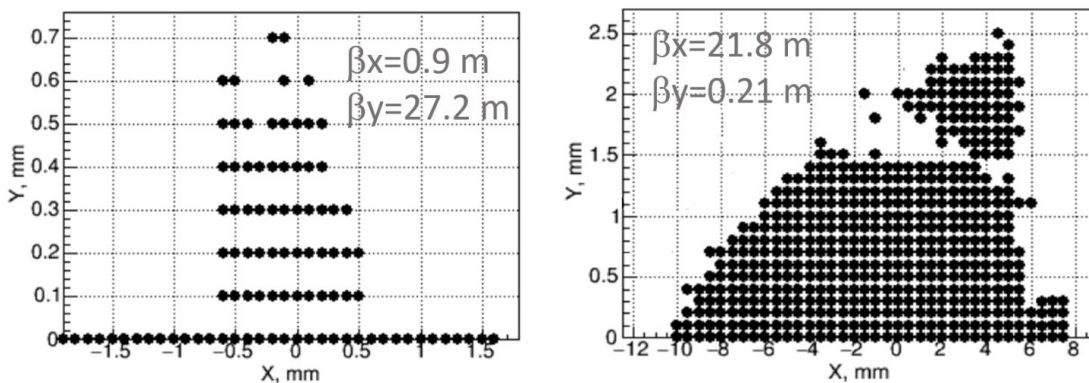


Рис. 12. Динамическая апертура TME (слева) и mTME
 Fig. 12. TME (left) and mTME (right) dynamic aperture

Таблица 3
Динамическая апертура ТМЕ и mТМЕ,
приведенная к $\beta_x = 15$ м, $\beta_y = 5$ м
Table 3
The TME and mTME dynamic aperture
normalized to $\beta_x = 15$ м, $\beta_y = 5$ м

	A_x (мм)	A_y (мм)
TME	4.1	0.43
mTME	13.3	14.6

Динамическая апертура обеих ячеек определялась стандартным способом как набор начальных значений $y_0(x_0), x'_0 = y'_0 = 0$, для которых частица остается устойчивой при моделировании 1024 оборотов. Такая апертура для обеих структур приведена на рис. 12. Поскольку она зависит от величины бетатронных функций на азимуте вычисления, приведем оба результата к $\beta_x = 15$ м, $\beta_y = 5$ м. Полученные значения в виде разницы между максимальными положительным и отрицательным значениями даны в табл. 3.

Учитывая явные преимущества в величине динамической апертуры при равных энергии, длине ячейки, периметре и эмиттансе у ячейки mТМЕ, мы выбрали ее для создания магнитной структуры источника СИ СКИФ.

Магнитная структура источника СИ СКИФ

За основу мы взяли ячейку mТМЕ, однако внесли некоторые изменения (рис. 13 слева).

- Для уменьшения длины ячейки дефокусирующий градиент двух линзы q_2 введен в поворотный магнит.
- Для лучшей подгонки дисперсионной функции фокусирующие квадрупольные линзы q_1 слегка сдвинули по горизонтали (reverse bend [7]). Появление магнитов с совмещенными дипольной и квадрупольной компонентами позволило изменять горизонтальный декремент J_x .
- Силы и относительное размещение элементов были численно оптимизированы с целью увеличения динамической апертуры, минимизации эмиттанса, натурального хроматизма и настройки горизонтального декремента $J_x \approx 2$.

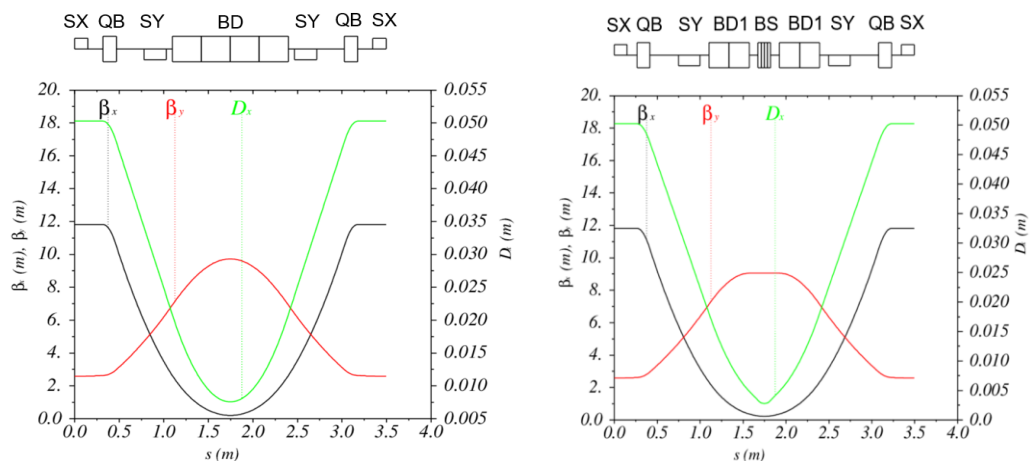


Рис. 13. Базовая ячейка магнитной структуры источника СКИФ (слева).
Ячейка с сильным центральным магнитом (BS) (справа)

Fig. 13. SKIF light source basic cell (left plot). The SKIF strong field dipole cell (BS) (right plot)

Ячейка зеркально симметрична относительно центра, где расположен дипольный магнит BD с небольшим отрицательным градиентом, обеспечивающим вертикальную фокусировку. Две квадрупольные линзы QB фокусируют пучок горизонтально и, будучи слегка смещенными по радиусу, поворачивают пучок в обратном, по сравнению с основным магнитом, направлении (reverse bend), способствуя более точной подстройке дисперсии к оптимальному значению и уменьшению эмиттанса. Две секступольные линзы SY и одна SX (ею ячейка начинается и заканчивается) корректируют линейный хроматизм бетатронных частот.

Малый угол поворота ячейки, необходимый для минимизации эмиттанса, подразумевает слабое магнитное поле центрального диполя (0.55 Т в нашем случае), что является недостатком с точки зрения генерации жесткого рентгеновского излучения. Для устранения этого недостатка в центральной ячейке каждого суперпериода диполь BD со слабым полем длиной 1.3 м заменен на секцию из трех магнитов: по краям два коротких слабых с небольшим отрицательным градиентом BD1, а между ними диполь BS с плоскими полюсами и полем 2 Т (рис. 13 справа). Длина такой ячейки совпадает с длиной регулярной ячейки (около 3.5 м). Параметры магнитных элементов слегка отличаются от параметров регулярной ячейки. Для краткости будем обозначать ячейки LF (low field) и HF (high field) соответственно. Расстояние между магнитными элементами в обеих ячейках представляются достаточными для размещения вакуумного, диагностического и другого оборудования ускорителя.

Таблица 4

Основные параметры ячеек периодичности накопителя СКИФ

Table 4

Main parameters of the Low Field and High Field SKIF cells

Параметр	LF	HF
Длина L_c , м	3.4948	3.4948
Угол поворота ϕ	3°.682	3°.642
Бетатронные частоты ν_x/ν_y	0.446/0.124	0.442/0.122
Коэфф. уплотнения орбит α	1.4×10^{-4}	8.1×10^{-6}
Горизонтальный эмиттанс ε_x , пм	70	75
Энергетический разброс σ_E/E	8.73×10^{-4}	1.3×10^{-3}
Потери энергии за оборот U_0 , кэВ	4.72	9.83
Декременты затухания J_x/J_s	2.24/0.76	1.70/1.30
Натуральный хроматизм ξ_x/ξ_s	-1.32/-0.36	-1.27/-0.34

Теперь можно сравнить сделанные выше оценки mTME (см. табл. 2) с получившимися параметрами реальной ячейки (см. табл. 3). Для выполнения требований на число и длину прямолинейных промежутков и в итоге на размеры установки угол поворота магнита был увеличен до $\phi \approx 3^\circ.6$. Однако горизонтальный декремент затухания $J_x \approx 2$ и повороты с отрицательным радиусом позволили получить эмиттанс $\varepsilon_x \approx 70$ пм. Для ослабления вертикальных фокусировки и хроматизма, вертикальная частота была уменьшена до $\nu_y \approx 0.12$. Соответственно, хроматизм ячейки СКИФ стал $-\xi_{x/y} \approx 1.3/0.4$. Интегральный приведенный градиент в ячейке СКИФ LF $(K_1 l)_y \approx -1.3 \text{ м}^{-1}$ (вместо $2q_2 = -1.74 \text{ м}^{-1}$), а $(K_1 l)_x \approx +0.8 \text{ м}^{-1}$ (вместо $q_1 = 1.3 \text{ м}^{-1}$). Отличия связаны как с другим размещением квадрупольных линз, так и с их реальной длиной. Оценка интегральной силы секступольных линз $s_{1/2} \approx 20/-45 \text{ м}^{-2}$ также отлична от того, что получилось: $(K_2 l) \approx 70/-59 \text{ м}^{-2}$. Это связано с тем, что в модели на рис. 1 секступоли размещались в оптимальной позиции (в максимумах / минимумах соответствующих бетатронных функций). В реальной ячейке положение секступольных линз отличается от модельного и выбиралось из соображения максимальной динамической аперту-

ры по поперечным координатам и по энергии, для чего правильно подбирался набег бета-тронных фаз между секступолями.

Магнитная структура СКИФ состоит из 16-ти суперпериодов типа 7BA (7-Bend-Achromat – семь поворотных магнитов образуют ахроматический поворот) с пятью регулярными ячейками, описанными выше, и двумя на краях суперпериода для зануления дисперсионной функции в прямолинейном промежутке длиной 6 м (отсчитывается между краями магнитного поля линз). Два дублета квадрупольных линз настраивают в центре промежутка достаточно большую β_x (для оптимизации горизонтальной инжекции) и достаточно малую β_y (для уменьшения влияния змеек и ондуляторов с вертикальным полем на динамику пучка). Магнитная структура суперпериода, начинающаяся и кончающаяся в центре прямолинейного промежутка, показана на рис. 14. Структуру отличает высокая периодичность поведения оптических функций, которая способствует большой серийности магнитных элементов.

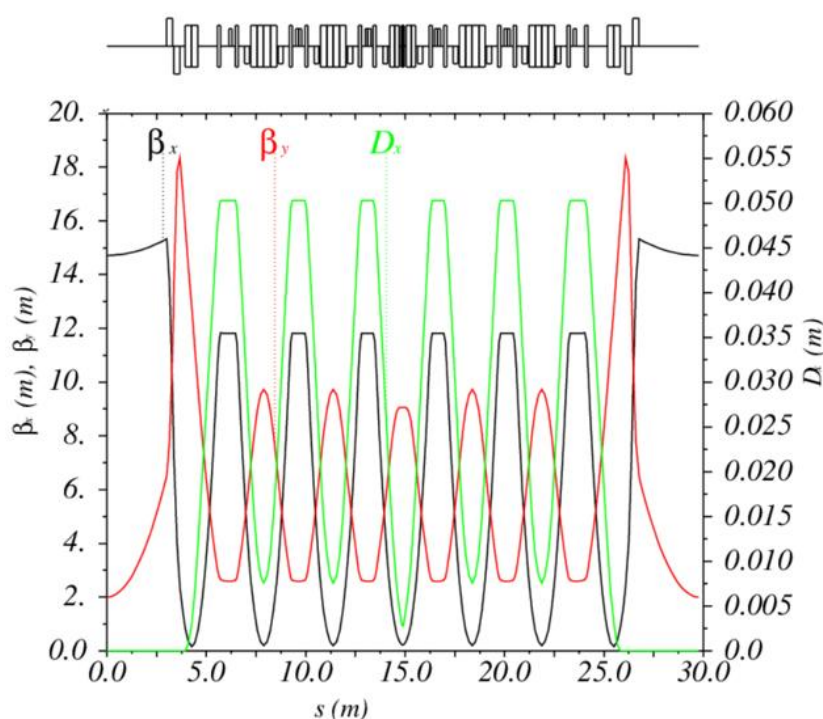


Рис. 14. Структура и оптические функции суперпериода СКИФ

Fig. 14. SKIF super-period lattice functions

Магнитная структура, показанная на рис. 14, проста, обладает высокой степенью симметрии и, следовательно, минимальным числом структурных бетатронных резонансов. Оптические функции в прямолинейном промежутке (нулевая дисперсионная, большая горизонтальная бета и малая вертикальная) хорошо подходят для традиционной схемы инжекции в горизонтальной плоскости, размещения ускоряющих резонаторов и генераторов СИ – ондуляторов с относительно небольшим полем. В табл. 5 приведены основные параметры всего накопительного кольца.

Таблица 5
 Основные параметры структуры с рис. 14
 Table 5
 Main parameters for the lattice in Fig. 14

Энергия пучка, ГэВ	3
Симметрия	16
Периметр, м	476.14
Период обращения, μ с	1.59
Горизонтальный эмиттанс, пм	72
Энергетический разброс	$1 \cdot 10^{-3}$
Потери на оборот, кэВ	535
Бетатронные частоты, (x/y)	50.88 / 17.76
Коэффициент уплотнения орбит	$7.6 \cdot 10^{-5}$
Натуральный хроматизм, (x/y)	-162/-58
Гармоника ВЧ-резонатора	567
Частота ВЧ, МГц	357
Напряжение ВЧ, МВ	0.77
Энергетический акцептанс	2.6 %
Синхротронная частота	$1.13 \cdot 10^{-3}$
Длина сгустка, мм	5.5
Радиационные числа, (x/e)	1.91/1.09
Время затухания, (x/e), мс	9/16

Линейный хроматизм структуры СКИФ (ξ_x/ξ_y) = -162/-58 компенсируют два семейства секступольных линз, размещенные только в базовых ячейках периодичности, как показано на рис. 15.

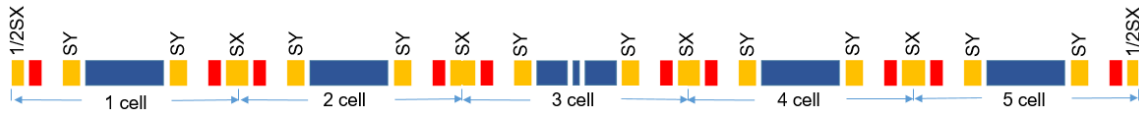


Рис. 15. Схема размещения хроматических секступольных линз
 Fig. 15. Chromatic sextupoles position schematically

Поскольку ячейка начинается и кончается горизонтальным секступолем, структура из пяти ячеек на концах имеет горизонтальный секступоль половинной длины (1/2SX). Расчетные параметры секступольных линз приведены в табл. 6.

Таблица 6
 Основные параметры хроматических секступолей
 Table 6
 Chromatic sextupoles main parameters

	$l, \text{ м}$	$B''_{nom}, \text{ Т/м}^2$	$(K_2l)_{nom}, \text{ м}^{-2}$	$B''_{max}, \text{ Т/м}^2$	$(K_2l)_{max}, \text{ м}^{-2}$
SY	0.25	-2370	-59.25	-2800	-70
SX	0.30	2358	70.74	2800	84
1/2SX	0.15	2358	35.37	2800	42

Размер области устойчивого нелинейного движения (динамическая апертура) зависит от мощности бетатронных резонансов и их расположения относительно выбранной точки частот. Поскольку теоретически оценить силу резонансов (особенно высоких порядков), обусловленных сильными секступольными линзами, корректирующими хроматизм, затруднительно, основным способом оптимизации динамической апертуры является численное моделирование движения частицы в нелинейном потенциале (трекинг).

На рис. 16 показана поперечная динамическая апертура, рассчитанная для всего кольца. Каждая точка означает, что частица с соответствующими начальными условиями $x_0, y_0, x'_0 = y'_0 = 0$ по результатам моделирования устойчива в течение 4096 оборотов.

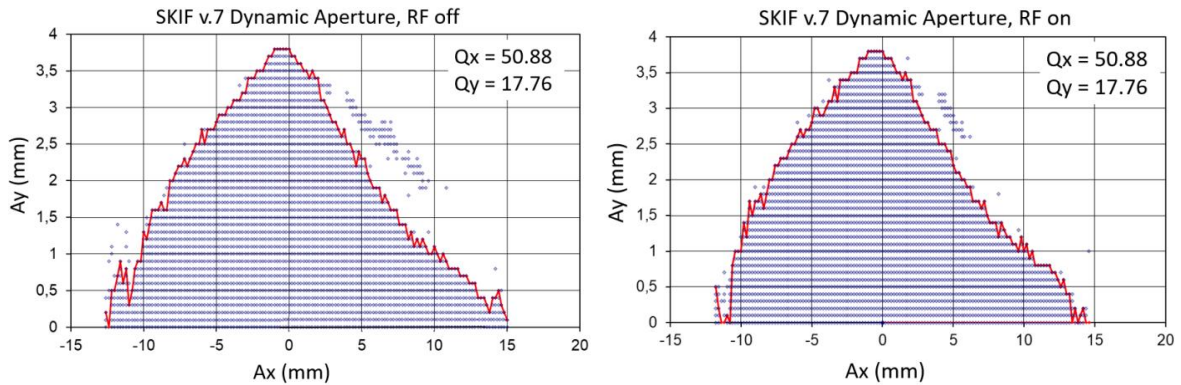


Рис. 16. Поперечная динамическая апертура в выбранной рабочей точке.

Слева без, справа с синхротронными колебаниями

Fig. 16. SKIF on-momentum (left plot) and with small synchrotron oscillation (right plot) transverse dynamic aperture

Левый рис. 16 соответствует моделированию с постоянной равновесной энергией (ускоряющие ВЧ резонаторы выключены), правый – с включенными в моделирование резонаторами. Хотя начальный сдвиг по энергии частицы относительно равновесного значения задавался равным нулю, удлинение траектории вследствие бетатронного движения возбуждало малые синхротронные колебания, и это приводило к небольшому уменьшению горизонтальной динамической апертуры. Горизонтальные и вертикальные фазовые траектории, соответствующие максимальной апертуре рис. 16 показаны на рис. 17.

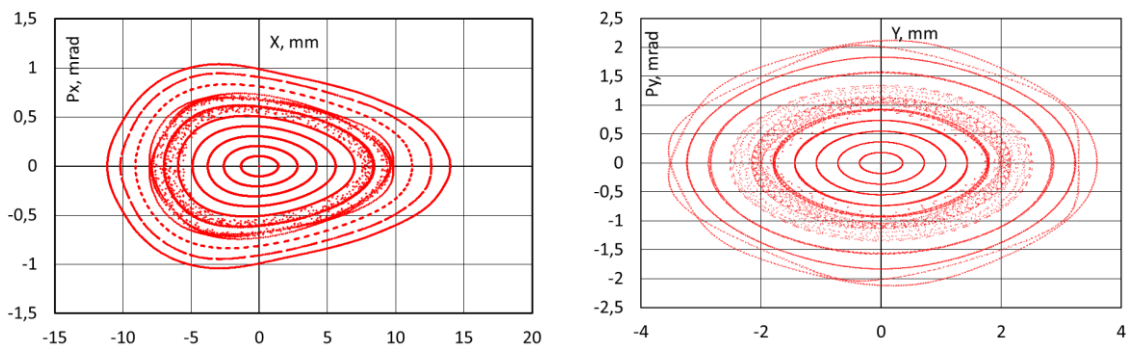


Рис. 17. Фазовые траектории, соответствующие апертуре с рис. 16: горизонтальные (слева) и вертикальные (справа)

Fig. 17. Horizontal (left plot) and vertical (right plot) phase trajectories corresponding to the aperture in Fig. 16

Для источника синхротронного излучения с малыми длиной и поперечными размерами сгустка и значительным током важна также энергетическая (продольная) апертура, определяющая время жизни пучка из-за эффекта Тушека [8]. Получившаяся магнитная структура и здесь демонстрирует неплохие характеристики. Рисунок 18 показывает область линейной устойчивости частицы (betatron tune bandwidth) в зависимости от относительного изменения энергии частицы.

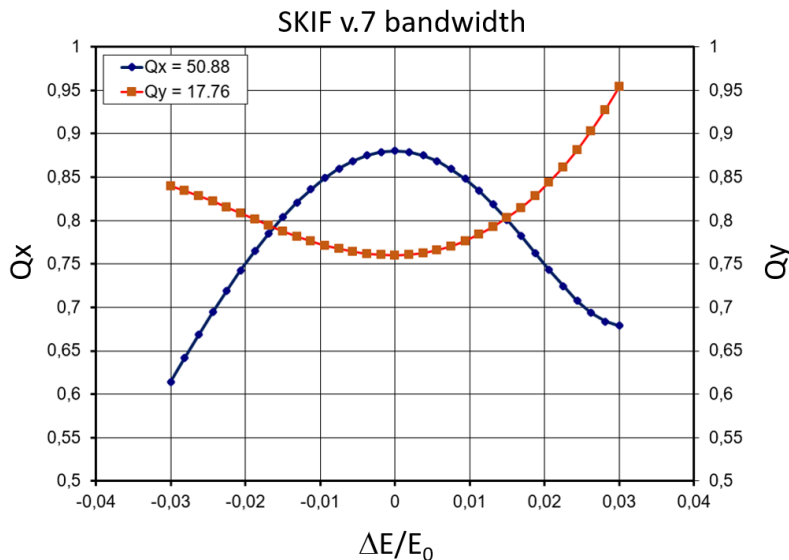


Рис. 18. Область устойчивого бетатронного движения частицы с неравновесной энергией
Fig. 18. Betatron tune bandwidth for off-momentum particle

Бетатронные частоты пересекают целое или полуцелое значение при $|\Delta E/E_0| > 3\%$, что представляется подходящим для получения достаточного времени жизни пучка из-за эффекта Тушека.

Заключение

Мы исследовали ячейки магнитной структуры накопителя электронов, дающие малый эмиттанс пучка. Оказалось, что простейшая ячейка такого сорта, состоящая из центрального магнита и двух зеркальных по отношению к центру ячейки дублетов линз (фокусирующих и дефокусирующих), имеет четыре решения. Решение, отвечающее минимальному эмиттансу (ТМЕ) дает неприемлемо большие значения сил секступольных линз и малую динамическую апертуру. Поэтому для структуры источника СИ четвертого поколения СКИФ мы выбрали альтернативное решение (modified ТМЕ, mТМЕ), которое позволяет получить требуемую область устойчивости при приемлемых силах магнитных линз. На основе выбранной ячейки создана структура всего источника СИ с горизонтальным эмиттансом 75 пм при энергии пучка 3 ГэВ, периметре кольца 476 м и 16-ти длинных (6 м) прямолинейных промежутков для размещения источников излучения, ускоряющих резонаторов, оборудования инжекции и пр.

Список литературы / References

1. **Teng L. C.** Fermilab Report No. TM-1269, 1984.
2. **Lee S. Y., Teng L. C.** Theoretical minimum emittance lattice for an electron storage ring. In: Proceedings of the 1991 Particle Accelerator Conference, San Francisco, CA, 1991. IEEE. New York, 1991, p. 2679.
3. **Lee S. Y.** Emittance optimization in three- and multiple-bend achromats. *Phys. Rev. E* 54, 1940 (1996), p. 1940.
4. **Einfeld D., Schaper J., Plesco M.** A lattice design to reach the theoretical minimum emittance. *J. Phys IV* (France), 1994, no. 04, p. C9–373.
5. **Wang C. X.** Minimum emittance in storage rings with uniform or nonuniform dipoles. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2009, vol. 12, p. 061001.
6. **Jiao Yi, Cai Yunhai, Chao A.W.** Modified theoretical minimum emittance lattice for an electron storage ring with extreme-low emittance. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2011, vol. 14, p. 054002.
7. **Riemann B., Streun A.** Low emittance lattice design from first principles: reverse bending and longitudinal gradient bends. In: arxiv:1810.11286, 26 Oct 2018.
8. **Bruck H.** Accélérateurs circulaires de particules. Paris, 1966.

Материал поступил в редколлегию
Received
02.03.2020

Сведения об авторах / Information about the Authors

Баранов Григорий Николаевич, младший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

Grigory N. Baranov, Junior Research Fellow, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

Богомягков Антон Викторович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

Anton V. Bogomyagkov, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Leading Research Fellow, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

Левичев Евгений Борисович, доктор физико-математических наук, заместитель директора, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

Eugene B. Levichev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Deputy Director, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

Синяткин Сергей Викторович, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

Sergey V. Sinyatkin, Senior Research Fellow, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)