

Диагностика электронного пучка ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне

© Ю.В. Хомяков,^{1,2} О.И. Мешков,² В.П. Назьмов,^{2,5} Я.В. Ракшун,^{2,3} В.А. Чернов,² Н.И. Чхало⁴

¹ Центр коллективного пользования „Сибирский кольцевой источник фотонов“, 630559 Кольцово, Новосибирская обл., Россия

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

³ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁴ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

⁵ Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
e-mail: yu.v.khomyakov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 5 июня 2025 г.

В окончательной редакции 5 июня 2025 г.

Принято к публикации 5 июня 2025 г.

Кратко описаны некоторые методы измерения сверхнизкого эмиттанса электронного пучка в жестком рентгеновском диапазоне. Показано, что комбинирование методов диагностики позволит исключить влияние ошибок, вносимых отдельными рентгенооптическими элементами. Проведено моделирование пучков излучения в соответствии с предложенными схемами измерения эмиттанса. Для наиболее консервативной схемы, камеры-обскуры, оценка достижимого разрешения составила $3.7\ \mu\text{m}$. Предложена оптическая схема специализированной диагностической станции для ЦКП „СКИФ“.

Ключевые слова: синхротронное излучение, жесткий рентген, электронный эмиттанс, пинхол, спекл-картина, билинза Бийе, опыт Юнга, интерферометр Юнга, интерферометр Бийе, камера-обскура, зеркало Киркпатрика–Баеза.

DOI: 10.61011/JTF.2025.10.61351.140-25

Введение

Ключевым параметром источников синхротронного излучения (СИ) является электронный эмиттанс ε_e , т.е. фазовый объем электронного пучка в пространстве координата–угол, поскольку именно он определяет яркость генерируемого излучения. Благодаря развитию ускорительной техники, в частности, переходу к магнитным ячейкам типа Multi-Bend Achromat, на новых источниках СИ четвертого поколения, таких как строящийся ЦКП „СКИФ“ [1], расчетная величина горизонтального электронного эмиттанса $\varepsilon_{e,x}$ уменьшается до значений порядка $100\ \text{pm}\cdot\text{rad}$. Источники СИ четвертого поколения являются дифракционно-ограниченными вплоть до мягкого рентгеновского диапазона ($E_{ph}^* \sim 1\ \text{keV}$), тогда как источники третьего и второго поколений — до ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов соответственно [2]. Дифракционная ограниченность источника проявляется в том, что экспериментальные станции, на которых используется СИ с энергией фотонов $E_{ph} < E_{ph}^*$ практически не выигрывают в яркости от дальнейшего уменьшения эмиттанса электронного пучка.

Диагностика электронного эмиттанса сводится к измерению поперечных размеров электронного пучка ($\sigma_e \sim 10\ \mu\text{m}$), для чего на современных машинах все

чаще прибегают к использованию СИ в жестком рентгеновском диапазоне. При этом наиболее распространенный подход предполагает построение изображения источника с помощью камеры-обскуры [3,4] или более сложных изображающих рентгенооптических систем [5–8]. В таком случае достижимое разрешение ограничивается шириной диаграммы направленности СИ, определяющей максимальную эффективную числовую апертуру изображающей оптики. Альтернативой служат интерферометрические измерения, в которых для восстановления размеров пучка электронов исследуют когерентные свойства СИ. В качестве рентгеновского интерферометра в простейшем случае используют пару щелей [9] или пару пинголов [10], в более сложном — пару дифракционных решеток [11]. В последнее время активно развивается гетеродинная интерферометрия, основанная на анализе спекл-картин в ближнем поле [12,13]. Достижимое разрешение интерферометрических методов принципиально ограничено лишь выбранной длиной волны. Отдельного рассмотрения заслуживают методы π -поляризации и дифрактометрии с препятствием, работающие в ультрафиолетовом диапазоне, и при этом позволяющие диагностировать электронные пучки микронных размеров [14]. Тем не менее для интерпретации измерений эти методы требуют точного численного

моделирования процесса излучения и дифракционных эффектов, а потому не являются прямыми.

В диагностике электронного пучка прямыми методами с использованием СИ наблюдается последовательный переход к более коротковолновому излучению: от видимого света на втором поколении источников к ультрафиолету и рентгеновским лучам на третьем и четвертом. Этот переход вызван ужесточением требований к разрешающей способности методов измерений и сдвигом края диапазона дифракционной ограниченности источника E_{ph}^* в сторону более высоких энергий фотонов. Иначе говоря, прямые прецизионные измерения электронного эмиттанта новых источников СИ невозможны без систем диагностики в рентгеновском диапазоне.

В настоящей работе кратко описаны некоторые вариации вышеуказанных методов измерения сверхнизкого электронного эмиттанта, а также предложена оптическая схема специализированной диагностической станции жесткого рентгеновского диапазона для ЦКП „СКИФ“. Предложено комбинировать методы диагностики для перекрестной проверки результатов измерений и исключения влияния отдельных рентгенооптических элементов.

1. Методы измерения эмиттанта

Поперечные размеры электронного пучка в точке излучения связаны с горизонтальным и вертикальным эмиттантами $\varepsilon_{e,x|y}$, относительным энергетическим разбросом σ_E/E , а также дисперсионной и бетатронными функциями η_x и $\beta_{x|y}$ (обычно $\eta_y = 0$) [15]:

$$\begin{aligned}\sigma_{e,x} &= \sqrt{\varepsilon_{e,x}\beta_x + \left(\eta_x \frac{\sigma_E}{E}\right)^2}, \\ \sigma_{e,y} &= \sqrt{\varepsilon_{e,y}\beta_y}.\end{aligned}\quad (1)$$

При известных σ_E/E , η_x и $\beta_{x|y}$ задача измерения эмиттанта сводится к измерению поперечных размеров пучка.

Для источников СИ четвертого поколения характерные величины эмиттанта составляют $\varepsilon_{e,x} \sim 100 \text{ pm}\cdot\text{rad}$ и $\varepsilon_{e,y} \sim 10 \text{ pm}\cdot\text{rad}$ [16,17]. При этом пучок имеет характерные размеры $\sigma_{e,x} \sim \sigma_{e,y} \sim 10 \mu\text{m}$ и расходимости $\sigma'_{e,x} \sim 10\sigma'_{e,y} \sim 10 \mu\text{rad}$, т.е.

$$\begin{aligned}\varepsilon_{e,x} &= \sigma_{e,x} \cdot \sigma'_{e,x} \sim 10 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{rad} = 100 \text{ pm}\cdot\text{rad}, \\ \varepsilon_{e,y} &= \sigma_{e,y} \cdot \sigma'_{e,y} \sim 10 \mu\text{m} \cdot 1 \mu\text{rad} = 10 \text{ pm}\cdot\text{rad}.\end{aligned}\quad (2)$$

Ограничения точности измерений $\sigma_{e,x|y}$ связаны с кривизной орбиты в точке излучения, угловой апертурой регистрации СИ и волновыми свойствами света [18].

Испускаемое одним электроном излучение обладает собственным ненулевым эмиттансом ε_r , который можно оценить из соотношения неопределенности [2]:

$$\varepsilon_r = \sigma_r \cdot \sigma'_r \sim \frac{\lambda}{4\pi} = \frac{98.7}{E_{ph}[\text{keV}]} \text{ pm}\cdot\text{rad}, \quad (3)$$

где σ_r — эффективный размер источника, образуемого одним электроном при нулевом электронном эмиттансе, σ'_r — расходимость излучения одного электрона, λ — длина волны СИ. Источник называют дифракционно-ограниченным для излучения с энергией квантов ниже граничного значения $E_{ph} < E_{ph}^*$, т.е. когда $\varepsilon_{e,x} < \varepsilon_r$. Энергия E_{ph}^* и соответствующая ей длина волны λ^* ЦКП „СКИФ“ составляют

$$\begin{aligned}\lambda^* &= 4\pi\varepsilon_{e,x} \sim 1 \text{ nm}, \\ E_{ph}^* &= \frac{\hbar c}{\lambda^*} \sim 1 \text{ keV}.\end{aligned}\quad (4)$$

СИ характеризуется диаграммой направленности $\sigma'_r \sim 1/\gamma \ll 1$ (для машин с энергией электронов 3 GeV лоренц-фактор $\gamma \approx 6000$). В связи с неопределенностью поперечной координаты точки испускания фотона электроном (т.е. из-за конечного значения σ_r) принципиально невозможны прямые измерения поперечных размеров электронного пучка с использованием СИ на энергиях $E_{ph} \ll E_{ph}^*$ любыми методами, включая интерферометрические. Оценивая величину эффекта для граничной энергии E_{ph}^* , согласно (3) имеем:

$$\begin{aligned}\sigma_r &\sim \frac{\lambda}{4\pi\sigma'_r} \Big|_{\lambda=\lambda^*} \sim \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{-1} \varepsilon_{e,x} \\ &\sim 6000 \text{ rad}^{-1} \cdot 100 \text{ pm}\cdot\text{rad} = 0.6 \mu\text{m} \sim \frac{\sigma_{e,x|y}}{10}.\end{aligned}\quad (5)$$

Еще более строгое ограничение возникает при измерении размеров электронного пучка путем построения изображения источника, поскольку максимальная эффективная числовая апертура NA изображающей оптики ограничена расходимостью СИ: $NA \sim \sigma'_r \sim 1/\gamma$. При этом разрешающая способность такой системы σ в идеальном случае соответствует пределу Аббе:

$$\sigma = \frac{\lambda}{2NA} \Big|_{\lambda=\lambda^*} = 2\pi\varepsilon_{e,x}\gamma \sim 4 \mu\text{m} \sim \sigma_{e,x|y}.\quad (6)$$

Отметим, что малость угла захвата СИ нивелирует уширение эффективного размера источника, связанное с кривизной орбиты электронного пучка.

Преодолеть ограничения (5) и (6) точности измерения эмиттанта электронного пучка на машинах четвертого поколения возможно путем уменьшения длины волны, т.е. перехода в область жесткого рентгеновского диапазона к $E_{ph} \gg E_{ph}^*$.

В любых экспериментах по определению электронного эмиттанта с использованием СИ измеряемой величиной является эффективный размер источника $\sigma_{source,x|y}$. Полагая, что в жестком рентгеновском диапазоне разные электроны в сгустке излучают некогерентно (т.е. результирующая интенсивность излучения в дальнем поле есть сумма интенсивностей излучения отдельных электронов), источник можно представить в виде свертки профиля электронного пучка и профиля эффективно-го одноэлектронного источника. Аналогично, в таком

приближении наблюдаемая величина расходимости излучения $\sigma'_{source,x|y}$ — результат свертки расходимостей электронного пучка и излучения одного электрона. Если считать электронный пучок и пучок фотонов, испущенных одним электроном, гауссовыми, то можно записать

$$\sigma_{source,x|y}^2 = \sigma_{e,x|y}^2 + \sigma_r^2, \\ (\sigma'_{source,x|y})^2 = (\sigma'_{e,x|y})^2 + (\sigma'_r)^2. \quad (7)$$

Из (5) следует, что вклад σ_r остается существенным вплоть до E_{ph}^* , а потому его следует учитывать в измерениях в умеренно жестком рентгеновском диапазоне. Величины $\sigma_{e,x|y}$ и $\sigma'_{e,x|y}$ могут быть оценены путем деконволюции измеренного профиля источника с применением априорного знания о параметрах Твисса накопителя. Более строгий подход к постобработке результатов измерений включает учет эффектов частичной когерентности, который может быть выполнен путем численного моделирования стохастического процесса излучения сгустков электронов, например с помощью кода Serval [19].

Далее в текущем разделе речь пойдет о самих измерениях $\sigma_{source,x|y}$, представляющих наибольшую трудность при определении электронного эмиттанта. Можно выделить два основных семейства методов жесткого диапазона: построение изображений источника и интерферометрия.

Построение изображений источника на диагностических станциях обычно реализуется с помощью камеры-обскуры. Для таких измерений часто используют прямоугольный пинхол со стороной $A \sim 10 \mu\text{m}$, формируемый парой скрещенных щелей из сильно поглощающего материала. Следует выбирать размер пинхола так, чтобы он был больше поперечных длин когерентности СИ, но меньше размера источника [20], что не всегда представляется возможным. Пинхол располагают максимально близко к точке излучения на расстоянии $p \sim 10 \text{ m}$ и регистрируют M -кратно увеличенное изображение источника с помощью двухкоординатного детектора, удаленного от пинхола на $q = Mp$. Применение пинхола обеспечивает бесконечную глубину резко изображаемого пространства, однако приводит к низкой светосиле системы. Разрешающую способность камеры-обскуры можно описать с помощью функции рассеяния точки (далее PSF — от англ. „Point Spread Function“). Зарегистрированное детектором изображение является сверткой увеличенного профиля источника с PSF-пинхола и PSF-детектора. PSF-квадратного пинхола со стороной A может быть факторизована, $\text{PSF}_{pinhole} = \text{PSF}_{pinhole,x} \text{PSF}_{pinhole,y}$, причем „одномерные“ PSF выражаются аналитически [20,21]:

$$\text{PSF}_{pinhole,x|y}(\Omega, t) = \int_{-1}^1 \frac{\sin[2(\xi\Omega + t\sqrt{\Omega})(1 - |\xi|)]}{\xi\Omega + t\sqrt{\Omega}} d\xi, \quad (8)$$

где ξ — нормированная на размер апертуры поперечная координата,

$$\Omega = \frac{2\pi(A/2)^2}{\lambda z}, \quad z = \frac{pq}{p+q}, \quad t = \frac{x|y}{\sqrt{\frac{\lambda}{2\pi z}} q}.$$

Ширина PSF-пинхола $\sigma_{pinhole}$ определяется безразмерным параметром Ω . В работах [20,21] для минимизации $\sigma_{pinhole}$ предложено выбирать $\Omega = 4.5$, что дает условие на оптимальный размер пинхола:

$$(A/2)^2 \approx \frac{4.5\lambda z}{2\pi}. \quad (9)$$

Разрешение пинхола в дальней зоне составляет

$$\sigma_{pinhole} \approx 0.64 \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi z}} q. \quad (10)$$

Полагая для оценки, что и источник, и PSF всех элементов изображающей системы гауссовы, можно выразить rms (среднеквадратический) размер зарегистрированного изображения σ_{image} как [22]:

$$\sigma_{image}^2 = M^2 \sigma_{source}^2 + \sigma_{PSF}^2 \\ = M^2 \sigma_{source}^2 + \sigma_{pinhole}^2 + \sigma_{detector}^2. \quad (11)$$

На практике в жестком рентгеновском диапазоне возможно достигнуть $\sigma_{pinhole}/M \sim 6 \mu\text{m}$ [3]. Для источников СИ четвертого поколения оказывается, что $\sigma_{source,x|y} \sim \sigma_{pinhole} \sim \sigma_{detector}$, поэтому восстановление истинных поперечных размеров электронного сгустка при построении изображения источника камерой-обскурой требует аккуратного моделирования PSF-пинхола, измерения PSF-детектора и последующей деконволюции зарегистрированного распределения интенсивности.

Вместо пинхола может использоваться рефракционная, отражательная или дифракционная изображающая оптика, дающая значительный выигрыш в светосиле и позволяющая сократить время выдержки на кадр, однако вместе с тем требующая наведения на резкость и, в ряде случаев, использование монохроматора.

Пусть изображение источника строится с помощью фокусирующей рентгеновской оптики с апертурой в форме квадрата со стороной A . Такая апертура соответствует, например, составной скрещенной планарной линзе [23,24] или паре зеркал Киркпатрика-Баеза (КБ) [25]. Для указанной оптики доступно $A \sim 1 \text{ mm}$, что на два порядка больше апертуры пинхола, в связи с чем можно пренебречь дифракционным размытием изображения. Тем не менее в измерениях поперечных размеров источника с использованием фокусирующей оптики следует учитывать геометрические и хроматические аберрации, ограничивающие итоговое разрешение изображающей системы, см. разд. 3.

Для интерферометрических исследований когерентных свойств СИ могут использоваться разнообразные

оптические схемы: двухщелевой интерферометр [9], билинза Бийе [26], зеркало Ллойда [27], интерферометр Тальбота [11] и др.

Рассмотрим типичную схему измерения размеров источника в опыте Юнга. После предварительной монохроматизации пучок СИ проходит через пару удаленных от точки излучения на расстояние p щелей ширины a , разнесенных между собой на d . На расстоянии $q \gg a, d$ от щелей располагают координатный детектор, регистрирующий интерферограмму $I(x)$:

$$I = 2I_0 \sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda q} x\right) \left[1 + \gamma_{coh} \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda q} x\right)\right], \quad (12)$$

где γ_{coh} — комплексная степень когерентности. В жестком рентгеновском диапазоне справедлива теорема Ван Циттерта-Цернике [28], согласно которой на удалении от некогерентного источника γ_{coh} может быть выражена как преобразование Фурье от распределения интенсивности источника. Для гауссова источника имеем

$$V = |\gamma_{coh}| = \exp\left[-2\left(\frac{\pi\sigma_{source}d}{\lambda p}\right)^2\right]. \quad (13)$$

Величина V — видность интерференционной картины:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (14)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ — максимальное и минимальное значение интенсивности на детекторе. Значение V определяется в результате подгонки измеренной интерферограммы (12). Размер источника выражается из (13):

$$\sigma_{source} = \frac{\lambda p}{\pi d} \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{1}{V}}. \quad (15)$$

Относительное разрешение двухщелевого интерферометра может быть выражено путем дифференцирования (15) [22]:

$$\frac{d\sigma_{source}}{\sigma_{source}} = \frac{dV}{12 \ln(1/V)}. \quad (16)$$

Оптимальная видность $V_0 = 0.368$ определяется из минимизации отношения $d\sigma_{source}/\sigma_{source}$ при фиксированной точности dV . Отсюда возникает связь между ожидаемым размером источника и комбинацией оптимальных значений λ_0 , p_0 и d_0 :

$$\sigma_{source} = \frac{0.255\lambda_0 p_0}{d_0}. \quad (17)$$

На практике для определения σ_{source} исследуют зависимость видности V от расстояния между щелями, перебирая набор парных щелей с разными d . Ширины щелей a выбираются достаточно малыми, чтобы соблюдалось условие приближения дифракции Фраунгофера. В работе [22] предложено выбирать $a = d/5$. При этом ширина огибающей функции $\sin^2$ интерферограммы (12) оказывается достаточно большой, чтобы уместить ~ 10

интерференционных пиков. Фактически при измерении размеров электронного пучка в двухщелевом эксперименте главным ограничением является ширина PSF-детектора. В видимом диапазоне для таких измерений достигнуто разрешение $1 \mu\text{m}$ [29]. Тем не менее метод реализуем и в жестком рентгеновском диапазоне [9].

Переход от двухщелевой схемы к билинзе Бийе [26] дает выигрыш в светосиле, пропорциональный отношению апертур линзы и щели. Билинза формирует пару взаимно когерентных вторичных источников, для которых справедливы приведенные ранее рассуждения о паре щелей. Регистрация интерферограммы позволяет восстановить размеры этих вторичных источников, которые, в свою очередь, связаны с размерами реального источника отношением плеч. При этом для сохранения информации об электронном пучке важно, чтобы фокус билинзы не был дифракционно-ограниченным.

С увеличением яркости источников СИ для измерений поперечных размеров электронного пучка становится доступным метод рентгеновской гетеродинной интерферометрии, требующий минимального набора оптики: монохроматора и спекл-генератора [12,13]. В качестве последнего может служить, например, абразивная бумага или, лучше, слабо поглощающая пористая ацетилцеллюлозная мембрана [12,30]. Спекл-генератор располагают после монохроматора на расстоянии $p \sim 10\text{--}100 \text{ m}$ от источника и $q \sim 1 \text{ m}$ от двухкоординатного детектора, регистрирующего спекл-картины. Распределение интенсивности на детекторе $I(x, y)$ и нормализованный полезный сигнал $I_n(x, y)$ выражаются как:

$$I(x, y) = |E_i|^2 + E_i^* E_s + E_s^* E_i + |E_s|^2 \simeq I_i + 2\text{Re}(E_i^* E_s),$$

$$I_n(x, y) = \frac{I - I_i}{I_i}, \quad (18)$$

где E_i и E_s — поля падающей и рассеянной волны соответственно, $|E_i|^2 = I_i$, $|E_s| \ll |E_i|$. В режиме дифракции Френеля спектральная плотность мощности (далее PSD — от англ. „Power Spectral Density“) сигнала I_n может быть факторизована следующим образом [12,31]:

$$I_n(\xi) = T_{near-field}(\xi) I_{membrane}(\xi), \quad (19)$$

где $T_{near-field}(\xi)$ — передаточная функция в ближнем поле, $I_{membrane}(\xi)$ — преобразование Фурье распределения электронной плотности спекл-генератора (мембраны). Важно, что диапазон пространственных частот $(\xi_{\min}, \xi_{\max})$ ограничен: $\xi_{\min}$ определяется стабильностью оптики, а $\xi_{\max}$ — шириной PSF-детектора. Передаточная функция $T_{near-field}(\xi)$ в указанном диапазоне $(\xi_{\min}, \xi_{\max})$ также факторизуется [12,31]:

$$T_{near-field}(\xi) = T_{Talbot}(\xi) T_{coherence}(\xi) \text{FR}_{detector}(\xi), \quad (20)$$

где $\text{FR}_{detector}$ — пространственная амплитудно-частотная характеристика детектора (определяется экспериментально). Множители T_{Talbot} и $T_{coherence}$ описывают эффект Тальбота и влияние частичной когерентности СИ

соответственно:

$$T_{Talbot}(\xi) = \sin^2\left(\frac{\xi^2 q}{2k}\right), \quad (21)$$

$$T_{coherence}(\xi) = \exp\left[-\left(\frac{x^2}{l_{coh,x}^2} + \frac{y^2}{l_{coh,y}^2}\right)\right], \quad (22)$$

где $l_{coh,x|y}$ — rms длины пространственной когерентности. Выражение (22) следует из теоремы ван Циттерта-Цернике в предположении гауссова профиля источника. Длины пространственной когерентности связаны с размером гауссова источника соотношением [2]:

$$l_{coh,x|y} = \frac{\lambda p}{3.545\sigma_{source,x|y}}. \quad (23)$$

Таким образом, спекл-картина в ближнем поле содержит в себе информацию о размере электронного пучка сразу по двум координатам. На практике разрешение метода определяется детектором.

2. Схема измерений эмиттанса в жестком рентгеновском диапазоне

Для измерений электронного эмиттанса на ЦКП „СКИФ“ будут использоваться станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ и „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“ (рис. 1). На обеих станциях в качестве источника излучения будут служить „сильные“ поворотные магниты с полем $B = 2.05$ Т и соответствующей критической энергией СИ $E_{ph,c} \approx 12$ кеВ. Во фронтэндах станций будет осуществляться спектральная фильтрация и первичная коллимация пучка СИ.

Станция „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ предназначена для непрерывного мониторингирования электронного пучка путем построения изображения источника в жестком рентгеновском диапазоне. На начальных этапах пуска наладки накопителя с этой целью будет использоваться квадратный пинхол, работающий на $E_{ph} \sim 60\text{--}100$ кеВ и расположенный на расстоянии 8 м от источника. Пинхол будет состоять из пары скрещенных регулируемых прецизионных щелей, выполненных из твердого сплава на основе вольфрама. Для подавления низкоэнергетической части спектра будет использоваться молибденовый фильтр. Изображение источника будет регистрироваться с помощью двухкоординатного рентгеновского детектора, состоящего из тонкого сцинтиллятора с высоким эффективным атомным номером (например, BGO или LYSO), плоского зеркала, оптического объектива с увеличением ~ 10 и ПЗС матрицы. Детектор будет расположен в 78 м от источника, т.е. в конце экспериментального зала.

После достижения проектного электронного эмиттанса планируется провести серию экспериментов по изучению динамики электронного пучка с высокими

пространственным и временным разрешением. С этой целью на станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ пинхол и молибденовый фильтр будут выведены из пучка СИ, а для построения изображения будет применяться расположенная в 27 м от источника светосильная ахроматическая система зеркал КБ, состоящая из двух эллиптических зеркал полного внешнего отражения (ПВО) и работающая в полосе $E_{ph} \sim 10\text{--}30$ кеВ. Для подавления низкоэнергетической части спектра будет использоваться алмазный фильтр. Следует отметить, что система зеркал КБ должна быть предварительно охарактеризована на метрологической станции.

Станция „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“, предназначенная для аттестации рентгеновской оптики ЦКП „СКИФ“ также может быть использована для решения задач прецизионного измерения электронного эмиттанса и исследования профиля пучка электронов в динамике на энергиях $E_{ph} \sim 10$ кеВ с применением двухзеркального многослойного или прорезного кристаллического монохроматоров. На метрологической станции будут доступны следующие режимы диагностики электронного пучка: камера на основе скрещенных полимерных составных преломляющих линз (СПЛ), интерферометр Юнга, интерферометр Бийе, гетеродинный интерферометр. В соответствующих режимах в пучок СИ после монохроматоров будут вводиться оптические элементы: скрещенные СПЛ и билинзы Бийе на расстоянии 27 м от источника, наборы парных щелей и спекл-генератор — перед аналогичным ранее описанному двухкоординатным детектором в конце экспериментального зала.

Итого, для измерений электронного эмиттанса ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне предлагаются следующие оптические схемы:

- 1) камера-обскура,
- 2) камера на зеркалах КБ ПВО,
- 3) камера на скрещенных полимерных линзах,
- 4) интерферометры Юнга — вертикальный и горизонтальный,
- 5) интерферометры Бийе — вертикальный и горизонтальный,
- 6) гетеродинный интерферометр.

Перекрестная проверка результатов измерений электронного эмиттанса, проведенных разными методами с использованием разной оптики, позволит исключить влияние отдельных рентгенооптических элементов.

3. Моделирование

Для приведенных далее оценок взяты следующие параметры накопительного кольца ЦКП „СКИФ“ [1]: энергия электронов $E = 3$ ГеВ, энергетический разброс $\sigma_E/E = 0.0011$, ток пучка 400 мА, эмиттансы $\varepsilon_{e,x} = 75$ пм·рад и $\varepsilon_{e,y} = 7.5$ пм·рад, бетатронные функции $\beta_x = 0.252$ м и $\beta_y = 7.77$ м, дисперсионная функ-

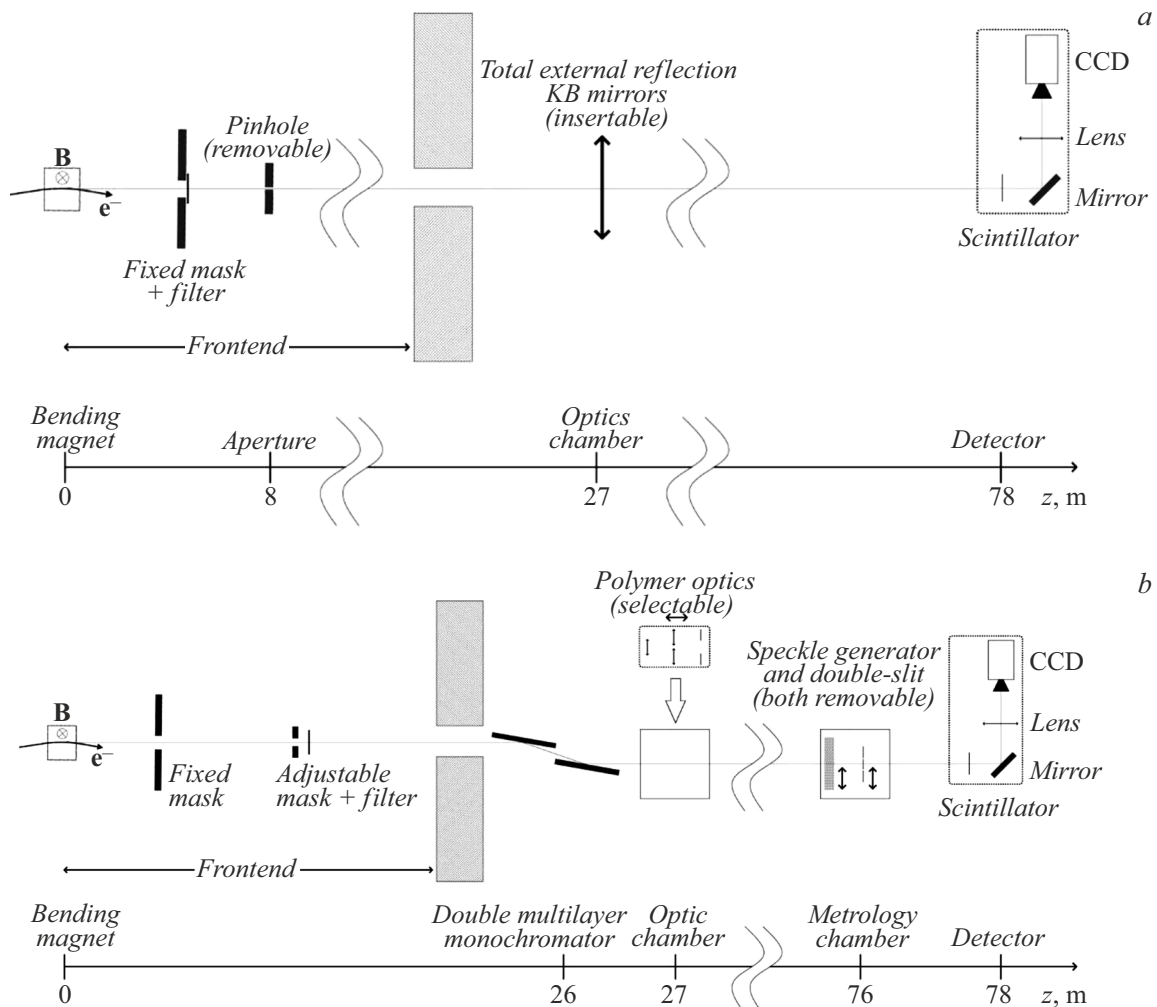


Рис. 1. Схема измерений электронного эмиттанта накопителя ЦКП „СКИФ“: *a* — на станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“, *b* — на станции „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“.

ция $\eta_x = 0.003$ м. Соответствующие поперечные размеры электронного пучка $\sigma_{e,x} = 5.46 \mu\text{m}$, $\sigma_{e,y} = 7.63 \mu\text{m}$. Спектр СИ, генерируемого пучком электронов в поворотном магните, рассчитан с помощью программы Spectra [32] и представлен на рис. 2.

В режиме камеры-обскуры применение фильтра из металлического Мо толщиной 1 мм и естественный спад интенсивности в области высоких энергий фотонов обеспечивают куполообразный спектр СИ с центром в $E_{ph} = 80 \text{ keV}$ и шириной на полувысоте 41 keV. При таких высоких энергиях фотонов отличием σ_e от σ_{source} можно пренебречь. Рассчитанные в соответствии с (8) PSF для разных размеров квадратного пинхола при $E_{ph} = 80 \text{ keV}$ приведены на рис. 3. Из соображений баланса между шириной пика и размером дифракционных „лепестков“ для дальнейшего моделирования выбрано $A = 14.8 \mu\text{m}$, что соответствует $\Omega \approx 3.1$.

Для выбранного пинхола PSF при энергии фотонов 60, 80 и 100 keV приведены на рис. 4, *a–c* соответственно. Средневзвешенная PSF по спектру после фильтра из Мо

(рис. 2) приведена на рис. 4, *d*. Видно, что усреднение по широкой спектральной полосе сглаживает дифракционные „лепестки“.

Изображение источника, формируемое пинхолом на детекторе, является результатом свертки идеального увеличенного в $M = q/p = (70 \text{ m})/(8 \text{ m}) = 8.75$ раз изображения источника и усредненной по спектру PSF, рис. 5. Разрешение пинхола составляет $\sigma_{pinhole}/M = 32.3/8.75 \approx 3.7 \mu\text{m}$. Такая высокая кратность увеличения ослабляет требования к узости PSF-детектора, делая возможным увеличение толщины сцинтиллятора, что важно для эффективности регистрации СИ в диапазоне $E_{ph} > 30 \text{ keV}$.

При использовании пары эллиптических цилиндрических зеркал КБ полного внешнего отражения в качестве светосильной ахроматической изображающей оптики дифракционное уширение оказывается пренебрежимо малым (по сравнению с пинхолом), однако PSF становится функцией координат поля зрения камеры. Увеличение системы составит $M \approx 1.89$ ($q/p \approx (51 \text{ m})/(27 \text{ m})$), раз-

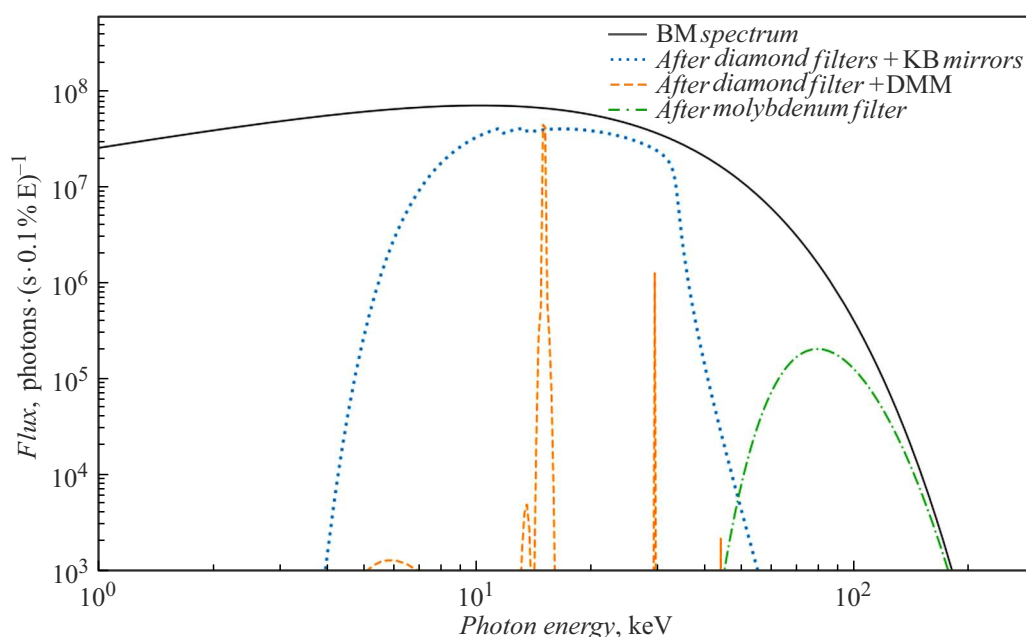


Рис. 2. Спектр СИ, испущенного в телесный угол $1 \mu\text{rad}^2$. Алмазный фильтр толщиной 0.8 mm применяется при построении изображения источника ахроматическими зеркалами КБ, а также при использовании линз и интерферометров с монохроматором. Молибденовый фильтр толщиной 1 mm применяется в камере-обсуре.

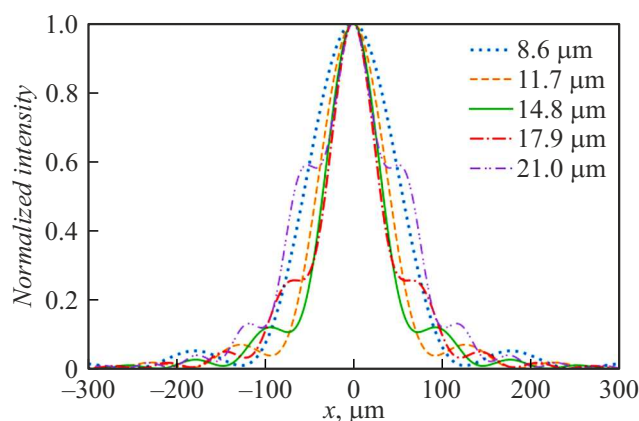


Рис. 3. PSF для разных размеров пинхола А.

нища положений центров зеркал в расчете принималась равной 205 mm). Спектр СИ в такой камере формируется кривой коэффициента пропускания алмазного фильтра толщиной 0.8 mm и кривой коэффициента отражения покрытия зеркал Pt при скользящем угле 2.5 mrad (рис. 2). Результирующая спектральная полоса $8\text{--}32 \text{ keV}$.

Построение изображения системой зеркал КБ моделировалось путем трассировки лучей с помощью Shadow 3 [33] в составе пакета OASYS [34]. Каустика пучка СИ вблизи фокуса зеркал КБ приведена на рис. 6. Видно, что такая изображающая система имеет большую глубину фокуса или, другими словами, слабую чувствительность к ошибке позиционирования детектора вдоль оптической оси.

Для учета размытия фокусного пятна вследствие низко- и среднечастотных ошибок поверхностей зеркал были сгенерированы профили ошибок с rms 1 nm (рис. 7).

Основной вклад в искажение изображения источника камерой с КБ вносит коматическая аберрация, ограничивающая поле зрения. Изображения, формируемые системой КБ, при разных величинах поперечного сдвига источника с учетом ошибок поверхностей зеркал приведены на рис. 8.

Свободным от комы оказывается поле зрения 1 mm , что в 100 раз больше линейных размеров источника. Кроме того, кома может быть частично скомпенсирована при последующей обработке изображения. Для прямого наблюдения источника с высоким временным разрешением в более широком поле зрения отдельного рассмотрения заслуживает камера на основе зеркал Вольтера.

В качестве альтернативной оптики для изображения источника могут служить составные преломляющие линзы. Изготовленные по LIGA-технологии полимерные линзы могут считаться рентгеноаморфными [35], причем ошибки формы поверхностей таких линз пренебрежимо малы [36,37]. По этой причине для моделирования выбраны цилиндрические параболические линзы из полимера SU-8 в скрещенной геометрии с радиусом кривизны при вершине 0.5 mm и апертурой $A = 1.4 \text{ mm}$, что заведомо больше поперечных длин когерентности пучка СИ при $p = 27 \text{ m}$ и $E_{ph} = 18.4 \text{ keV}$. Увеличение $M = q/p \approx 1.89$.

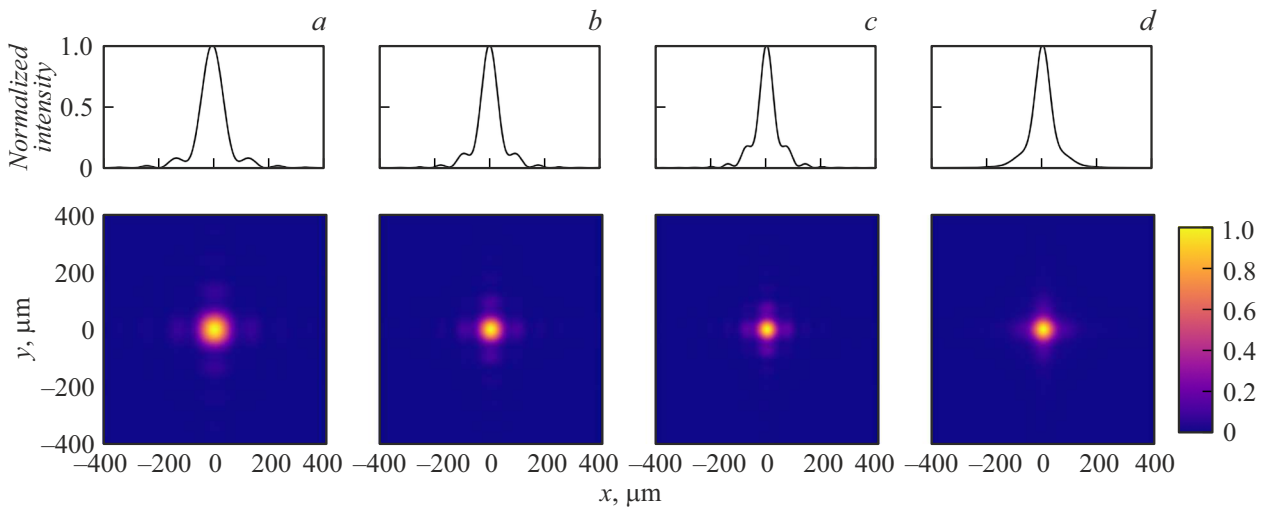


Рис. 4. PSF для пинхола с $A = 14.8 \mu\text{m}$: a — при $E_{ph} = 60 \text{ keV}$, b — при $E_{ph} = 80 \text{ keV}$, c — при $E_{ph} = 100 \text{ keV}$, d — усредненная по спектру СИ после молибденового фильтра. Цветовая шкала здесь и далее соответствует нормированной на единицу интенсивности.

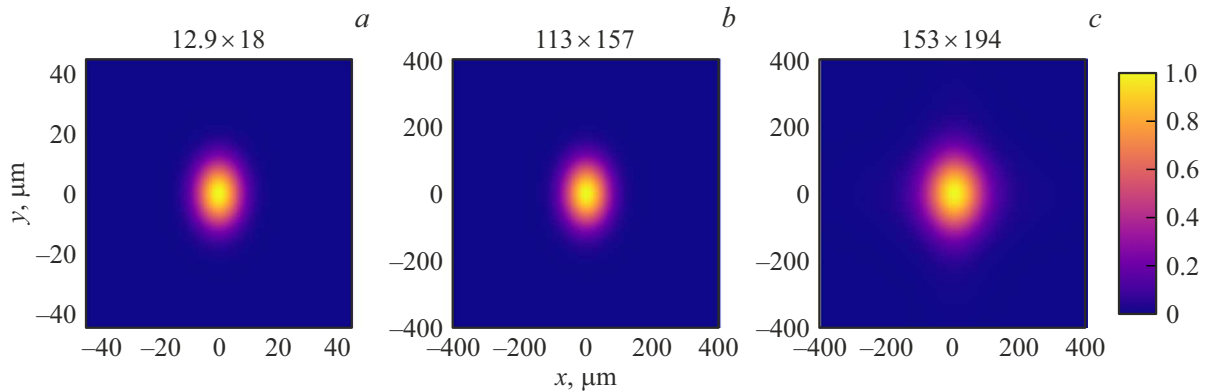


Рис. 5. Источник (a), его идеальное увеличенное изображение (b) и изображение, формируемое пинхолом (c). Указаны $2.355 \cdot \sigma$ размеры пятен в μm .

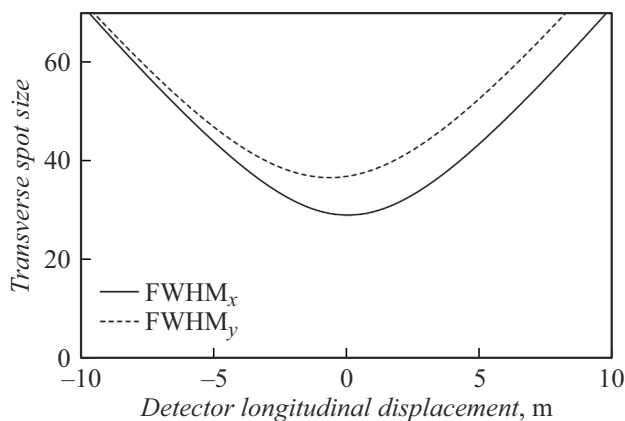


Рис. 6. FWHM размеры сечения пучка СИ вблизи фокуса системы зеркал КБ.

Рентгеновские преломляющие линзы обладают выраженным хроматизмом положения, а потому требуют

монохроматизации СИ. При построении изображения источника хроматические aberrации существенны даже в случае использования двухзеркального многослойного монохроматора с шириной полосы пропускания $\Delta E_{ph}/E_{ph} \sim 10^{-2}$, рис. 9, b . Тем не менее при применении прорезного кристаллического монохроматора с $\Delta E_{ph}/E_{ph} \sim 10^{-4}$ такие линзы способны строить изображение, свободное от aberrаций в большом поле зрения (рис. 9, c, d). В рамках задачи наблюдения за электронным пучком в накопителе ЦКП „СКИФ“ поле зрения линз можно считать неограниченным. С другой стороны, камера на основе прорезного монохроматора и преломляющих линз проигрывает камере на основе зеркал КБ в светосиле четыре порядка, что ограничивает возможность ее использования для измерений с высоким временным разрешением.

Стоит также отметить, что на основе преломляющих линз нетрудно реализовать составной микроскоп (с объективом и окуляром) для наблюдения за электронным

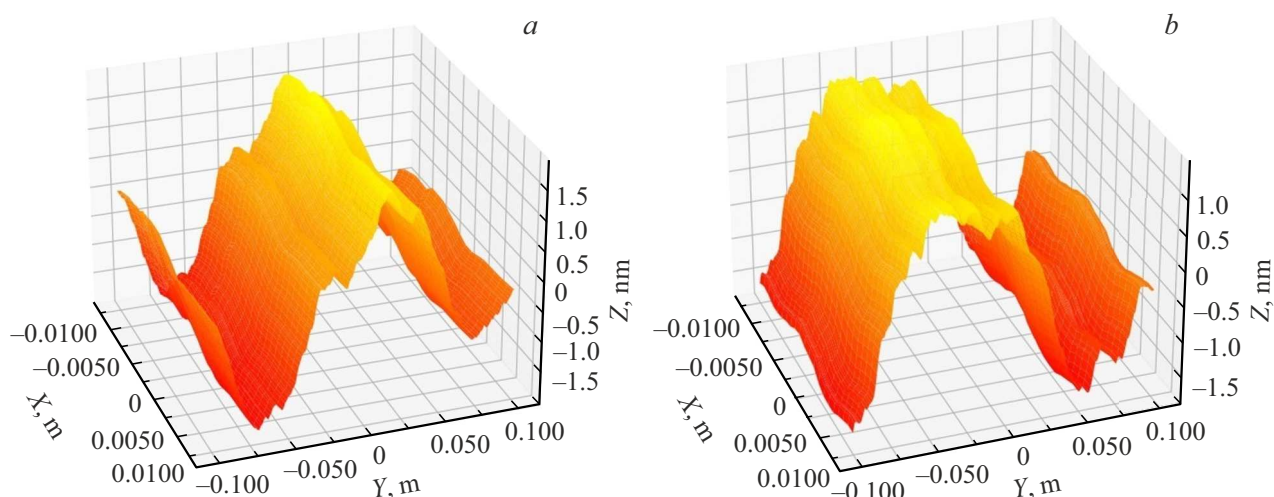


Рис. 7. Используемые в расчетах сгенерированные профили ошибок системы КБ: *a* — для горизонтально фокусирующего зеркала, *b* — для вертикально фокусирующего зеркала. Ось *X* направлена поперек пучка СИ, ось *Y* — вдоль.

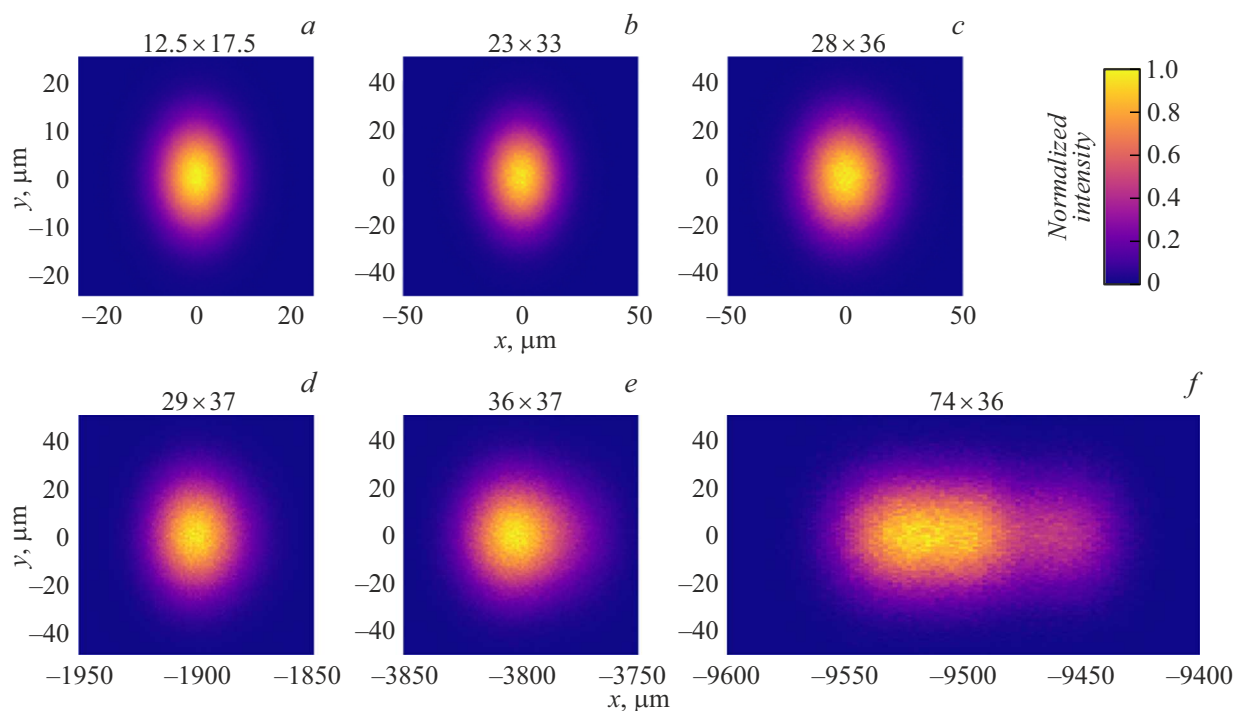


Рис. 8. Результаты трассировки лучей: *a* — источник; *b* — его увеличенное изображение, построенное идеальными зеркалами КБ; *c* — изображение, построенное зеркалами КБ с профилями ошибок; *d–f* — изображения, построенные зеркалами КБ с профилями ошибок при горизонтальном сдвиге источника на 1, 2 и 5 мм соответственно. Указаны FWHM размеры пятен в μm .

пучком с большей кратностью увеличения, что снижает требования к узости PSF-детектора.

В целях демонстрации применимости интерферометрии в жестком рентгеновском диапазоне для диагностики пучка ЦКП „СКИФ“ смоделирован опыт Юнга. Расчет выполнен путем сложения интенсивности излучения, испущенного „макроэлектронами“, распределенными по Гауссу в соответствии с ожидаемыми размерами и расходимостью электронного пучка

в сильнополюсном поворотном магните. Расчет проведен в XRT [39]. Рассмотрены случаи применения прорезного монохроматора Si(111) и двухзеркального многослойного монохроматора Mo/V₄C. Пример интерферограмм в плоскости детектора приведен на рис. 10. Расчет свидетельствует о достаточности двухзеркального монохроматора, т.е. о возможности проводить интерферометрические измерения на „розовом“ пучке.

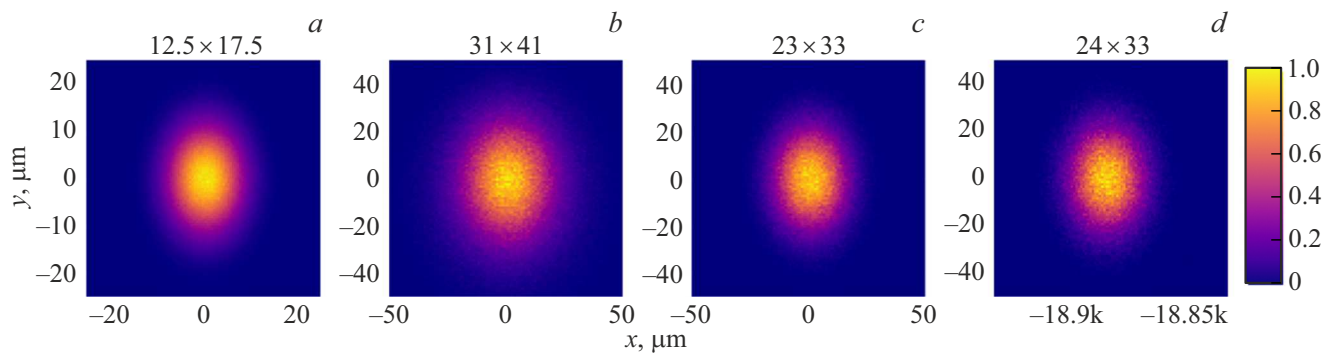


Рис. 9. Результаты трассировки лучей: *a* — источник; *b* — его увеличенное изображение, построенное линзами при использовании двухзеркального монохроматора с покрытием Mo/B₄C [38]; *c, d* — изображения, построенные линзами при использовании прорезного монохроматора Si(111) при горизонтальном сдвиге источника на 0 и 10 мм соответственно. Указаны FWHM размеры пятен в μm .

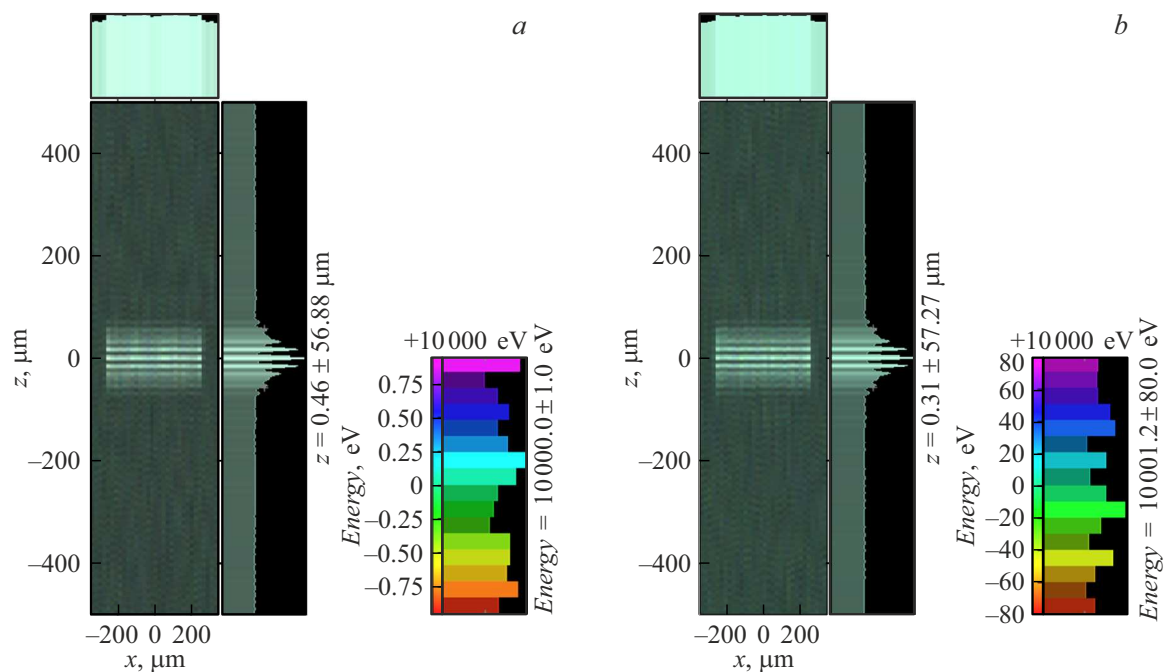


Рис. 10. Моделирование двухщелевого опыта Юнга в жестком рентгеновском диапазоне, $E_{ph} = 10 \text{ keV}$: *a* — для монохроматического излучения после прорезного монохроматора Si(111), *b* — для „розового“ излучения после двухзеркального многослойного монохроматора Mo/B₄C. Цветом обозначена энергия квантов излучения, яркостью — относительная интенсивность. Расстояние между центрами щелей $50 \mu\text{m}$, ширина щелей $10 \mu\text{m}$.

Заключение

Характеризация электронного пучка на источниках синхротронного излучения необходима как для работы системы обратной связи накопителя, так и в пользовательских задачах метрологии рентгеновской оптики и микроскопии. В работе предложена программа измерений электронного эмиттанта накопителя ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне. В частности, предложен концепт станции „Диагностика пучка в жестком диапазоне“, предназначенной для непрерывного мониторингирования электронного пучка посредством построения изображения источника камерой-обскуры или

светосильной изображающей зеркальной оптикой полного внешнего отражения в условиях полихроматического излучения. Кроме того, предложено дополнительно строить изображения источника с помощью составной преломляющей линзы, а также применять комплементарные интерферометрические методы в жестком рентгеновском диапазоне в условиях монохроматического излучения на станции „Метрология в жестком диапазоне“.

В самой консервативной схеме измерений, т.е. при использовании камеры-обскуры, ожидаемое разрешение составляет $3.7 \mu\text{m}$.

Финансирование работы

Работа была выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации для ЦКП „СКИФ“ ИК СО РАН (FWUR-2024-0042).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Baranov, A. Bogomyagkov, I. Morozov, S. Sinyatkin, E. Levichev. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **24**(12), 120704 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.120704
- [2] P. Willmott. *An introduction to synchrotron radiation: techniques and applications* (John Wiley & Sons, 2019), DOI: 10.1002/9781119280453
- [3] C. Thomas, G. Rehm, I. Martin, R. Bartolini. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **13**(2), 022805 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.022805
- [4] P. Elleaume, C. Fortgang, C. Penel, E. Tarazona. *J. Synchrotron Radiat.*, **2**(5), 209 (1995). DOI: 10.1107/S0909049595008685
- [5] H. Sakai, M. Fujisawa, K. Iida, I. Ito, H. Kudo, N. Nakamura, K. Shinoe, T. Tanaka. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **10**(4), 042801 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.10.042801
- [6] T. Weitkamp, O. Chubar, M. Drakopoulos, A. Souvorov, I. Snigireva, A. Snigirev, F. Günzler, C. Schroer, B. Lengeler. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **467**, 248 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00284-4
- [7] T.R. Renner, H.A. Padmore, R. Keller. *Rev. Sci. Instrum.*, **67**(9), 3368 (1996). DOI: 10.1063/1.1147369
- [8] D.C. Zhu, J.H. Yue, Y.F. Sui, D.H. Ji, J.S. Cao, K.R. Ye, S.Q. Tian, J. Chen, Y.B. Leng. *Nucl. Sci. Tech.*, **29**, 148.1 (2018). DOI: 10.1007/s41365-018-0477-y
- [9] V. Nazmov, M. Kluge, A. Last, F. Marschall, J. Mohr, H. Vogt, R. Simon. *Microsyst. Technol.*, **20**(10), 2031 (2014). DOI: 10.1007/s00542-013-2056-9
- [10] W. Leitenberger, H. Wendrock, L. Bischoff, T. Weitkamp. *J. Synchrotron Radiat.*, **11**(2), 190 (2005). DOI: 10.1107/S0909049503029169
- [11] L. Assoufid, X. Shi, S. Marathe, E. Benda, M.J. Wojcik, K. Lang, R. Xu, W. Liu, A.T. Macrander, J.Z. Tischler. *Rev. Sci. Instrum.*, **87**(5), 052004 (2016). DOI: 10.1063/1.4950775
- [12] Y. Kashyap, H. Wang, K. Sawhney. *Phys. Rev. A*, **92**(3), 033842 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.033842
- [13] M. Siano, B. Paroli, M.A.C. Potenza, L. Teruzzi. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **25**(5), 052801 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.052801
- [14] J. Breunlin, Å. Andersson, N. Milas, Á. Saá Hernández, V. Schlott. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **803**, 55 (2015). DOI: 10.1016/j.nima.2015.09.032
- [15] E.J. Jaeschke, S. Khan, J.R. Schneider, J.B. Hastings. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers* (Springer, 2020). DOI: 10.1007/978-3-030-23201-6
- [16] P.F. Tavares, S.C. Leemann, M. Sjöström, Å. Andersson. *J. Synchrotron Radiat.*, **21**(5), 862 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514011503
- [17] L. Liu, N. Milas, A.H. Mukai, X.R. Resende, F.H. de Sá. *J. Synchrotron Radiat.*, **21**(5), 904 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514011928
- [18] G. Kube. *Proc. DIPAC*, **35**, 6 (2007).
- [19] A. Trebushinin, G. Geloni, Y. Rakshun, S. Serkez. *Optica*, **9**(8), 842 (2022). DOI: 10.1364/OPTICA.460902
- [20] A. Trebushinin, G. Geloni, S. Serkez, R. Khubbutdinov, E. Saldin. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **27**(3), 032802 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.27.032802
- [21] G. Geloni, E. Saldin, E. Schneidmiller, M. Yurkov. *Statistical optics approach to the design of beamlines for synchrotron radiation* (2006), arXiv preprint physics/0603269
- [22] N. Samadi, X. Shi, L. Dallin, D. Chapman. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23**(2), 024801 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.024801
- [23] V.P. Nazmov, E.F. Reznikova, A. Somogyi, Ju. Mohr, V. Saile. *Proc. SPIE*, **5539**, 235 (2004). DOI: 10.1117/12.562615
- [24] V. Nazmov, E. Reznikova, A. Last, J. Mohr, V. Saile, M. DiMichiel, J. Göttert. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **582**(1), 120 (2007). DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.076
- [25] E. Pestov, A.K. Chernyshev, M.S. Mikhailenko, M.V. Zorina, E.I. Glushkov, E.V. Petrakov, I.V. Malyshev, N.I. Chkhalo, D.G. Reunov. *Appl. Opt.*, **64**(4), 837 (2025). DOI: 10.1364/AO.542363
- [26] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, V. Yunkin, S. Kuznetsov, M.B. Grigoriev, T. Roth, G. Vaughan, C. Detlefs. *Phys. Rev. Lett.*, **103**(6), 064801 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.064801
- [27] O.V. Chubar. *IEEE Proc. Part. Accel. Conf.*, **4**, 2447 (1995). DOI: 10.1109/PAC.1995.505579
- [28] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, 1999)
- [29] T. Naito, T. Mitsuhashi. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **9**(12), 122802 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.9.122802
- [30] K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.K.W. Siu. *Appl. Phys. Lett.*, **100**(12), 124102 (2012). DOI: 10.1063/1.3694918
- [31] R. Cerbino, L. Peverini, M.A.C. Potenza, A. Robert, P. Bösecke, M. Giglio. *Nat. Phys.*, **4**(3), 238 (2008). DOI: 10.1038/nphys837
- [32] T. Tanaka. *J. Synchrotron Radiat.*, **28**(4), 1267 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521004100
- [33] M.S.D. Rio, N. Canestrari, F. Jiang, F. Cerrina. *J. Synchrotron Radiat.*, **18**(5), 708 (2011). DOI: 10.1107/S0909049511026306
- [34] M.S.D. Rio, L. Rebuffi. *AIP Conf. Proc.*, **2054**(1), 060081 (2019). DOI: 10.1063/1.5084712
- [35] V. Nazmov, E. Reznikova, J. Mohr, V. Saile, L. Vincze, B. Vekemans, S. Bohic, A. Somogyi. *J. Micromech. Microeng.*, **21**(1), 015020 (2010). DOI: 10.1088/0960-1317/21/1/015020
- [36] V. Nazmov, E. Reznikova, J. Mohr, A. Snigirev, I. Snigireva, S. Achenbach, V. Saile. *Microsyst. Technol.*, **10**, 716 (2004). DOI: 10.1007/s00542-004-0433-0
- [37] M. Simon, E. Reznikova, V. Nazmov, A. Last. *Microsyst. Technol.*, **14**(9–11), 1727 (2008). DOI: 10.1007/s00542-008-0618-z
- [38] Е.И. Глушков, А.А. Ахсаханян, П.А. Вепрев, И.Г. Забродин, М.В. Зорина, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Е.В. Петраков, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Д.Г. Реунов, А.Б. Уласевич, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, Р.А. Шапошников, Я.В. Ракшун, Ю.В. Хомяков, В.А. Чернов. *ЖТФ*, **95**(10), (2025).
- [39] K. Klementiev, R. Chernikov. *Proc. SPIE*, **9209**, 60 (2014). DOI: 10.1117/12.2061400