

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 537.874

НАКОПИТЕЛЬНОЕ КОЛЬЦО ДЛЯ КОМПТОНОВСКОГО  
ИСТОЧНИКА ГАММА-КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ ОТ ОДНОГО  
ДО 200 МэВ<sup>1</sup>

© 2024 г. Д. А. Никифоров<sup>a, b, \*</sup>, Н. А. Винокуров<sup>a, c</sup>

<sup>a</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

Россия, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11

<sup>b</sup> Центр коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов”

Института катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения

Российской академии наук

Россия, 630559, Новосибирская область, р.п. Кольцово, пр. Никольский, 1

<sup>c</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

\*e-mail: D.A.Nikiforov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 24.01.2024 г.

После доработки 09.03.2024 г.

Принята к публикации 01.04.2024 г.

Метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов является эффективным методом для получения перестраиваемых по энергии и квазимонохроматических гамма-квантов. Для получения таких фотонных пучков используются комптоновские источники на основе электронных накопительных колец. В данной работе описан проект накопителя для максимальной энергии электронов 2 ГэВ для получения комптоновских гамма-квантов в широком диапазоне энергий.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов является эффективным методом для получения перестраиваемых по энергии и квазимонохроматических гамма-

---

<sup>1</sup> Материалы 28-й конференции по ускорителям заряженных частиц “RuPAC’23”, Новосибирск.

квантов. Комптоновские гамма-кванты могут применяться для изучения фотоядерных реакций, таких как комптоновское рассеяние на ядрах, фотовозбуждение ядер, фоторазвал ядер и многих других. Для получения таких фотонных пучков используются комптоновские источники на основе электронных накопительных колец. В мире функционируют несколько таких источников, среди которых можно выделить источник  $\text{Ni}\gamma\text{S}$ , находящийся в университете Дюка [1] и источник NewSUBARU, находящийся в университете Хуого [2]. Комптоновские источники характеризуются величиной перестройки по энергии гамма-квантов, потоком, энергетическим разбросом пучка гамма-квантов, поляризацией. Так, установка для производства комптоновских гамма-квантов на NewSUBARU может генерировать гамма-излучение с потоком  $3 \cdot 10^7$  фотонов в секунду в диапазоне энергий 5–40 МэВ. Самой производительной установкой с рекордными параметрами на данный момент является источник  $\text{Ni}\gamma\text{S}$ , который может генерировать поток комптоновских гамма-квантов с максимальным числом  $3 \cdot 10^{10}$  (для энергии около 10 МэВ) фотонов в секунду в диапазоне энергий от нуля до 120 МэВ [3], при этом энергетический разброс пучка гамма-квантов варьируется в пределах от 0.8% до 10% в смысле ширины на полувысоте [4]. В накопителе  $\text{Ni}\gamma\text{S}$  в качестве источника фотонов, с которым взаимодействует электронный сгусток в накопителе, используется лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Из-за падения мощности ЛСЭ для режима с энергией гамма-квантов меньше 10 МэВ (масштабирование мощности ЛСЭ с энергией электронного пучка), их поток существенно падает. Для увеличения потока гамма-квантов в области низких энергий предлагается улучшение источника  $\text{Ni}\gamma\text{S}$  до  $\text{Ni}\gamma\text{S}2$  [5]. В новом источнике планируется использовать резонатор Фабри-Перо с питанием от внешнего лазера, при этом предполагается достичь минимального среднеквадратичного энергетического разброса пучка гамма-квантов на уровне  $2 \cdot 10^{-3}$ . Еще одним фактором, ограничивающим поток фотонов, является максимальный ток пучка в накопителе. Ток пучка ограничивается неустойчивостью продольных и поперечных связанных мод (продольная микроволновая неустойчивость, ТМСИ-неустойчивость) [6]. Для их подавления используется сложная система обратной связи. Другим подходом для контроля над нежелательными коллективными эффектами может стать использование накопителя с отрицательным коэффициентом расширения орбиты  $\alpha$ . Впервые такие магнитные структуры были предложены в 1955 году Владимирским и Тарасовым [7] для решения проблемы критической энергии, при которой производная периода обращения частицы на орбите по импульсу становится равной нулю. При переходе через критическую энергию возможно возникновение продольных неустойчивостей, которые могут привести к потере пучка. В случае отрицательного  $\alpha$  период всегда уменьшается с ростом энергии. Такая магнитная структура была реализована на протонном ускорителе J-PARC в Японии [8]. В последнее время к магнитным структурам

с отрицательным  $\alpha$  проявляется большой интерес для их использования в электронных накопителях источников синхротронного излучения (СИ). С одной стороны, для достижения малого эмиттанса в источниках СИ требуется уменьшать бета-функцию внутри поворотных магнитов, используя сильные квадрупольные линзы. Это приводит к росту натурального хроматизма, который необходимо компенсировать сильными секступольными линзами, что приводит к уменьшению динамической апертуры. С другой стороны, при работе в режиме с умеренным отрицательным натуральным хроматизмом в сочетании с положительным  $\alpha$  развивается сильная неустойчивость “голова-хвост” (head-tail). Поэтому одним из решений может быть использование оптики с отрицательным  $\alpha$ , которая теоретически позволит получить отрицательные значения хроматизма без упомянутой выше неустойчивости. В недавней работе [9] было экспериментально продемонстрировано наличие неустойчивости “голова-хвост” в режиме с положительным  $\alpha$  и отрицательным хроматизмом и ее отсутствие при отрицательном  $\alpha$  и отрицательном хроматизме. В данной работе рассмотрена возможность применения оптической структуры накопителя с отрицательным  $\alpha$  для генерации потока комптоновских гамма-квантов с большой интенсивностью.

## 2. НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

При рассеянии электромагнитной волны на электроне происходит излучение волн этим электроном при его движении, вызванном полем рассеиваемой волны. При длинах волн (в системе отсчета, движущейся со средней скоростью электрона), существенно превышающих комптоновскую длину волны  $\frac{h}{mc} = 2.4$  пм ( $h$  – постоянная Планка,  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света) можно пренебречь изменением частоты рассеянного излучения из-за отдачи (эффектом Комптона). Именно этот случай, называемый томсоновским рассеянием, будет обсуждаться далее.

Пусть имеется непрерывный гауссов пучок лазера с мощностью  $P$  и гауссов электронный пучок с поперечными среднеквадратичными размерами  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  на котором происходит рассеяние. При достаточно больших размерах светового пучка,  $\sqrt{\lambda z_0 / (4\pi)} \gg \sigma_x, \sigma_y$ , где  $z_0 = 4\pi\sigma^2 / \lambda$  – длина Рэлея,  $\sigma$  – среднеквадратичный поперечный размер, а  $\lambda$  – длина волны излучения, полный поток рассеянных гамма-квантов можно записать в виде [10]

$$\frac{dN}{dt} [\text{Гц}] = 4\pi \frac{I P \sigma_T}{e hc^2} \approx 0.88 \cdot 10^{11} I [\text{А}] P [\text{кВт}],$$

где  $I$  – средний ток пучка в накопителе,  $e$  – заряд электрона,  $c$  – скорость света,  $\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m^3c^4} = 6.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  – сечение Томсона. Очень часто для экспериментов требуется достаточно узкий энергетический спектр гамма-квантов. Сужение энергетического спектра до полной относительной ширины  $\delta = \frac{\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}}{\varepsilon_{max}}$ , где  $\varepsilon_{max} = \frac{4\gamma^2}{\lambda} \hbar c$ , достигается угловой коллимацией с углом  $\theta_{max} = \sqrt{\delta/(1-\delta)}/\gamma$ . При этом остается доля полного числа фотонов, равная  $1.5\delta - 1.5\delta^2 + \delta^3$  [11]. Например, подставляя  $\delta = 0.01$ , получим угловую расходимость излучения  $0.1/\gamma$ . В конусе с таким углом содержится доля полного числа фотонов, равная 0.015. Поэтому для генерации гамма-квантов на накопителе поток фотонов с разбросом 1% равен

$$\frac{dN}{dt} [\text{Гц}] \approx 0.015 \cdot 0.88 \cdot 10^{11} I[\text{А}] P[\text{кВт}] \approx 1.3 \cdot 10^9 I[\text{А}] P[\text{кВт}] .$$

### 3. ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НАКОПИТЕЛЯ С ЭНЕРГИЕЙ 2 ГЭВ

Для получения гамма-квантов с энергией в диапазоне 1–200 МэВ из фотона лазерного излучения с энергией 1 эВ требуется энергия электрона не менее 1.4 ГэВ. Большой (до 1 А) средний ток электронного пучка при такой энергии электронов достигается только в электронных накопителях. Поэтому для получения большого потока квазимонохроматических гамма-квантов предлагается использовать электронный накопитель с максимальной энергией 2 ГэВ. Для одновременной работы нескольких пользователей на орбите накопителя должно быть несколько прямолинейных промежутков, где генерируются гамма-кванты. После рассеяния фотона электрон теряет энергию. При достаточно большом изменении энергии электрона его траектория значительно отклоняется от равновесной орбиты накопителя и электрон теряется. Наибольшее изменение энергии, при котором электрон не теряется, а его энергия возвращается к равновесной, зависит от конструкции накопителя и его высокочастотной системы. На основе данных о работающих электронных накопителях примем для оценок максимальное допустимое отклонение энергии равным 2%. В качестве ячейки периодичности магнитной структуры была выбрана ячейка из двух поворотных магнитов с градиентом. Оптические функции периодической ячейки, рассчитанной в программе Elegant [12] показаны на рис. 1.

**Рис.1.** Оптические функции одной периодической ячейки накопителя.

Фокусирующий магнит ( $B_1$ ) с ведущем полем 8 кГс и градиентом  $G_{B1} = 0.293 \frac{\text{кГс}}{\text{см}}$  имеет длину 1.4 м и поворачивает пучок на  $10^\circ$ , второй дефокусирующий магнит ( $B_2$ ) с полем 14.8 кГс и градиентом  $G_{B2} = -0.165 \frac{\text{кГс}}{\text{см}}$  имеет длину 2.36 м и поворачивает пучок на

угол  $30^\circ$  в другую сторону. Таким образом суммарный угол поворота составляет  $20^\circ$ . Именно такую магнитную структуру на основе реверсивных магнитов с отрицательной кривизной  $\rho(s) < 0$  предложили Владимирский и Тарасов. Из определения  $\alpha$  следует необходимое условие:

$$\alpha = \frac{1}{c} \int \frac{D(s)}{\rho(s)} ds < 0.$$

Здесь  $C$  – длина орбиты,  $s$  – продольная координата вдоль орбиты,  $D(s)$  – горизонтальная дисперсионная функция,  $\rho(s)$  – радиус кривизны орбиты пучка. Две секступольные линзы ( $S_y$ ), размещенные по краям магнита  $B_2$ , и одна линза  $S_x$ , расположенная внутри магнита  $B_1$ , корректируют линейный хроматизм бетатронных частот.

На рис. 2 показана геометрическая модель накопителя с магнитными элементами. Накопитель состоит из двух полуколец, составленных из восьми периодических ячеек каждое, и двух прямолинейных промежутков. Верхний прямолинейный промежуток содержит три свободных участка длиной около 5 м с углами отклонения равновесной орбиты  $0$  и  $\pm 3^\circ$ . В них расположены три места встречи электронного и лазерных пучков. Рассеянные гамма-кванты выходят вдоль орбиты под углами  $0$  и  $\pm 3^\circ$  в помещение для экспериментов с мишенями и детекторами. Во всех трех промежутках с местами встречи дисперсионная функция обращена в нуль. В нижнем прямолинейном промежутке располагается ВЧ-система и место инъекции пучка в накопитель, обозначенное на рис. 2 серым треугольником.

**Рис. 2.** Модель накопителя с магнитными элементами. Числами показаны места взаимодействия лазера и пучка электронов, серым треугольником показано место инъекции пучка в накопитель.

Основные параметры накопителя приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Основные параметры накопителя

Максимальная энергия электронов, ГэВ	2
Средний ток, А	0.1
Периметр электронного накопителя, м	186
Частота ускоряющего напряжения, МГц	90
Ускоряющее напряжение, МВ	1.5
Кратность ВЧ	56
Горизонтальная бетатронная частота $\nu_x$	8.172
Вертикальная бетатронная частота $\nu_y$	6.134

Горизонтальный натуральный хроматизм $\xi_{x0}$	-13.7
Вертикальный натуральный хроматизм $\xi_{y0}$	-10.9
Энергетический акцептанс, %	2
Коэффициент расширения орбит	$-3 \cdot 10^{-3}$
Длина сгустка $\sigma_s$ , мм	40
Эмиттанс пучка для 2 ГэВ, нм	30

Для оптимизации энергетического акцептанса значения горизонтального и вертикального хроматизма были скорректированы  $\xi_{x0} = -13.7 \rightarrow \xi_x = -3.39$ ,  $\xi_{y0} = -10.9 \rightarrow \xi_y = -3.68$ . При этом интегральная сила ( $K_2l$ ) секступольных линз  $S_x$  составила  $6 \text{ м}^{-2}$ , а для семейства  $S_y$  эта сила составила  $3 \text{ м}^{-2}$ . Для указанных значений хроматизма и для бетатронных частот, указанных в таблице, с помощью программы Elegant был рассчитан локальный энергетический акцептанс  $\delta(s)$ . Параметр  $\delta(s)$  указывает на то, какое максимальное значение отклонения по энергии частица может приобретать в каждой точке вдоль ускорителя, совершая при этом устойчивое движение. Методика расчета подробно описана в работе [13]. Результат расчета локального энергетического акцептанса показывает, что для всех трех точек взаимодействия электронного пучка с лазером локальный энергетический акцептанс  $\delta(s_i) = \pm 2.5 \%$ . Стоит отметить, что данный акцептанс обеспечивает режим без потерь для достаточно широкого диапазона энергий гамма-квантов, однако при генерации гамма-квантов с энергиями 100 – 200 МэВ потери энергии электронами могут достигать 5 – 10 %, в этом случае для компенсации потерь необходимо обеспечить инжекцию электронов со средним током

$$I_{inj} = e \frac{dN}{dt} \approx 1.4 \cdot 10^{-8} P [\text{кВт}] I.$$

Поскольку при инжекции может возрасти фоновое тормозное излучение, то на время инжекции детекторы гамма-квантов на пользовательской станции желательно отключать. Поэтому следует минимизировать частоту инжекции за счет увеличения заряда инжектированного сгустка. Кроме того, возможна инжекция цуга из нескольких сгустков, следующих с частотой ВЧ-накопителя. Например, возможность генерации и инжекции цуга из 55 сгустков с интервалом 5 нс между сгустками была реализована в линейном ускорителе источника СИ СКИФ [14]. Для экономии вертикальной апертуры вакуумной камеры для инжекции пучка в накопитель планируется использовать вертикальный септум-магнит с постоянным магнитным полем и горизонтальный удар инфлектора. Кроме того, приравнивание нулю горизонтальной дисперсионной функции в инжекционном промежутке исключает увеличение размеров пучка и, соответственно, необходимого зазора

между пластинами инфлекторов из-за энергетического разброса в сгустке. Схема инъекции показана на рис. 3 а. Инжектируемый пучок приводится септум-магнитом в медианную плоскость накопителя. Накопленный пучок из положения 1 на рис. 3 а сдвигается на край апертуры ударом инфлектора (предударом) в положение 2 и подводится к ножу септум-магнита. После удара инфлектора оба пучка смещаются к центру вакуумной камеры накопителя, при этом инжектируемый пучок должен находиться на расстоянии  $X$  от подведенного к ножу септума накопленного пучка (см. рис. 3а).

**Рис. 3.а** – Схема инъекции пучка с предударом накопленного пучка по горизонтали. **б** – Поперечная динамическая апертура при указанных в табл. 1 бетатронных частотах и скорректированном хроматизме.

При нулевой дисперсионной функции минимальную величину параметра  $X$  можно определить следующим образом:

$$X = 8\sqrt{\beta_x}(\sqrt{\varepsilon_x} + \sqrt{\varepsilon_i}) + x_s,$$

где  $\varepsilon_x, \varepsilon_i$  – горизонтальные геометрические эмиттансы накопленного и инжектируемого пучка соответственно,  $x_s$  – эффективная толщина перегородки септума. Рассмотрим случай инъекции пучка с энергией 400 МэВ из линейного ускорителя с нормализованным эмиттансом  $\varepsilon_n = 20$  мкм. Тогда  $\varepsilon_i = \frac{\varepsilon_n}{\beta\gamma} = 25$  нм, следовательно, для горизонтальной бета-функции  $\beta_x = 10$  м в точке инъекции имеем  $\sigma_i = 0.4$  мм. Далее, принимая  $x_s = 4$  мм (такая толщина ножа септума используется на накопителе-охладителе инжекционного комплекса ВЭПП-5) получим величину  $X \approx 8$  мм. После переноса обоих пучков к центру вакуумной камеры ударом инфлектора, величина  $X$  должна находиться внутри поперечной динамической апертуры для устойчивого движения инжектируемого пучка в накопителе. На рис. 3 б показана поперечная динамическая апертура, рассчитанная для всего кольца в программе Elegant. Область внутри кривых показывает, что все частицы пучка с начальными условиями  $x_0, x'_0 = 0, y_0, y'_0 = 0$ , устойчивы в течение 4096 оборотов, выполненных в моделировании. Очевидно, что поперечная динамическая апертура достаточна для стандартной схемы инъекции с ударом в горизонтальной плоскости.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модель электронного накопителя электронов с отрицательным коэффициентом уплотнения орбиты для генерации комптоновских гамма-квантов в широком диапазоне энергий с узким энергетическим спектром. Рассмотрены возможные параметры источника излучения на основе предложенной модели накопителя, сделаны оценки возможного потока гамма-квантов с учетом коллимации, а также эмиттанса и энергетического разброса пучка электронов. Был проведен расчет динамики пучка в накопителе. Умеренная коррекция линейного хроматизма позволила достичь приемлемого

энергетического акцептанса, при этом не сильно ограничивая поперечную динамическую апертуру. Помимо использования подобного накопителя для генерации фотонов, создание кольца с отрицательным коэффициентом расширения орбит весьма интересно с точки зрения исследования коллективных эффектов интенсивных пучков.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 “Ядерная и радиационная физика”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Weller H.R., Ahmed M.W., Gao H., Tornow W., Wu Y.K., Gai M., Miskimen R.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. V. 62. P. 257. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2008.07.001>
2. *Amano S., Horikawa K., Ishihara K., Miyamoto S., Hayakawa T., Shizuma T., Mochizuki T.* // Nucl. Instr. Meth. 2009. V 602. P. 337. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.01.010>
3. *Mikhailov S.F., Popov V., Swift G., Wallace P.W., Wu Y.K., Yan J., Ahmed M.W., Sikora M., Ehlers H., Jensen L.O., Kochannek L.* // Proceedings of IPAC'21, Campinas, SP, Brazil. 2021. V. TUPAB067. P. 1522. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-TUPAB067>
4. *Howell C.R., Ahmed M.W., Afanasev A. et al.* International Workshop on Next Generation Gamma-Ray Source. 2020. 10.48550/arXiv.2012.10843
5. *Wu Y.K.* // Proceedings of IPAC2021. Campinas, SP, Brazil. 2021. V. TUPAB107. P. 1636. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-TUPAB107>
6. *Wu Y.K.* // Proceedings of IPAC2013. Shanghai, China. 2013. V. MOPEA077. P. 264. <https://scholars.duke.edu/publication/1003336>
7. *Владимирский В.В., Тарасов Е.К.* Некоторые вопросы теории циклических ускорителей. Москва: Изд. АН СССР, 1955.
8. *Senichev Y.V., Chechenin A.N.* // JETP. 2007. V 105. P. 988. <http://doi.org/10.1134/S1063776107110118>
9. *Schreiber P., Brosi M., Härer B., Mochihashi A., Müller A.-S., Papash A.I., Ruprecht R., Schuh M.* // Proceedings of IPAC'22, Bangkok, Thailand. 2022. P. 2570. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-THROPT006>
10. *Villa F., Luccio A., Zolotorev M.* // Microsyst. Technol. 1996. V. 2. P. 79. <https://doi.org/10.1007/BF02739535>
11. *Telnov V.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2000. V. 455. № 1. P. 80. <https://doi.org/10.1016/S0168-9002%2800%2900696-3>
12. *Borland M.* // Argonne National Lab. IL (US). 2000. №. LS-287. <http://doi.org/10.2172/761286>
13. *Belgroune M., Brunelle P., Nadji A., Nadolski L.* // Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference. Portland, OR, USA. 2003. V. 2. P. 896. <https://doi.org/10.1109/PAC.2003.1289525>
14. *Andrianov A., Arsentyeva M., Barnyakov A., Chekmenev D., Levichev A., Meshkov O., Nikiforov D., Pavlov O., Pivovarov I., Samoylov S., Volkov V* // JNST. 2022. V. 17. №. 2. P. T02009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/02/T02009>

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

**Рис. 1.** Оптические функции одной периодической ячейки накопителя.

**Рис. 2.** Модель накопителя с магнитными элементами. Числами показаны места взаимодействия лазера и пучка электронов, серым треугольником показано место инъекции пучка в накопитель.

**Рис. 3.** **а** – Схема инъекции пучка с предударом накопленного пучка по горизонтали.  
**б** – Поперечная динамическая апертура при указанных в табл. 1 бетатронных частотах и скорректированном хроматизме.

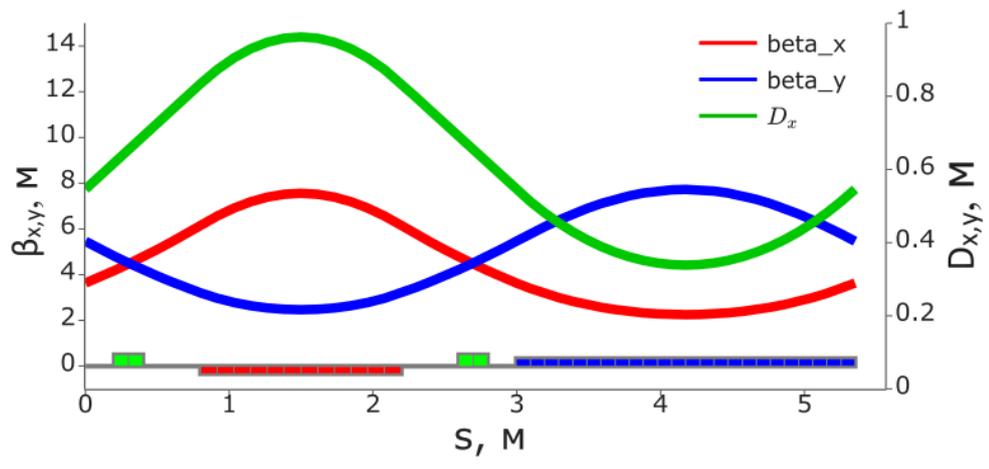
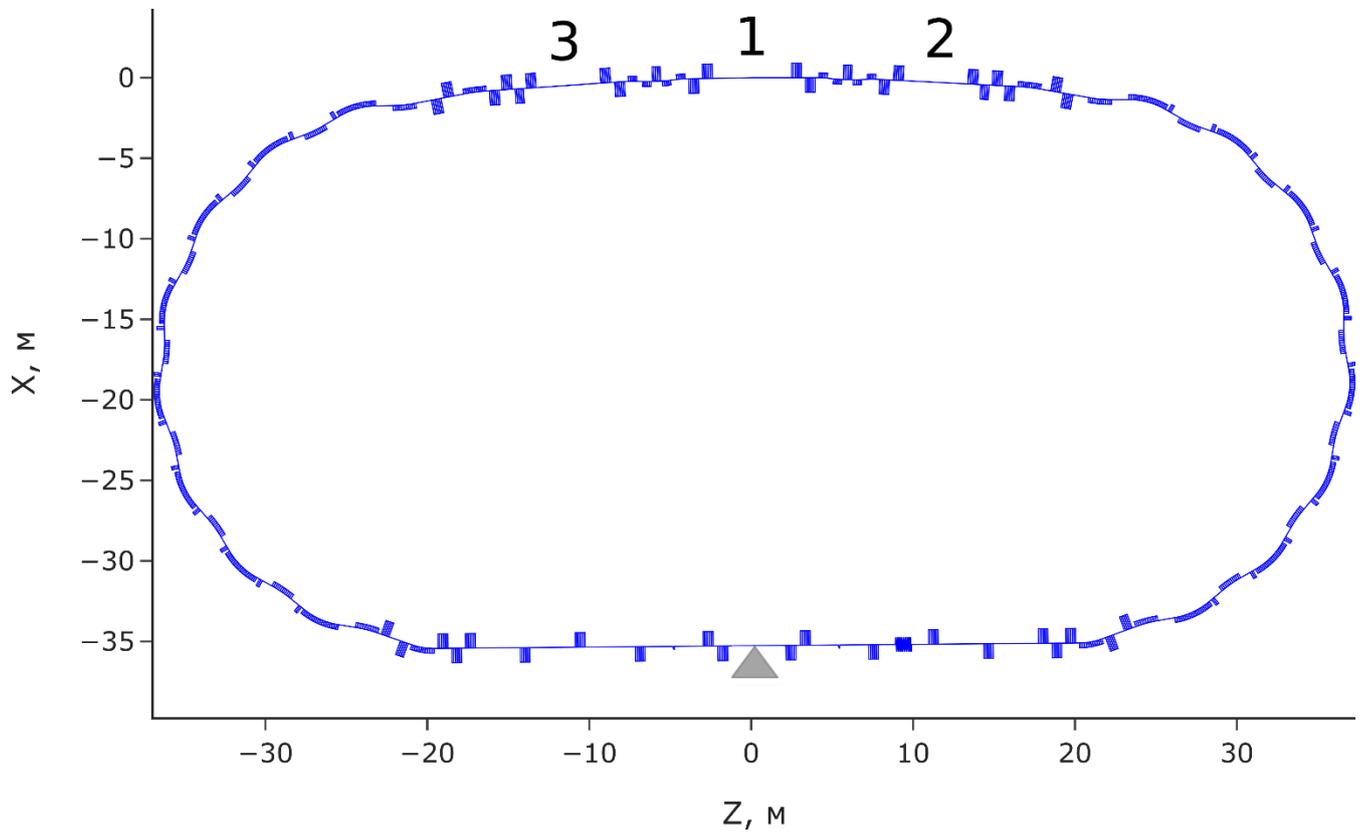
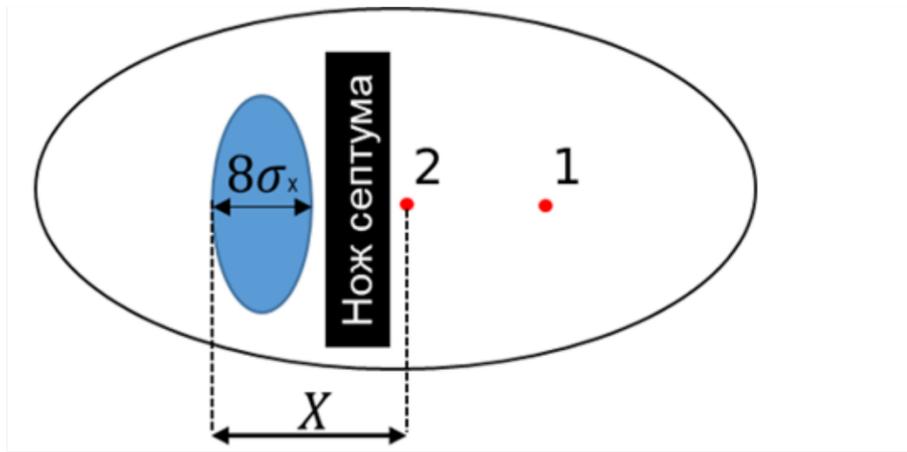


Рис.1.



**Рис.2.**

(a)



(б)

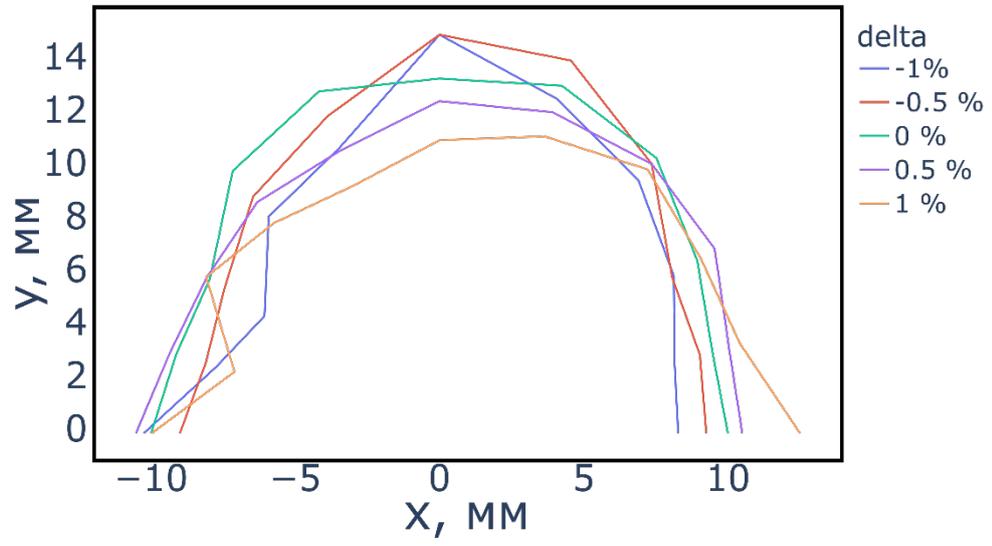


Рис. 3.

**Для связи с авторами:**

**Никифоров Данила**

**Тел.: 8-965-827-31-61 (моб.)**

**E-mail: [D.A.Nikiforov@inp.nsk.su](mailto:D.A.Nikiforov@inp.nsk.su)**

**Винокуров Николай**

**E-mail: [N.A.Vinokurov@inp.nsk.su](mailto:N.A.Vinokurov@inp.nsk.su)**

**Тел.: (383)294003**

**Тел.: 8-913-740-85-60 (моб.)**

**E-mail: [nikolay.vinokurov@gmail.com](mailto:nikolay.vinokurov@gmail.com)**