

Вставное устройство для EUV-литографии на источнике синхротронного излучения четвертого поколения

© А.В. Мурзина,^{1,2} Я.В. Ракшун,^{1,3} Ю.В. Хомяков,¹ В.А. Чернов¹

¹ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

³ Сибирский государственный университет телекоммуникации и информатики,
630102 Новосибирск, Россия
e-mail: a.murzina@g.nsu.ru

Поступило в Редакцию 23 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 23 апреля 2024 г.

Принято к публикации 23 апреля 2024 г.

Рассмотрена оптимизация устройств генерации синхротронного излучения из кольцевого источника четвертого поколения для EUV-литографии. Определены оптимальные длины периодов и проведено сравнение вставных устройств типа APPLE-II и Delta в режимах круговой и линейной поляризации по спектральным, мощностным характеристикам, размерам источника и угловой расходимости. Получены средние значения мощности рабочей гармоники порядка 6 W для круговой поляризации и порядка 2.6 W — для линейной. Оценены когерентные свойства генерируемого излучения: рассчитаны доли когерентных фотонов и построены поперечные функции когерентности.

Ключевые слова: синхротронное излучение, EUV-литография, СКИФ, когерентность, линейная поляризация, круговая поляризация.

DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58549.129-24

Введение

Миниатюризация компонентов микроэлектроники позволяет создавать эффективные, низкопотребляющие, компактные устройства. Одним из развивающихся и наиболее перспективных направлений для микроэлектроники является экстремальная ультрафиолетовая литография (EUV-литография), которая позволяет создавать высокоточные и высокоплотные компоненты. Важным условием реализации EUV-технологии являются свойства источника излучения. Существуют различные источники: газоразрядные, лазерно-плазменные, лазерно-индуцированного разряда в жидкости и др. [1]. Развитие источников синхротронного излучения, а именно появление ультранизкоэмиттансных накопителей 4-го поколения, привело к тому, что они снова вполне могут составить серьезную конкуренцию более простым решениям.

К преимуществам источников 4-го поколения относятся: высокая плотность потока фотонов, способность генерировать спектрально узкие линии, а также малая угловая расходимость излучения. Кроме того, один из современных источников синхротронного излучения четвертого поколения создается в России (ЦКП „СКИФ“) и характеризуется эмиттансом $\sim 75 \text{ pm} \cdot \text{rad}$ [2], что делает его исключительно перспективным для задач EUV-литографии. С одной стороны, характеристики источника комплементарно дополняют возможности высокоточной рентгеновской оптики с большой числовой апертурой ($\text{NA} \sim 0.3$) [3]. Используя подобную оптику,

вполне можно добиться нанометрового пространственного разрешения. С другой стороны, уменьшение размера источника позволяет увеличить плотность мощности в фокусе и тем самым уменьшить время экспозиции. Кроме того, когерентный поток источника четвертого поколения примерно соответствует полному потоку источника третьего поколения в диапазоне энергий порядка 100 eV, что приводит к улучшению пространственного разрешения.

Для проектирования станции синхротронного излучения (СИ), которая бы отвечала задачам EUV-литографии, необходимо в первую очередь выбрать вставное устройство, генерирующее излучение, оптимизировать его параметры и определить итоговые характеристики излучения. В настоящей работе были рассмотрены ондуляторы типа APPLE-II и Delta в режимах линейной и круговой поляризации излучения, была проведена оптимизация их параметров, а также было выполнено сравнение их спектральных и мощностных характеристик и угловой расходимости излучения. Не менее важной частью настоящей работы является оценка когерентных свойств СИ, что открывает возможность для последующего проектирования рентгенооптического тракта экспериментальной (и технологической) станции.

1. Требования к вставному устройству

Источники синхротронного излучения четвертого поколения характеризуются высокой яркостью излучения,

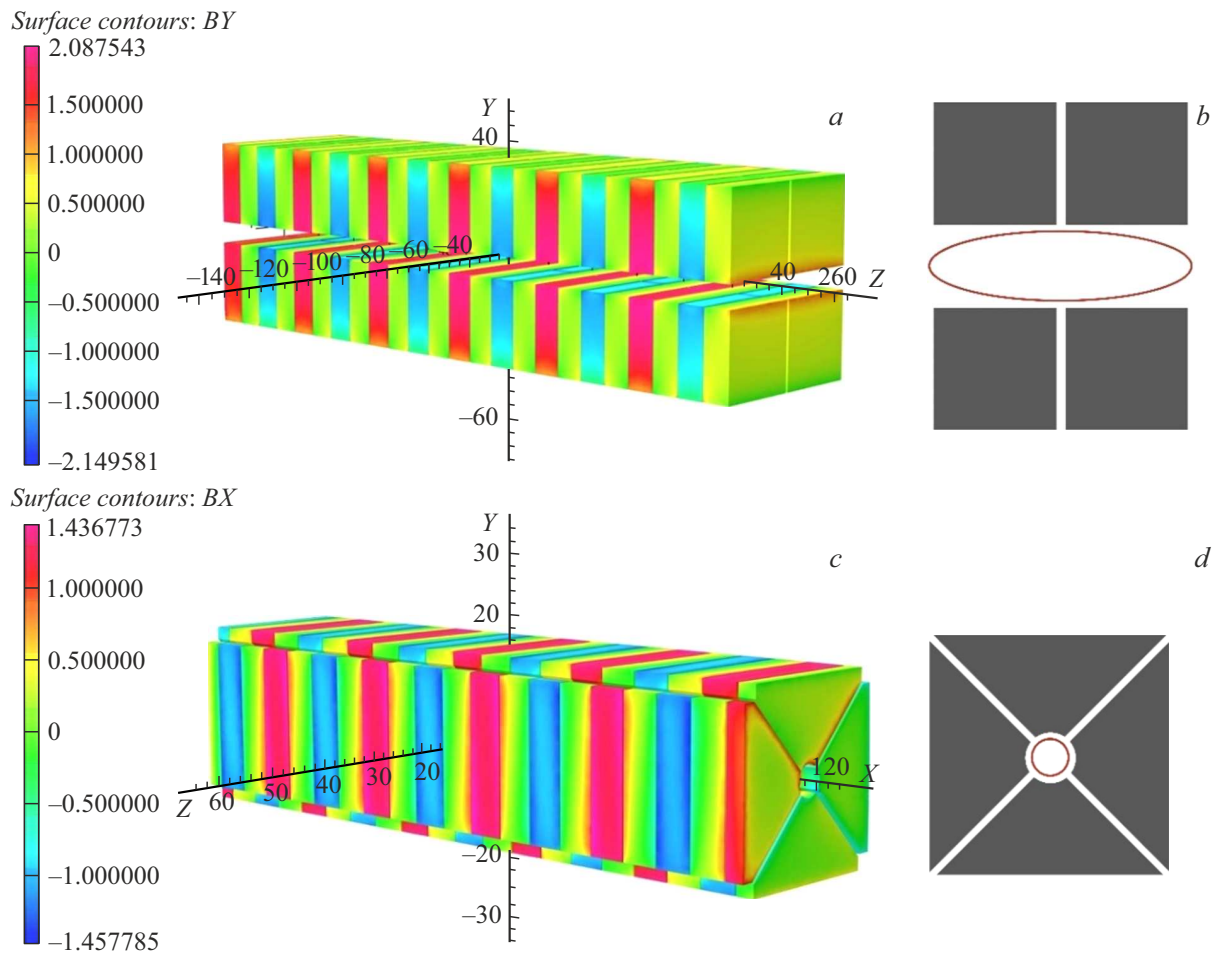


Рис. 1. Ондюляторы на постоянных магнитах: *a* — магнитная структура ондулятора типа APPLE-II; *b* — вид на торец ондулятора типа APPLE-II, где красным цветом отмечена вакуумная камера; *c* — магнитная структура ондулятора типа Delta; *d* — вид на торец ондулятора типа Delta, где красным цветом отмечена вакуумная камера.

что, в частности, приводит к высоким тепловым нагрузкам на оптику. При этом для достижения высоких параметров пространственного разрешения в EUV-литографии качество оптики имеет решающее значение. Существует решение, которое позволяет пространственно разделить гармоники излучения — генерация излучения с круговой поляризацией. В этом случае фундаментальная гармоника ондулятора распространяется вдоль его оси, а все остальные гармоники — в конусе вокруг этой оси, что принципиально позволяет снизить тепловую нагрузку на оптику. С другой стороны, в некоторых случаях было бы полезно получать на оси линейно поляризованные пучки излучения, что приводит к необходимости смены типа поляризации генерируемого излучения. Наиболее технологичным и широко применяемым вариантом вставного устройства, позволяющим менять поляризацию, является ондулятор типа APPLE-II, зарекомендовавший себя на источнике 4-го поколения MAX-IV [4]. Другим подходящим вариантом является вставное устройство типа Delta [5]. Следует отметить, что также желательно, чтобы спектральная ширина гармоники излучения вставного устройства со-

ответствовала спектральной ширине используемых зеркал для максимизации потока излучения в фокусе.

2. Оптимизация вставных устройств

В общем случае вставные устройства типа APPLE имеют четыре магнитных массива, которые могут попарно смещаться друг относительно друга, управляя поляризацией генерируемого излучения. Каждый массив состоит из одинаковых блоков-периодов, в которых расположены как правило четыре магнита с различной ориентацией намагниченности. Различные модели ондуляторов типа APPLE отличаются формой магнитных массивов и их взаимным расположением, а также направлением намагниченности в периодических блоках. Все эти факторы, в свою очередь, сказываются на ряде конструкторских параметров, например, на устройстве и форме вакуумной камеры, которая может быть как внутри, так и снаружи вставного устройства.

Ондулятор типа APPLE-II (рис. 1, *a*) представляет собой четыре параллельных друг другу массива магнитных блоков, расположенных попарно над и под вакуумной

Таблица 1. Характеристики вставного устройства типа APPLE-II, использовавшиеся для магнитостатического расчета

Ширина магнитных блоков, mm	Высота магнитных блоков, mm	Горизонтальный зазор между парой магнитных массивов, mm
30	30	0.1

камерой. Таким образом, вакуумная камера всегда находится внутри вставного устройства и принимает в сечении вытянутую (традиционную) форму (рис. 1, *b*).

Магнитная структура ондулятора типа Delta (рис. 1, *c*) может рассматриваться как сочетание двух одинаковых планарных ондуляторов, повернутых на 90° друг относительно друга вокруг оси пучка. С другой стороны, ее также можно рассматривать как своеобразную структуру типа APPLE-III. Специфическая форма массивов магнитов позволяет уменьшить величину вертикального зазора и соответственно увеличить амплитуду магнитного поля. Вакуумная камера внутри вставного устройства типа Delta имеет круглое сечение (рис. 1, *d*), однако, поскольку как величина магнитного поля, так и поляризация изменяются за счет продольного сдвига магнитных массивов [6], также существует возможность разместить вставное устройство внутри вакуумной камеры.

В качестве материала магнитов ондуляторов выбран NdFeB марки 40SH с остаточной намагниченностью $B_r = 1.26$ Т как один из наиболее технологичных, доступных и устойчивых к деградации в условиях ионизирующего излучения [7].

Для того чтобы оптимизировать эти устройства под задачи EUV-литографии, необходимо сформулировать требования на длину волны излучения фундаментальной гармоники, учитывая возможности оптики и стремясь при этом получить максимально возможный поток фотонов полезной энергии. Одной из реализаций оптики с высокой числовой апертурой для EUV-литографии является объектив Шварцшильда [3], основанный на многослойных зеркалах нормального падения. Важнейшим преимуществом таких зеркал является возможность захвата всей полезной гармоники излучения из ондулятора с dE/E порядка 1%. Одним из путей достижения высокого пространственного разрешения в EUV является понижение длины волны излучения. При этом, однако, следует понимать, что оптика станции должна эффективно отражать это излучение, поскольку в объективах всегда используется несколько зеркал. На данный момент технологии напыления многослойных покрытий позволяют изготавливать рентгеновские зеркала нормального падения на диапазон длин волн вплоть до 3 нм [8]. Однако в настоящей работе принимается за основной более консервативный вариант с длиной волны 11 нм (энергия фундаментальной гармоники 112.7 эВ), для которого и проведена оптимизация параметров вставных устройств.

С этой целью был выполнен магнитостатический расчет, который позволяет перейти от магнитной структуры и конструкторских особенностей ондуляторов к набору параметров, связанных с генерацией излучения. Параметры, использовавшиеся при моделировании, приведены в табл. 1. Для ондулятора типа APPLE-II расчет магнитного поля был проведен методом конечных элементов в программе OPERA 3D [9].

В APPLE-ондуляторах величина пикового магнитного поля связана с относительным расстоянием между нижней и верхней парами магнитных массивов (с вертикальным зазором) и определяется соотношением [10]:

$$B = a \exp[b(g/\lambda_u) + c(g/\lambda_u)^2], \quad (1)$$

где B — пиковое магнитное поле на оси ондулятора, g — величина вертикального зазора, λ_u — длина периода ондулятора, a, b, c — численные коэффициенты.

Для определения неизвестных коэффициентов зависимости необходимо провести аппроксимацию результатов численного моделирования пикового магнитного поля от параметра g/λ_u . Для этого был проведен расчет пикового магнитного поля с фиксированным периодом вдоль оси вставного устройства при разной величине вертикального зазора путем усреднения по модулю локальных экстремумов каждой компоненты поля.

Зависимость пикового поля от периода ондулятора с вычисленными коэффициентами a, b, c приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, большая величина поля на оси ондулятора достигается при увеличении периода магнитной структуры при фиксированном зазоре. Однако увеличение периода магнитного поля приводит к уменьшению количества полюсов, поскольку длина ондулятора ограничена длиной линейного промежутка накопителя. Уменьшение количества полюсов в конечном итоге приводит к уменьшению потока генерируемого излучения.

Таким образом, необходимо стремиться к уменьшению вертикального зазора с учетом конструктивных особенностей ондулятора и при фиксированном зазоре проводить оптимизацию периода устройства. Для ондуляторов типа APPLE-II существует конструктивное ограничение, связанное с наличием вакуумной камеры внутри устройства. После ряда обсуждений и консультаций в ИЯФ СО РАН для ЦКП „СКИФ“ было выбрано минимальное значение зазора 8 мм.

При оптимизации параметров вставного устройства удобно перейти к рассмотрению ондуляторного параметра, определяемого уравнением

$$K = e\lambda_u B(\lambda_u)/(2\pi m_e c), \quad (2)$$

где e — заряд электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света, $B(\lambda_u)$ — пиковое магнитное поле, связанное с периодом ондулятора соотношением (1).

С другой стороны, параметр K связан с периодом ондулятора условием на конструктивную интерференцию:

$$m\lambda_m = \lambda_u/(2\gamma^2)(1 + K^2/2), \quad (3)$$

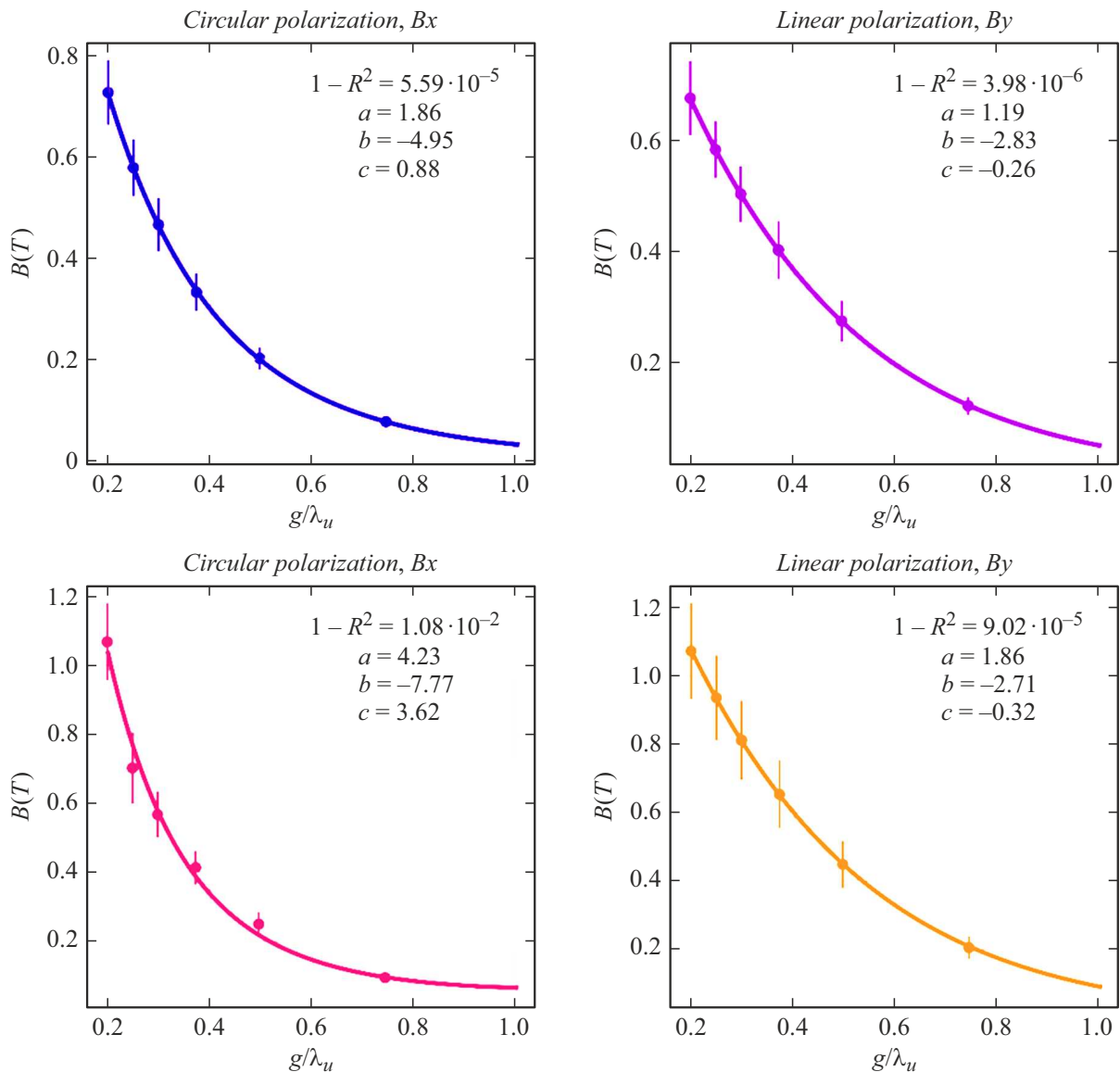


Рис. 2. Зависимости пикового магнитного поля от отношения вертикального зазора к периоду для ондулятора типа APPLE-II в случае круговой и линейной поляризации. Точки на графике соответствуют результатам численного моделирования. Качество аппроксимации характеризуется критерием R^2 , для удобства интерпретации приведено значение величины $1-R^2$.

где λ_m — длина волны излучения на m -й гармонике излучения, а γ — Лоренц-фактор.

Графический вид этих двух типов соотношений представлен на рис. 3. Пересечение кривых однозначно определяет оптимальное значение длины периода, которое составило для ондулятора типа APPLE-II 50 mm.

Коэффициенты соотношения (1) для ондулятора Delta с материалом магнитов N40SH были вычислены в оригинальной статье [5], посвященной описанию конструкции вставного устройства. После оптимизации, проведенной аналогичным образом, оптимальная длина периода для ондулятора типа Delta составила 40 mm. При этом рассматривался вариант внутривакуумного размещения магнитных полюсов, при котором минимальное значение зазора составляет 5 mm.

3. Характеристики генерируемого излучения

Спектральные характеристики генерируемого оптимизированными устройствами излучения были рассчитаны с использованием кода SPECTRA [11]. В качестве периода ондулятора было выбрано значение, вычисленное в предыдущем разделе, длина магнитной структуры была принята равной 5 m — максимально возможная длина для ондулятора в прямолинейном промежутке накопителя ЦКП „СКИФ“ (длина самого прямолинейного промежутка — 6 m). Параметры накопителя представлены в табл. 2.

Рассчитанные спектральные плотности потока фотонов на оси при фиксированной энергии фундаменталь-

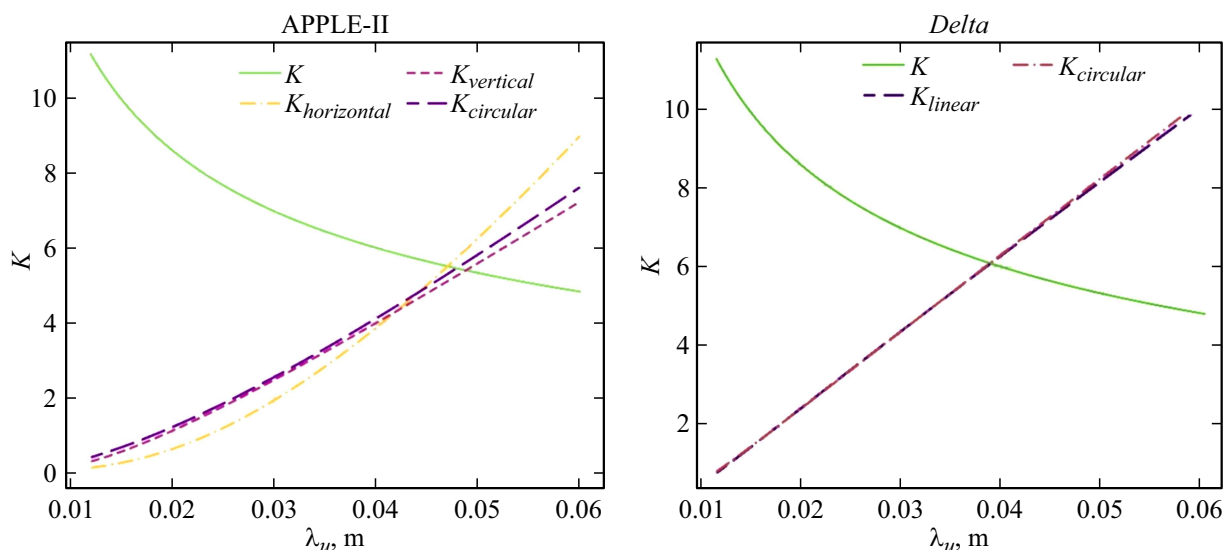


Рис. 3. Оптимизация длины периода ондуляторов типа APPLE-II (слева) и Delta (справа) при фиксированной длине волны фундаментальной гармоники 11 nm. Сплошная линия — зависимость, соответствующая уравнению (3); штриховые и штрихпунктирные линии — зависимости, соответствующие уравнению (2) в режимах круговой (circular), линейной (linear), в частности горизонтальной (horizontal) и вертикальной (vertical) поляризациям излучения.

Таблица 2. Параметры накопительного кольца ЦКП „СКИФ“ [12], использовавшиеся при моделировании излучения

Энергия электронов, GeV	Ток накопителя, mA	Периметр кольца, m	Натуральный эмиттанс, pm-rad	Горизонтальная бета-функция в центре прямолинейного промежутка, m	Вертикальная бета-функция в центре прямолинейного промежутка, m
3	400	476	75	15.6	2.37

ной гармоники $E_1 = 112.7 \text{ eV}$ и огибающие угловой спектральной плотности потока фотонов для ондуляторов типа APPLE-II и Delta представлены на рис. 4 и 5. Следует отметить, что фундаментальная гармоника излучения распространяется вдоль оси ондулятора как в режиме линейной, так и в режиме круговой поляризации, все остальные гармоники в режиме круговой поляризации имеют свои максимумы вне оси, и интенсивность их излучения на оси существенно ниже (рис. 4). При этом первая гармоника имеет наивысшую спектральную угловую плотность потока фотонов, а плотность потока фотонов в режиме круговой поляризации вдвое выше, чем в режиме линейной поляризации.

Угловая спектральная плотность потока фотонов ондулятора типа Delta выше, чем у ондулятора типа APPLE-II (рис. 5) во всем диапазоне перестройки энергии первой гармоники вследствие меньшего вертикального зазора. Однако видно, что ондуляторы обоих типов вполне пригодны для генерации излучения в широком диапазоне мягкого рентгеновского излучения (от 100 до 1500–2000 eV) и могут быть использованы для решения и других задач.

При детальном расчете характеристик излучения вставных устройств типа APPLE-II и Delta следует учесть, что уже для источников третьего поколения

возможно достижение дифракционного предела в вертикальном направлении, и игнорирование волновых свойств излучения может привести к ошибкам [13]. Тем более их следует учитывать при рассмотрении излучения из источников СИ четвертого поколения.

Однако в качестве нулевого приближения для получения оценочных характеристик возможно моделирование излучения без учета когерентных свойств. В основе этого подхода лежит модель, реализованная в программе SPECTRA. В данном подходе конечный эмиттанс и энергетический разброс излучения учитывается при помощи свертки гауссового распределения электронов в пучке с распределением интенсивности излучения одного электрона в пренебрежении интерференцией полей электронов [11].

Также в SPECTRA имплементирована возможность оценки доли когерентных фотонов. Горизонтальная и вертикальная доли когерентных фотонов для оптимизированных вставных устройств представлены в табл. 3.

На рис. 6 представлены характерные размеры и угловые расходимости пучка излучения на расстоянии 30 m от источника в некогерентном приближении для ондуляторов типа APPLE-II и Delta, рассчитанные с использованием SPECTRA. В представленных и дальнейших расчетах использовалось круглое окно (которое можно рассматривать как выходную апертуру

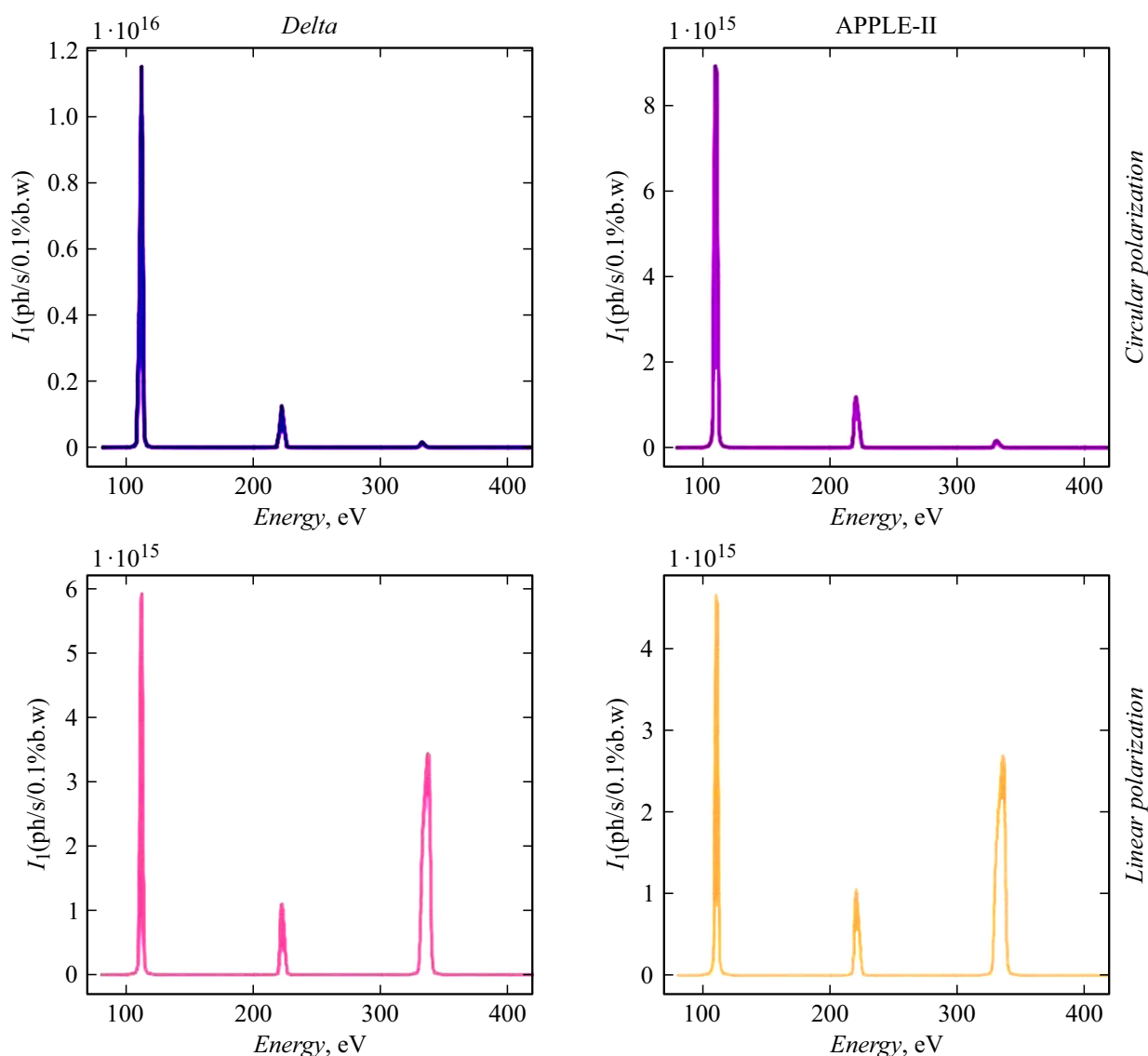


Рис. 4. Спектры на оси ондуляторов типа APPLE-II и Delta в режимах круговой и линейной поляризации при энергии фундаментальной гармоники 112.7 eV.

ру фронтэнда станции) диаметром 6σ соответствующей первой гармоники излучения ($\pm 3\sigma$ относительно центра пучка, при этом полная ширина на полувысоте $\text{FWHM} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma \approx 2.355\sigma$). Распределения интенсивности для удобства дальнейшего рассмотрения нормированы на единицу, а также указано значение FWHM для каждой из проекций распределений.

Поскольку доля когерентных фотонов высока (табл. 3), справедливо применение полностью когерентного приближения, в котором рассматривается излучение, испускаемое одним электроном, обладающее нулевым эмиттансом. На рис. 7 представлены характерные размеры и угловые расходимости пучка излучения на расстоянии 30 м от источника в одноэлектронном приближении, рассчитанные также с использованием SPECTRA.

Таблица 3. Доли когерентных фотонов оптимизированных вставных устройств

Вставное устройство	Горизонтальная доля когерентных фотонов	Вертикальная доля когерентных фотонов
APPLE-II	0.58	0.92
Delta	0.56	0.89

Для проведения более точного расчета необходимо учесть частичную когерентность излучения. При моделировании частично когерентного излучения используется ряд методов, основанных, например, на декомпозиции функции поперечной когерентности на полностью когерентные Гаусс–Шелл моды (разложение по

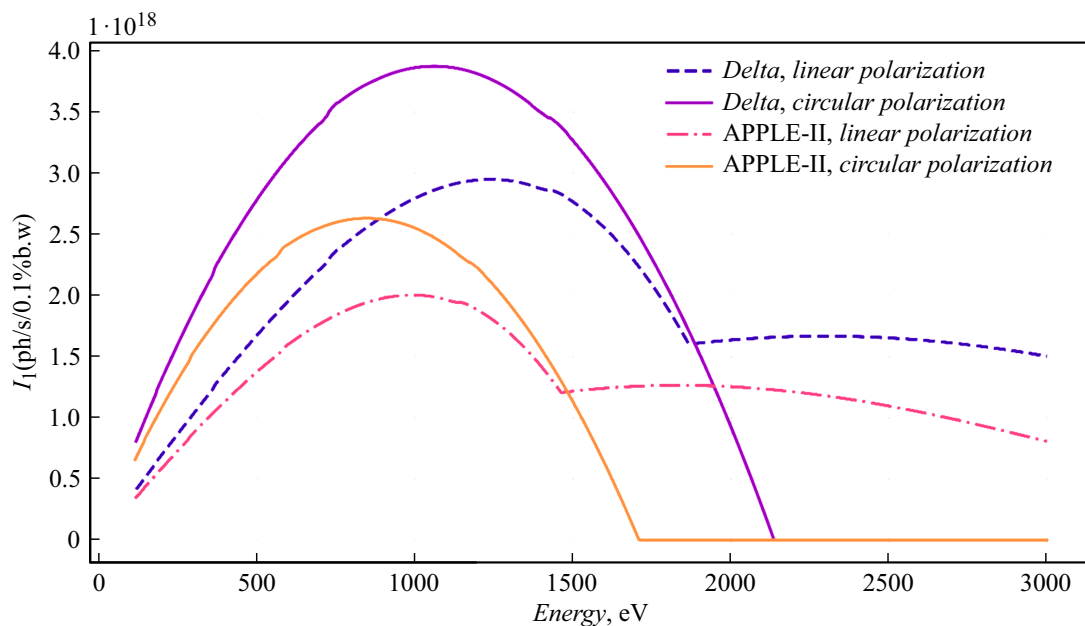


Рис. 5. Огибающие угловой спектральной плотности потока фотонов ондуляторов типа APPLE-II и Delta в режимах круговой и линейной поляризации.

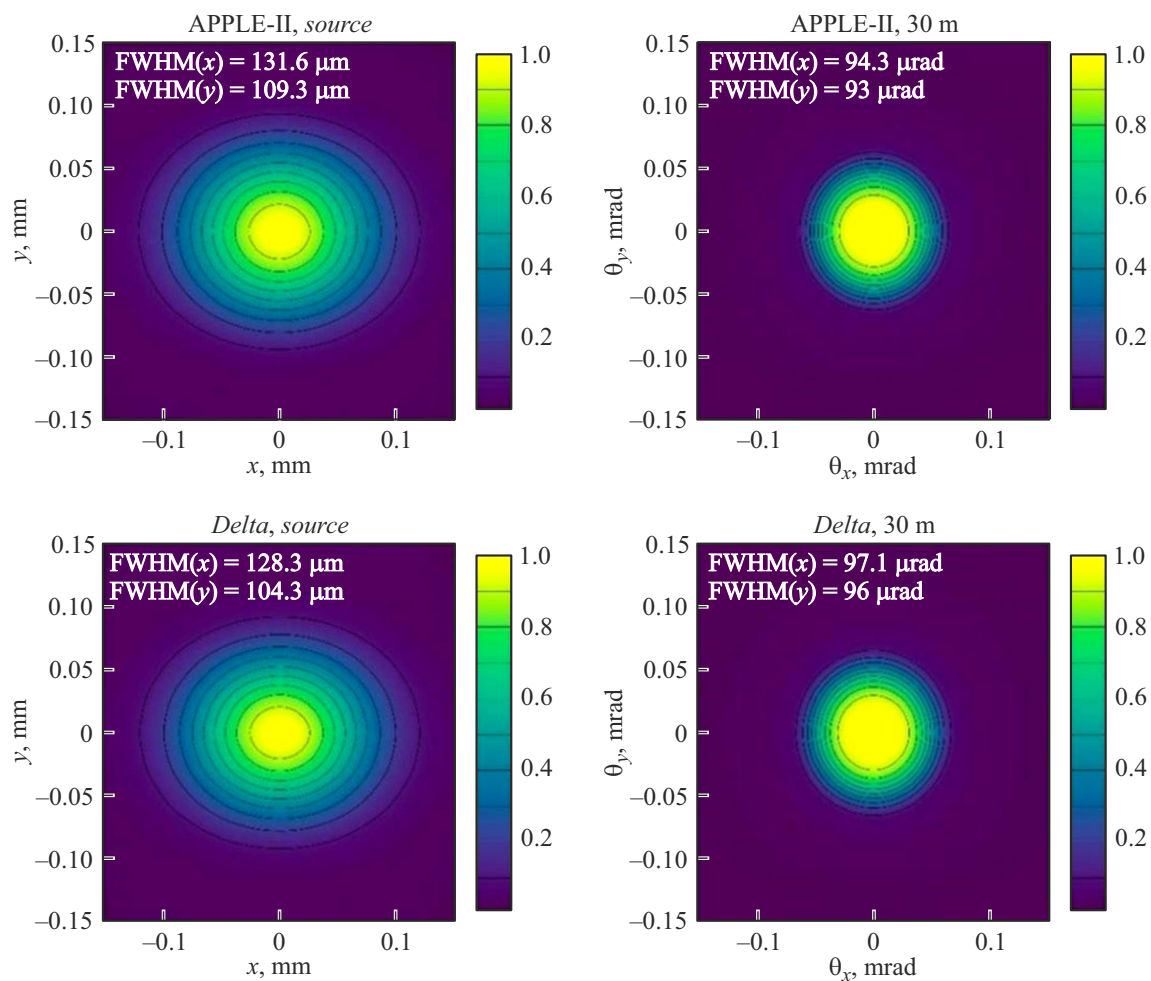


Рис. 6. Размеры источников и угловые расходимости на расстоянии 30 м от источника в некогерентном приближении для ондуляторов APPLE-II и Delta.

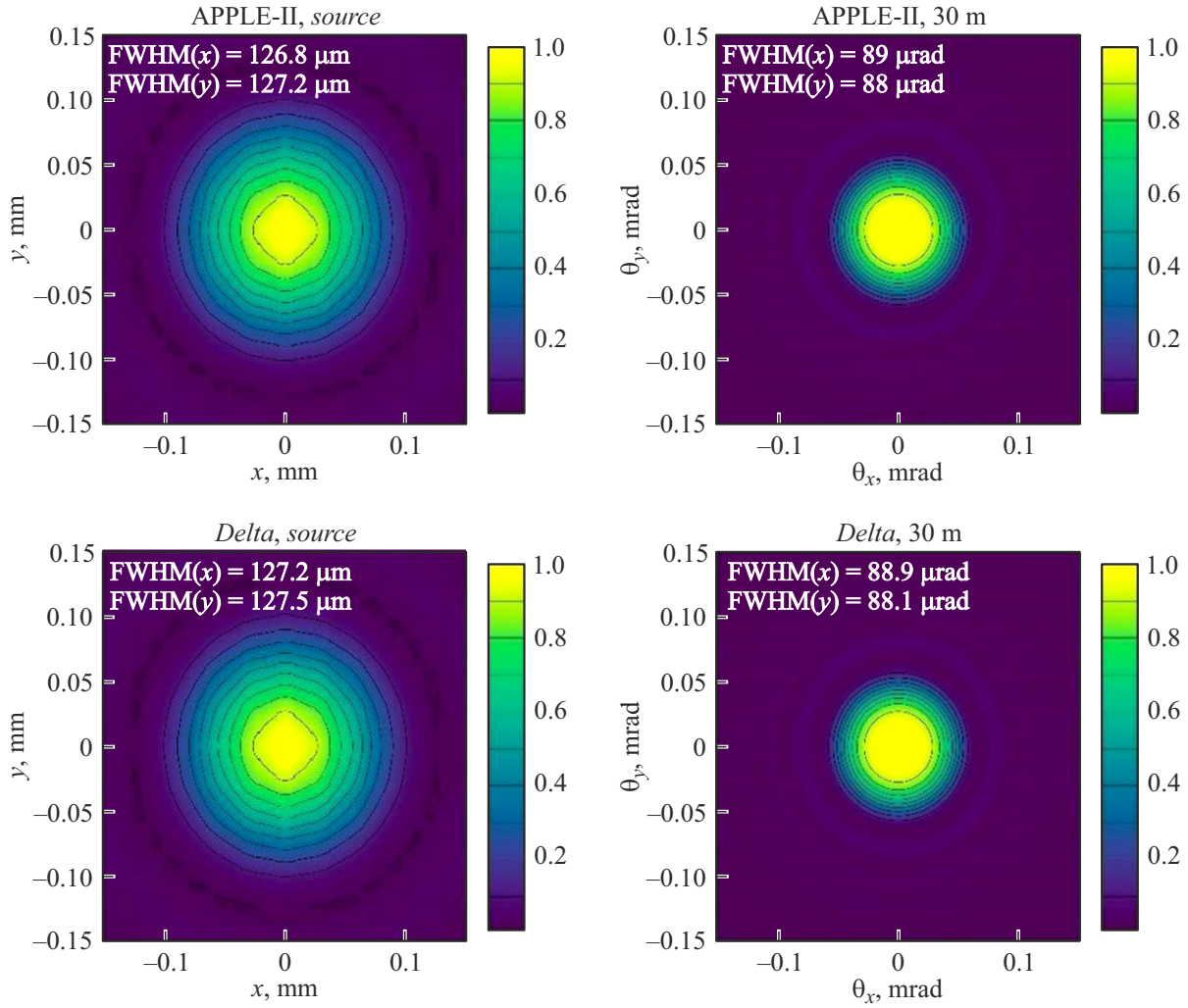


Рис. 7. Размеры источников и угловые расходимости на расстоянии 30 м от источника в приближении излучения одного электрона для ондуляторов APPLE-II и Delta в режиме линейной и круговой поляризации.

полиномам Эрмита) [14]. Данное рассмотрение, однако, обладает рядом серьезных недостатков в случае, когда степень когерентности высока, поскольку функции, описывающие поведение ондуляторного излучения в дальней зоне и на источнике имеют не гауссову природу, и для поля в дальней зоне излучения на резонансной частоте ω фундаментальной гармоники можно записать следующее выражение [13]:

$$\bar{E}_{\perp}(z_0, \eta_k, \mathbf{l}_k, \theta) = -\omega e A_{JJ} L K / (\gamma 2 c^2 z_0) \exp[i \omega z_0 |\theta - (\mathbf{l}_k / z_0)|^2 / (2c)] \text{sinc}[\omega L |\theta - (\mathbf{l}_k / z_0) - \eta_k|^2 / (4c)], \quad (4)$$

где η_k и $\mathbf{l}_k$ — угол и координата k -го электрона, $\theta = \mathbf{r}/z_0$, z_0 — точки, в которой регистрируется излучение, L — длина ондулятора, $A_{JJ} = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ и $\xi = K^2 / (4 + 2K^2)$ — продольная координата.

Алгоритм альтернативного подхода, задействованного в настоящей работе, заключается в генерации распределения электронов в одном электронном пучке

(в реализации), сложением полей вида (4) от каждого электрона в данной реализации и в дальнейшем усреднении по всем реализациям. Этот подход был реализован с использованием кода OCELOT [15]. Для получения информации о распределении интенсивности излучения в источнике используется метод виртуального источника, заключающийся в распространении излучения в дальней зоне в центр ондулятора. Тогда выражение для мнимого источника имеет вид

$$\bar{E}_{\perp}(0, \eta_k, \mathbf{l}_k, \theta) = i \omega e A_{JJ} K / (2 \gamma c^2) \exp \left[i \frac{\omega}{c} \eta_k (\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{l}_k) \right] \times [\pi - 2 \text{Si}(i \omega |\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{l}_k|^2 / (Lc))]. \quad (5)$$

В конечном итоге, полную информацию о когерентных свойствах излучения дает кросс-спектральная плотность или поперечная функция когерентности, которая фактически является корреляционной функцией поля:

$$\Gamma_{\perp}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega, z) = \langle E^*(\mathbf{r}_1, \omega, z) E(\mathbf{r}_2, \omega, z) \rangle. \quad (6)$$

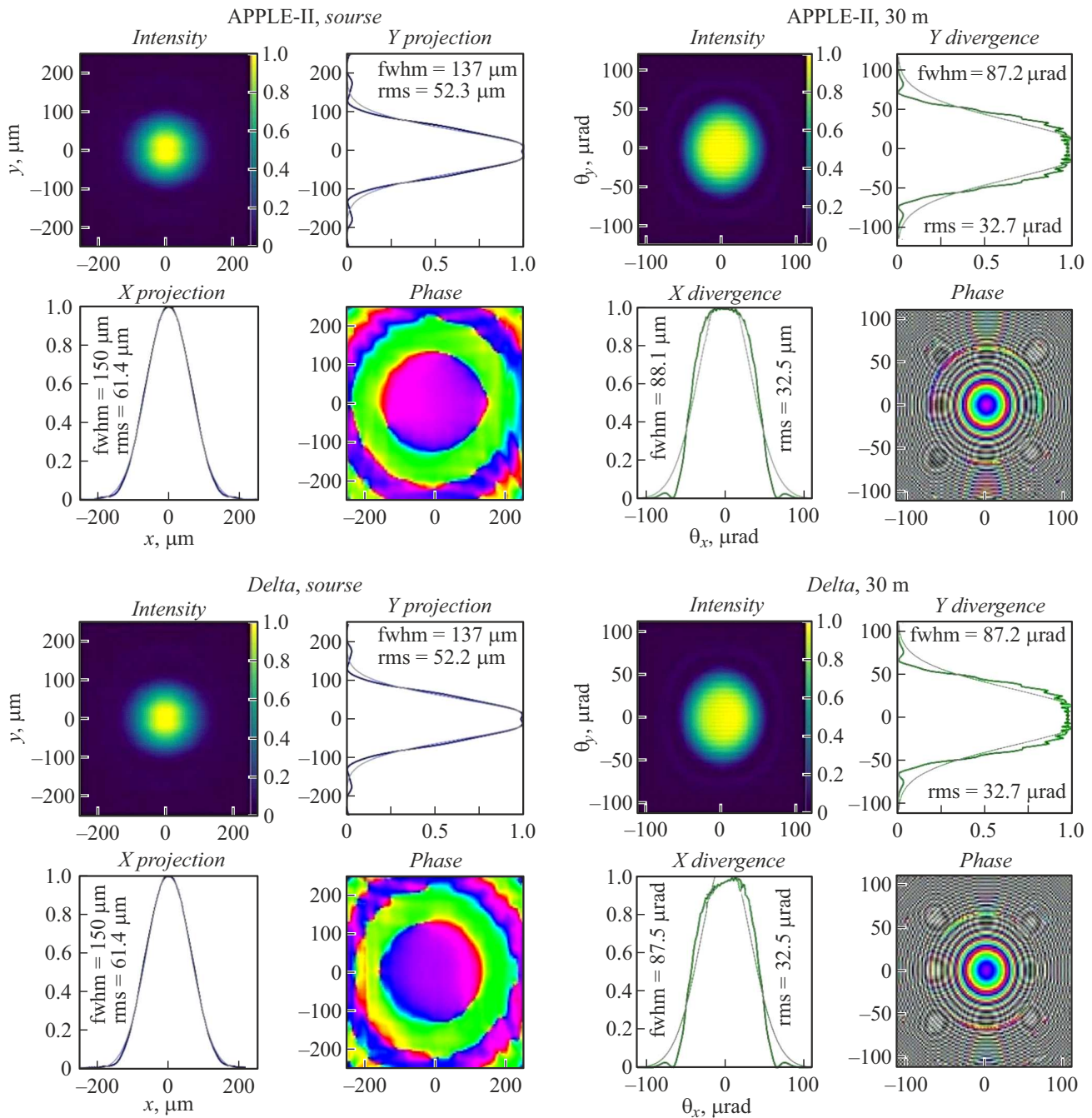


Рис. 8. Нормированные распределения интенсивностей частично когерентного пучка для ондуляторов типа APPLE-II и Delta, их проекции и фазовые картины на виртуальном источнике и в дальней зоне на расстоянии 30 м.

В выражении (6) $\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю реализаций спектральных амплитуд монохроматического поля $\bar{E}(\mathbf{r}, \omega, z)$.

Следует отметить, что в общем случае частично поляризованного и частично когерентного излучения следует ввести матрицу, состоящую из кросс-спектральных функций компонент электрического поля [16]:

$$\hat{J}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \begin{pmatrix} \Gamma_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & \Gamma_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \\ \Gamma_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) & \Gamma_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \langle E_{\alpha}^*(\mathbf{r}_1, t, z) E_{\beta}(\mathbf{r}_2, t, z) \rangle.$$

При этом в случае линейной поляризации имеется только одна компонента поля и соответственно одна ненулевая компонента матрицы (7). В случае круговой поляризации имеется две перпендикулярные и некоррелирующие компоненты поля, распространяемые независимо. Представляя их в базисе левой или правой поляризации $\bar{E}_{RL} = \bar{E}_x \pm i\bar{E}_y$, можно рассматривать случай круговой поляризации аналогично случаю линейной поляризации.

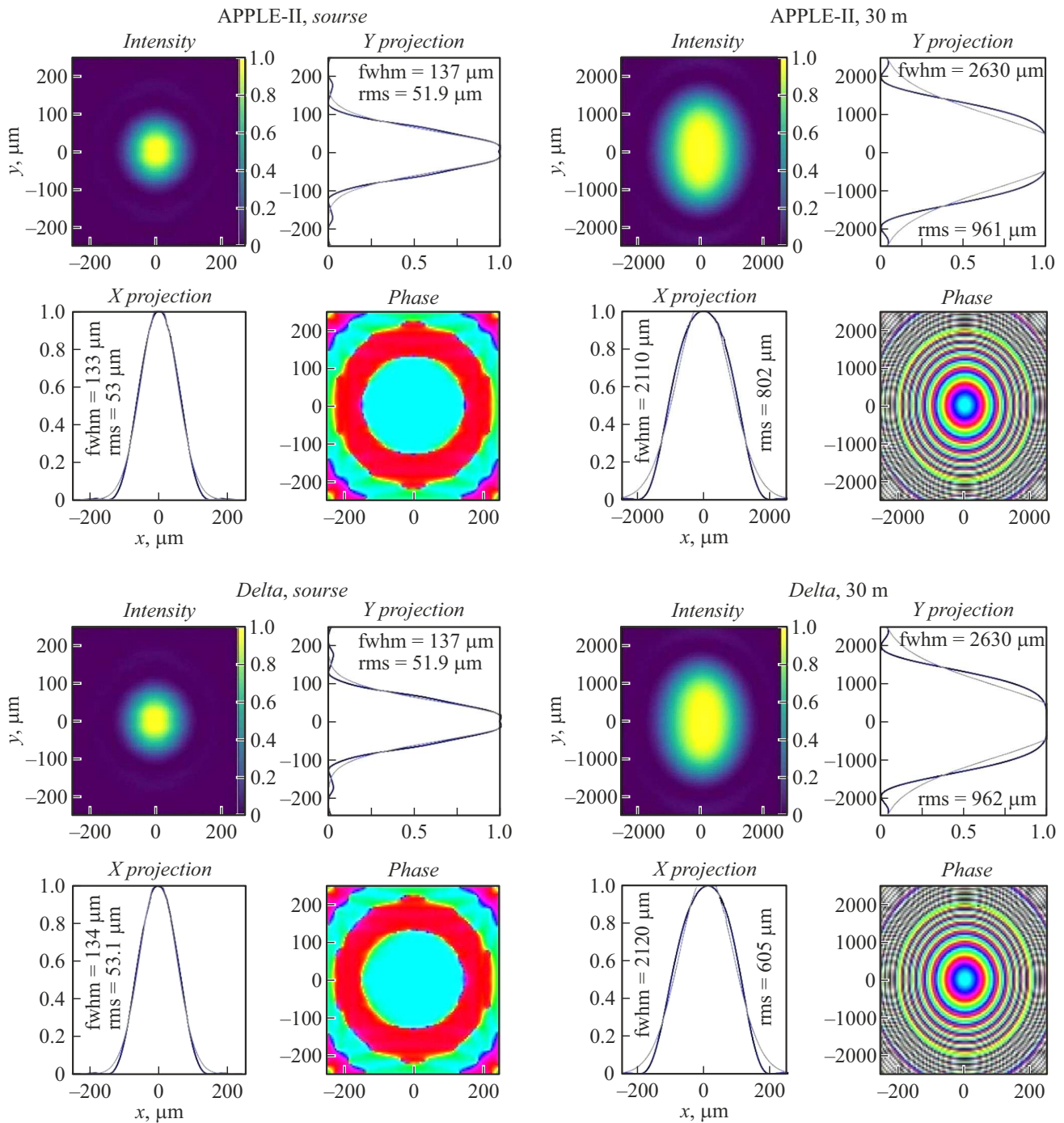


Рис. 9. Распределения поперечной функции когерентности, нормированные на единицу, для ондуляторов типа APPLE-II и Delta на виртуальном источнике и в дальней зоне излучения.

На рис. 8 представлены нормированные на максимум распределения интенсивностей частично когерентного излучения одной компоненты поля, а также фазовые картины на источнике и в дальней зоне для ондуляторов типа APPLE-II и Delta. Также на рисунке приведены значения FWHM для всех проекций распределений интенсивности.

На рис. 9 представлены нормированные на единицу распределения (квадрата модуля) кросс-спектральной

плотности (6) вместе с фазовыми картинками для одной компоненты поля из ондуляторов типа APPLE-II и Delta на источнике и в дальней зоне излучения. Данные распределения полностью характеризуют когерентные свойства генерируемого излучения.

Имея информацию о доле когерентных фотонов, а также значения FWHM для каждого из распределений в приближении некогерентного и полностью когерентного излучения, можно сделать вывод о применимости

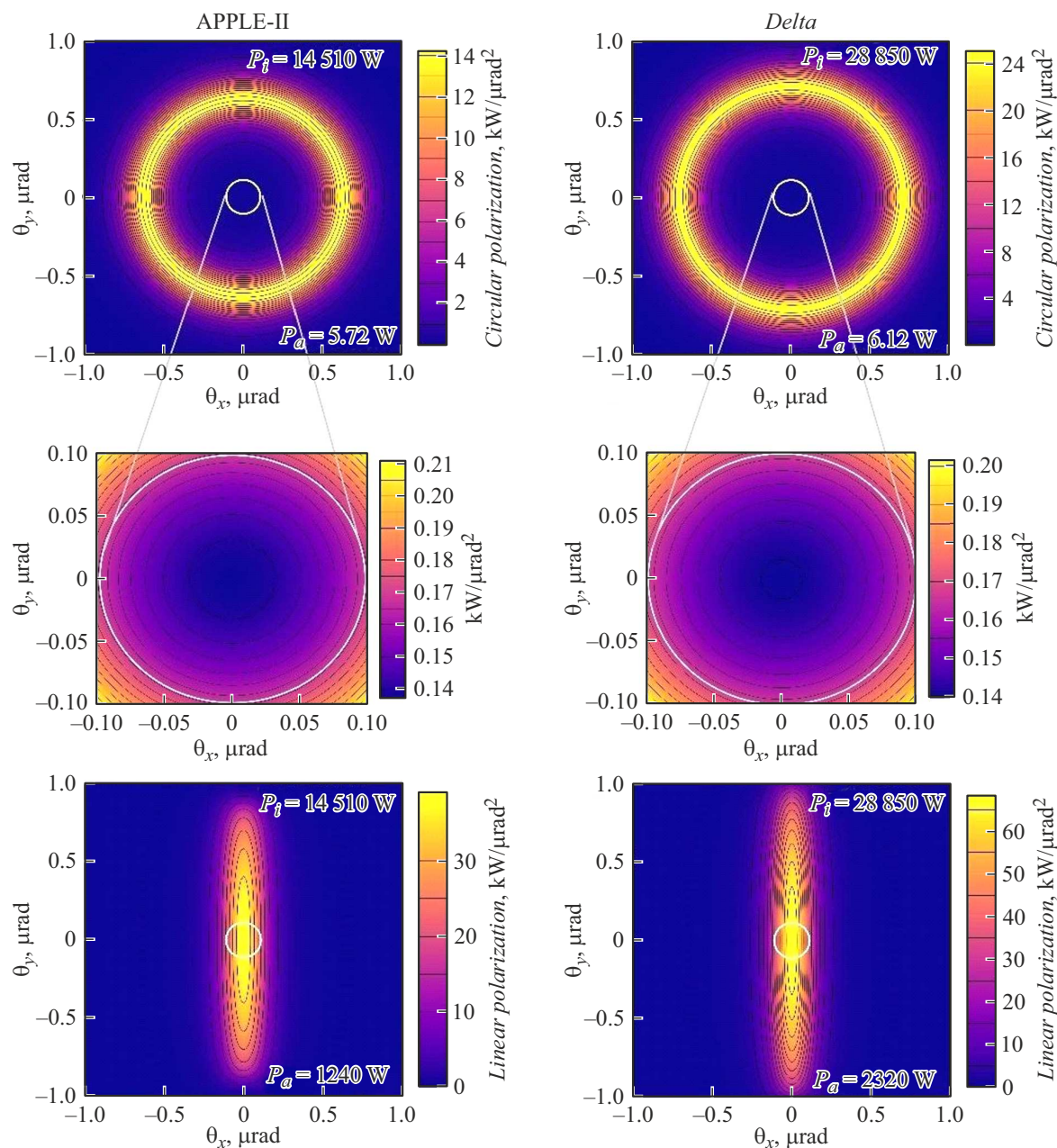


Рис. 10. Карты плотности мощности для ондуляторов APPLE-II и Delta в режимах круговой и линейной поляризации. Указана интегральная мощность P_i и мощность P_a , прошедшая через окно $6\sigma_{x,y}$, отмеченное белой границей.

каждого из методов касательно определения параметров излучения. Несмотря на то что каждый из методов показал несущественную разницу, можно увидеть, что в случаях, когда доля когерентности высока, результаты расчета излучения одного электрона демонстрируют большую схожесть с расчетными значениями для частично когерентного пучка, а при меньшей доле когерентных фотонов наиболее близкими к значениям FWHM в частично когерентном излучении оказываются результаты некогерентного расчета.

Карты плотности мощности, рассчитанные с помощью SPECTRA, представлены на рис. 10. Проходящая через окно мощность в режиме круговой поляризации для

ондулятора типа APPLE-II составляет 5.72 W, а для ондулятора типа Delta — 6.12 W. В режиме линейной поляризации проходящая через апертуру мощность для ондулятора типа APPLE-II составляет 1.24 kW, для ондулятора типа Delta — 2.32 kW, при этом прошедшая мощность рабочей гармоники в каждом из ондуляторов равна 2.53 и 2.58 W соответственно.

В режиме линейной поляризации на первый оптический элемент станции падает излучение высокой мощности, что принципиально приводит к сложностям охлаждения и сохранения неискаженного волнового фронта. В режиме круговой поляризации окно пропускает всю полезную мощность первой гармоники, отфильтровывая

паразитную мощность высших гармоник, не использующихся при проведении экспериментов, что позволяет в дальнейшем согласовать теплофизические и рентгенооптические характеристики оптики станции для EUV-литографии.

Заключение

В работе описаны требования к ондулятору, который может использоваться для задач EUV-литографии на источнике СИ 4-го поколения на примере накопителя ЦКП „СКИФ“. Предложены варианты использования ондуляторов типа APPLE-II и Delta на постоянных магнитах. На основании оптимизации длины магнитного периода определены спектральные характеристики, а также параметры генерируемого излучения в дальней зоне и на источнике в подходах геометрической оптики и с учетом когерентных свойств излучения, которые показали вполне согласующиеся результаты. Помимо этого получены карты плотности мощности, определена интегральная и прошедшая через окно мощности. Показано, что режим круговой поляризации является крайне перспективным для согласования теплофизических и рентгенооптических параметров оптики.

Благодарности

Авторы выражают признательность А.А. Старостенко, Т.В. Рыбичкой, В.А. Павлюченко за ценные советы касательно применения методов расчета магнитных систем, А.Е. Требушину за помощь в понимании алгоритмов моделирования частично когерентного излучения, а также Е.Б. Левичеву и Н.А. Мезенцеву за ряд важнейших обсуждений касательно конструкторских особенностей ЦКП „СКИФ“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B. Hansson. *Laser-Plasma Sources for Extreme-Ultraviolet Lithography* (Fysik, Stockholm, 2003)
- [2] Е.Б. Левичев, А.Н. Журавлев, К.В. Золотарев, Я.В. Зубавичус, К.И. Шефер. Технологическая инфраструктура сибирского кольцевого источника фотонов „СКИФ“, **1**, 8 (2022).
- [3] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *J. Surf. Investig.*, **17**, 307 (2023). DOI: 10.1134/S1027451022060349
- [4] A. Thiel, M. Ebbeni, H. Tarawneh. *Veritas*, **48**, 6 (2018). DOI: 10.18429/JACoW-MEDSI2018-TUOPMA04
- [5] A.B. Temnykh. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **11** (12), 120702 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.120702
- [6] R. Carr. *Nucl. Instr. Meth.*, **306** (1–2), 391 (1991). DOI: 10.1016/0168-9002(91)90346-R
- [7] A.B. Temnykh. *Nucl. Instr. Meth.*, **587** (1), 13 (2008). DOI: 10.1016/j.nima.2008.01.002
- [8] М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало. *УФН*, **182** (7), 727 (2012). DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207c.0727 [M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.I. Chkhalo. *Phys. Usp.*, **55** (7), 681 (2012). DOI: 10.3367/UFNe.0182.201207c.0727]
- [9] OPERA. *Электромагнитная и электромеханическая симуляция*. URL: <https://www.3ds.com/ru/produkty-i-uslugi/simulia/produkty/opera/> (дата обращения: 02.03.2024)
- [10] T. Meinander. *CAS CERN Accelerator School: 5th General Accelerator Physics Course Proc.* (CERN, Geneva, 1994), v. 2, p. 983.
- [11] T. Tanaka, H. Kitamura. *J. Synchrotron Rad.*, **8** (6), 1221 (2001). DOI: 10.1107/S090904950101425X
- [12] А.В. Акимов, Ю.С. Актершев, В.В. Анашин, А.В. Андрианов, О.В. Анчугов, М.В. Арсентьева, П.А. Бак, Г.Н. Баранов, А.М. Барняков, А.М. Батраков, О.В. Беликов, Л.Л. Белова, Е.А. Бехтенов, В.И. Бухтияров, А.В. Богомяков, В.М. Борин, Д.Б. Буренков, Д.С. Винник, В.Н. Волков, Е.С. Вонда, К.М. Горчаков, К.А. Гришина, Д.С. Гуров, С.М. Гуров, Г.А. Гусев, Б.А. Довженко, В.Л. Дорохов, Е.Н. Дементьев, А.И. Ерохин, А.А. Жариков, К.В. Жилиев, А.А. Жуков, А.Н. Журавлев, К.В. Золотарев, Н.А. Золотухина, Я.В. Зубавичус, С.Е. Карнаев, Г.В. Карпов, К.Ю. Карюкина, В.Д. Кашкин, В.А. Киселев, В.В. Кобец, Е.С. Котов, В.Я. Корчагин, А.А. Краснов, В.С. Крапивин, С.А. Крутихин, В.С. Кузьминых, Г.Н. Кулипанов, И.В. Купцов, Г.Я. Куркин, А.Е. Левичев, Е.Б. Левичев, Д.В. Лешонок (Дорохова), П.В. Логачев, Ю.И. Мальцева, Ма Сяо Чао, Н.А. Мезенцев, О.И. Мешков, Н.В. Митянина, И.А. Морозов, А.А. Морсин, С.А. Никитин, Д.А. Никифоров, В.К. Овчар, И.Н. Окунев, А.В. Павленко, О.А. Павлов, А.Ю. Пахомов, В.М. Петров, С.Л. Пивоваров, П.А. Пилинов, А.В. Полянский, Д.Н. Пурескин, Д.Ф. Решетов, В.В. Репков, Е.А. Ротов, Т.В. Рыбичкая, С.Л. Самойлов, И.К. Седяров, А.М. Семенов, Д.В. Сеньков, Л.Е. Сердаков, Ш.Р. Сигнатулин, С.В. Сияткин, М.А. Скамароха, А.А. Старостенко, А.Г. Трибендис, А.В. Уткин, М.Г. Федотов, А.С. Цыганов, А.Д. Чернякин, И.Н. Чуркин, С.В. Шиянков, Д.А. Шведов, В.А. Шкаруба, К.С. Штро, Н.С. Щегольков. Технологическая инфраструктура сибирского кольцевого источника фотонов „СКИФ“, **2**, 98 (2022).
- [13] G. Geloni, E. Saldin, E. Schneidmiller, M. Yurkov. *Nucl. Instr. Meth.*, **588** (3), 463 (2008). DOI: 10.1016/j.nima.2008.01.089
- [14] T. Tanaka. *Opt. Lett.*, **42** (8), 1576 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.001576
- [15] I. Agapov, G. Geloni, S. Tomin, I. Zagorodnov. *Nucl. Instr. Meth.*, **768**, 151 (2014). DOI: 10.1016/j.nima.2014.09.057
- [16] F. Gori, M. Santarsiero, S. Vicalvi, R. Borghi, G. Guattari. *Pure Appl. Opt.*, **7** (5), 941 (1998). DOI: 10.1088/0963-9659/7/5/004