

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИЧЕСКИ УСКОРИТЕЛЕЙ**

---

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА**

Требушинин Андрей Евгеньевич

---

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Разработка рентгенооптических трактов экспериментальных станций первой очереди проекта ЦКП «СКИФ»

---

**«К защите допущена»**

Заведующий кафедрой

**Научный руководитель**

доктор физ.-мат. наук, профессор

канд. физ.-мат. наук

гл. н.с. ИЯФ СО РАН

Помощник директора по перспективным проектам, ИЯФ СО РАН

Тельнов В., И./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

Ракшун Я., В./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2019

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	3
<b>Глава 1. Ондюляторное излучение</b> . . . . .	5
1.1 Излучение релятивистского электрона в синусоидальном магнитном поле . . . . .	5
1.1.1 Уравнение движения электрона в ондуляторе . . . . .	5
1.1.2 Решение уравнений Максвелла в параксиальном приближении . . . . .	7
1.1.3 Излучение планарного ондулятора . . . . .	10
1.2 Излучение высших гармоник . . . . .	15
1.2.1 Амплитудный спектр высших гармоник ондуляторного излучения в зависимости от параметра ондуляторности . . . . .	15
1.3 Заключение к главе . . . . .	17
<b>Глава 2. Проектирование рентгенооптических трактов         Сибирского Кольцевого Источника Фонов</b> . . . . .	19
2.1 Введение . . . . .	19
2.2 Станция 1-1 — «Микрофокус» . . . . .	20
2.2.1 Вставное устройство . . . . .	20
2.2.2 Оптика станции 1-1 . . . . .	21
2.3 Станция 1-2 — «Структурная диагностика» . . . . .	23
2.3.1 Вставное устройство . . . . .	23
2.3.2 Оптика станции 1-2 . . . . .	23

2.4	Станция 1-4 — «XAFS-спектроскопия и магнитный дихроизм» . . . . .	26
2.4.1	Вставное устройство . . . . .	26
2.4.2	Излучение клинообразного ондулятора . . . . .	27
2.4.3	Оптика станции 1-4 . . . . .	30
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>32</b>
<b>Благодарности . . . . .</b>		<b>34</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>35</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>		<b>38</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>		<b>40</b>
<b>Приложение А. Единицы измерения потока фотонов . . . . .</b>		<b>41</b>
<b>Приложение Б. Краткий обзор дифракции на кристаллах . . . . .</b>		<b>42</b>
Б.1	Симметричное брэгговское отражение от идеально кристалла	42

## Введение

С начала 90-ых годов мир увидел активное развитие специализированных источников синхротронного излучения и соответствующих методов исследования вещества с его использованием, [1]. Основные параметры, которые важны для пользователей, есть: величина потока фотонов, спектральное распределение, когерентность, временная структура, концентрация излучения в малом телесном угле. Перечисленные свойства излучения определяются ускорительным комплексом и вставными устройствами. Именно от параметров электронного пучка и конструкции вставного устройства зависят характеристики излучения, падающего на образец, они же учитываются при планировании пользовательских экспериментов.

Данная работа посвящена расчёту оптических трактов экспериментальных станций синхротронного источника — Центр коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов» (ЦКП «СКИФ»). Существенное внимание в работе уделяется оптическим свойствам рентгеновского излучения в трактах экспериментальных станций, поскольку именно ими определяются предельные возможности экспериментальных методов исследования вещества. ЦКП «СКИФ» является специализированным источником синхротронного излучения с проектными параметрами лидирующих мировых установок [2], таких, например, как: MAX-IV [3], NSLS-II [4], PETRA-III [5], Diamond [6] и д.р..

Настоящая работа заключается в исследовании оптических трактов трёх экспериментальных станций объекта «СКИФ»: 1-1 — «Микрофокус», 1-2 — «Структурная диагностика», 1-4 — «XAFS-спектроскопия и магнитный дихроизм». В качестве источников излучения на них используются сверхпроводящие ондуляторы.

**Цель** работы — разработка концептуального проекта оптической части экспериментальных станций:

Для достижения поставленных целей необходимо было решить ряд **задач**:

- расчёт ондуляторного излучения с помощью численного моделирования, получение спектров и сечений пучка из указанных устройств;
- предложение о создании специального ондулятора с уширенными гармониками, и расчёт параметров пучков излучения из него;
- проектирование оптических трактов: расчёт тепловых нагрузок на оптические элементы, расчёт сечений пучка после прохождения оптических элементов;
- разработка программного кода для реализации вышеприведённых задач и удобному воспроизведению результатов расчётов.

Следует отметить, что в конце 90-ых годов широкое применение нашли программные коды, которые решают задачу об излучении релятивистского электрона в магнитном поле из первых принципов — уравнений Максвелла. Наиболее популярным кодом является код SRW (Synchrotron Radiation Workshop), разрабатываемый Олегом Чубарём, [7] - [8]. В своих работах [9] - [10], автор кода предоставляет исчерпывающие пояснения к способам расчёта излучения релятивистского электронного пучка. В серии работ [11] - [12] рассматривается моделирование оптических элементов от дифракции на идеальных кристаллах до оптимизации системы фокусирующих зеркал. Код SRW предоставляет обширный набор инструментов для моделирования источников синхротронного излучения.

В первой главе работы даётся изложение теории ондуляторного излучения, необходимое для понимания основных моментов при проектировании экспериментальных станций, во второй главе приводятся результаты расчётов в рамках задач этой работы и основные концептуальные идеи по реализации пользовательских станций ЦКП «СКИФ».

## Глава 1. Ондуляторное излучение

В этой главе будет дан вывод излучения релятивистского электрона в  $r\omega$ -пространстве, движущегося в синусоидальном магнитном поле. Вывод замечателен тем, что даёт результаты из первых принципов — уравнений Максвелла, а точность используемых приближений можно наглядно проследить по ходу изложения. Приведённые выкладки повторяют подход разработанный в серии работ [13] - [14]. В заключении главы будет дан обзор на код SRW — Synchrotron Radiation Workshop [7] - [8], а также даны краткие описания других симуляционных кодов, которые активно используются в научном сообществе для расчёта синхротронного излучения.

### 1.1 Излучение релятивистского электрона в синусоидальном магнитном поле

#### 1.1.1 Уравнение движения электрона в ондуляторе

Вывод спектра излучения ондулятора начнётся с уравнения движение релятивистского электрона в магнитном поле:

$$\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}], \quad (1.1)$$

где  $e$  — заряд электрона, а  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$  — скорость частицы и магнитное поле, соответственно. Уравнение можно переписать в виде:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{\gamma m_e}[\vec{v} \times \vec{B}], \quad (1.2)$$

где  $\gamma$  — лоренц фактор, появившийся из релятивистского импульса. Отложим ось  $z$  вдоль направления релятивистского движения электрона и будем

считать, магнитное поле в ондуляторе  $B_0 \cos(k_w z)$  направлено вдоль оси  $y$ , где  $k_w$  связана с периодом ондулятора следующим образом  $k_w = 2\pi/\lambda_w$ . После этого уравнение 1.2 можно переписать в виде:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{eB_0}{\gamma m_e} \frac{dz}{dt} \cos(k_w z) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{eB_0}{\gamma m_e} \frac{dx}{dt} \cos(k_w z) \end{cases} \quad (1.3)$$

далее, один раз интегрируя первое уравнение системы с заменой  $dz = \beta c dt$ , где  $\beta = \|\vec{v}\|/c$ , можно получить:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eB_0}{\gamma m_e k_w} \sin(k_w z) \quad (1.4)$$

Введём коэффициент ондуляторности —  $K = \frac{eB_0 \lambda_u}{2\pi m_e c}$ , который показывает угол отклонения траектории электрона от оси  $z$ .

Подставляя получившийся результат 1.4 во второе уравнение системы 1.3 и интегрируя с пределами от 0 до некоторого  $z_0$ , получим систему:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -\frac{Kc}{\gamma} \sin(k_w z) \\ \frac{dz}{dt} = \beta c - \frac{K^2 c}{2\gamma^2 \beta} \sin^2(k_w z), \end{cases} \quad (1.5)$$

чтобы получить уравнение на траекторию частицы, ещё раз проинтегрируем оба уравнения и, в итоге, получим:

$$\begin{cases} x = \frac{Kc}{\gamma k_w \beta} \cos(k_w \bar{\beta} ct) \\ z = \bar{\beta} ct + \frac{K^2}{8\beta^2 \gamma^2 k_w} \sin(2k_w \bar{\beta} ct) \end{cases} \quad (1.6)$$

Здесь введено обозначение  $\bar{\beta}$ , которое определяется следующим образом  $\bar{\beta}c = \beta c \left(1 - \frac{K^2}{4\beta^2\gamma^2}\right)$ . Полученные решения будут использоваться при интегрировании уравнений Максвелла.

### 1.1.2 Решение уравнений Максвелла в параксиальном приближении

Вывод спектра излучения будем проводить в  $r\omega$ -пространстве. Начнём с уравнений Максвелла в вакууме:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \\ [\nabla \times \vec{E}] = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ [\nabla \times \vec{B}] = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Из уравнений тривиально можно получить неоднородное волновое уравнение:

$$c^2 \nabla^2 \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 4\pi c^2 \nabla \rho + 4\pi \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}. \quad (1.8)$$

Это же уравнение перепишем в  $r\omega$ -пространстве, определив преобразование Фурье следующим образом:

$$\vec{\tilde{E}}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \vec{E}(r, t) \exp[i\omega t] \quad (1.9)$$

$$\vec{E}(r, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \vec{\tilde{E}}(r, t) \exp[-i\omega t]$$



Применив к уравнению 1.8, получим:

$$\omega^2 \vec{\tilde{E}} + c^2 \nabla^2 \vec{\tilde{E}} = 4\pi c^2 \nabla \tilde{\rho} - 4i\pi\omega \vec{\tilde{j}}. \quad (1.10)$$

Перепишем это уравнение в приближении медленно меняющейся амплитуды в сравнение с частотой осцилляций, что есть  $\vec{\tilde{E}} = \vec{E} \exp[i\omega z/c]$ , в приближении  $\frac{\partial |\vec{E}|}{\partial z} \ll \frac{\omega}{c} |\vec{E}|$ , где временная зависимость разложена до нулевого порядка малости. Исходя из уравнения 1.10, получим:

$$c^2 \left( \nabla^2 \vec{\tilde{E}} + \frac{2i\omega}{c} \frac{\partial \vec{\tilde{E}}}{\partial z} \right) \exp[i\omega z/c] = 4\pi c^2 \nabla \tilde{\rho} - 4i\pi\omega \vec{\tilde{j}}. \quad (1.11)$$

Для электрона движущегося в вакууме ток и плотность заряда выражается через дельта-функцию Дирака:

$$\begin{aligned} \rho(r, t) &= -e\delta(\vec{r} - \vec{r}'(t)) = -\frac{e}{v_z(z)}\delta(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp(z))\delta\left(\frac{s(z)}{v} - t\right) \\ \vec{j}(r, t) &= \vec{v}\rho(r, t), \end{aligned} \quad (1.12)$$

в  $r\omega$ -пространстве:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(r, \omega) &= -\frac{e}{v_z(z)}\delta(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp(z)) \exp\left[\frac{i\omega s(z)}{v}\right] \\ \vec{\tilde{j}}(r, \omega) &= \vec{v}\tilde{\rho}(r, \omega). \end{aligned} \quad (1.13)$$

Подставим Фурье-образы плотности тока и заряда в уравнение 1.11:

$$\nabla^2 \vec{\tilde{E}} + \frac{2i\omega}{c} \frac{\partial \vec{\tilde{E}}}{\partial z} = \frac{4\pi e}{v_z(z)} \exp\left[i\omega\left(\frac{s(z)}{v} - \frac{z}{c}\right)\right] \left(\frac{i\omega}{c^2} \vec{v}(z) - \nabla\right) \delta(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp(z)). \quad (1.14)$$

Получившиеся уравнение является точным. Теперь можно применить параксиальное приближение.

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{\tilde{E}}_{\perp} + \frac{2i\omega}{c} \frac{\partial \vec{\tilde{E}}_{\perp}}{\partial z} = \frac{4\pi e}{v_z(z)} \exp \left[ iw \left( \frac{s(z)}{v} - \frac{z}{c} \right) \right] \left( \frac{i\omega}{c^2} \vec{v}_{\perp}(z) - \nabla_{\perp} \right) \delta(\vec{r}_{\perp} - \vec{r}'_{\perp}(z)). \quad (1.15)$$

Перед нами неоднородное дифференциальное уравнение в частных производных, которое будет решено с помощью функции Грина. Для дифференциального оператора  $\partial_t - k\nabla_{2D}^2$  функция Грина есть:  $\frac{1}{4\pi kt} \exp[-\rho^2/4kt]$ . В частности для уравнения 1.15

$$G(z_0 - z'; \vec{r}_{\perp 0} - \vec{r}'_{\perp}) = -\frac{1}{4\pi(z_0 - z')} \exp \left[ iw \frac{|\vec{r}_{\perp 0} - \vec{r}'_{\perp}|^2}{2c(z_0 - z')} \right]. \quad (1.16)$$

Получим решение для распределения поля:

$$\begin{aligned} \vec{\tilde{E}}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = & -\frac{e}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dz' d\vec{r}' \frac{1}{z_0 - z'} \left( \frac{i\omega}{c^2} \vec{v}_{\perp}(z') - \nabla'_{\perp} \right) \delta(\vec{r}'_{\perp} - \vec{r}'_{\perp}(z')) \times \\ & \exp \left[ iw \left( \frac{|\vec{r}_{\perp 0} - \vec{r}'_{\perp}|^2}{2c(z_0 - z')} + \frac{s(z')}{v} - \frac{z'}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Проинтегрировав по  $d\vec{r}'$ , получим общее решение уравнения 1.14 :

$$\begin{aligned} \vec{\tilde{E}}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = & -\frac{i\omega e}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{z_0 - z'} \left( \frac{\vec{v}_{\perp}(z')}{c} - \frac{\vec{r}_{\perp 0} - \vec{r}'_{\perp}(z')}{(z_0 - z')} \right) \times \\ & \exp \left[ iw \left( \frac{|\vec{r}_{\perp 0} - \vec{r}'_{\perp}(z')|^2}{2c(z_0 - z')} + \frac{s(z')}{v} - \frac{z'}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Итого, получено распределение электромагнитного поля в точке наблюдения  $\vec{r}_0$ , которое получит явный вид после интегрирования по траектории  $\vec{r}'_{\perp}(z')$ .

### 1.1.3 Излучение планарного ондулятора

В этой секции будет рассмотрено излучение планарного ондулятора, с использованием решения уравнений Максвелла 1.18 и траектории движения электрона в синусоидальном магнитном поле 1.6. Сперва анализируем получившиеся распределение поля 1.19: в случае ондулятора, член  $(z_0 - z')^{-1}$  можно разложить около  $z'$ , что всегда верно для дальней зоны, так как размер ондулятора много меньше расстояния, с которого наблюдается излучения:  $\lambda_w N \ll z_0$ , где  $N$  число периодов ондулятора.

Воспользовавшись решениями 1.5 и 1.6 и помня  $\vec{r}_{\perp 0}/z_0 = \vec{\theta}$ , преобразуем уравнение 1.18 к виду:

$$\vec{E}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{i\omega e}{c^2 z_0} \exp\left[i\frac{\omega\theta^2 z_0}{2c}\right] \int_{-\lambda_w N/2}^{\lambda_w N/2} dz' \exp[i\Phi_T] \left(\frac{K}{\gamma} \sin(k_w z) \vec{e}_x + \vec{\theta}\right) \quad (1.19)$$

Здесь отброшены члены первого и больших порядков малости по  $1/z_0$ . За  $\Phi_T$  обозначено следующее выражение:

$$\Phi_T = \left(\frac{\omega}{2c\tilde{\gamma}^2} + \frac{\omega\vec{\theta}^2}{2c}\right)z' - \frac{K^2}{8\gamma^2} \frac{\omega}{k_w c} \sin(2k_w z') - \frac{K\theta_x}{\gamma} \frac{\omega}{k_w c} \cos(k_w z'), \quad (1.20)$$

$$\text{a } \tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{\sqrt{1 + K^2/2}}.$$

Пределы интегрирования ограничены длиной ондулятора от  $-\lambda_w N/2$  до  $\lambda_w N/2$ , считается, что вклад в излучение ондулятора является домини-

рующим над вкладами от остальных участков траектории. На этом шаге уже можно заметить, что излучение на оси будет линейно поляризовано. По ходу выкладок можно проследить, что это есть вклад токового члена из уравнения 1.10, вклад же плотности заряда или, далее называемый, градиентным членом, даёт вариацию поляризации при наблюдении под некоторым углом  $\vec{\theta}$  к оси. Перепишем 1.19 в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}_\perp(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = & \frac{i\omega e}{c^2 z_0} \exp\left[i\frac{\omega \vec{\theta}^2 z_0}{2c}\right] \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} J_m\left(-\frac{K^2 \omega}{8\gamma^2 k_w c}\right) J_n\left(-\frac{K\theta_x \omega}{\gamma k_w c}\right) \times \\ & \exp\left[\frac{i\pi n}{2}\right] \int_{-\lambda_w N/2}^{\lambda_w N/2} dz' \exp[i(2m+n)k_w z'] \left(\frac{K}{2i\gamma}(\exp[2ik_w z'] - 1)\vec{e}_x + \vec{\theta} \exp[ik_w z']\right) \times \\ & \exp\left[i\left(k_w \frac{\Delta\omega}{\omega_r} + \frac{\omega \vec{\theta}^2}{2c}\right)z'\right], \end{aligned} \quad (1.21)$$

Где введено  $\omega = \omega_r + \Delta\omega$ ,  $\omega_r = 2c\tilde{\gamma}^2 k_w$  и использовали формулу Якоби — Ангера:

$$\begin{aligned} \exp[iz \cos(\theta)] &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(z) \exp[in\theta] \\ \exp[iz \sin(\theta)] &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) \exp[in\theta]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

До сих пор использовалось только одно приближение при решении уравнения Максвелла — параксиальное приближение, теперь можно воспользоваться следующим параметром — количеством периодов ондулятора  $N$ . Для этого обратим внимание на первое слагаемое в фазовом множителе под интегралом и заметим, что если  $k_w \frac{\Delta\omega}{\omega_r} + \frac{\omega \vec{\theta}^2}{2c} \ll k_w$ , то фаза меняется медленно на одном периоде и не занулит интеграл. Отметим, что для резонанса оба слагаемых должны быть много меньше единицы, т.е.  $\Delta\omega/\omega_r \ll 1$  и  $\omega \vec{\theta}^2/2c \ll 1$ , последнее соотношение даёт углы наблюдения вблизи резонанса:  $\theta \ll 1/\tilde{\gamma}$ . Теперь следует обратить внимание на аргументы функций

Бесселя, а именно:

$$u = -\frac{K^2 \omega}{8\gamma^2 k_w c}$$

$$v = -\frac{K\theta_x \omega}{\gamma k_w c} = -\frac{K\theta_x}{\gamma} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right) 2\tilde{\gamma}^2 \lesssim \frac{2K\theta_x \tilde{\gamma}}{\sqrt{1 + K^2/2}} \lesssim \theta_x \tilde{\gamma} \ll 1. \quad (1.23)$$

Зная, что  $J_\alpha(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} x^{2n+\alpha}$ , видим, что вклад нулевого порядка по  $\theta_x \tilde{\gamma}$ , т.е.  $J_\alpha(x) \sim 1$ , даёт только функция Бесселя с индексом  $n = 0$ . Здесь пока не учитывался градиентный член пропорциональный  $\vec{\theta}$ , таким образом из оставшихся фазовых множителей можно выписать условия на индекс  $m$ . Они определяются нулями в аргументах соответствующих фаз или  $m = -1$  и  $m = 0$ , оба оставшихся члена пропорциональны  $K/\gamma$ .

Теперь вернёмся к градиентному члену, вклад от которого занулиться при усреднении по длине ондулятора при  $n = 0$ , этот вклад даст ненулевой вклад при  $n = 1 - 2m$ , таким образом в ход пойдут следующие члены разложения  $J_m(v)$ . Однако, помня интересующий нас диапазон углов, члены разложения будут порядка  $\theta_x v^m$ , очевидно, что их вклады пренебрежимо малы, и вклад токового члена  $\vec{e}_x$  будет доминирующим. Учитывая выше-сказанные приближения, перепишем 1.21:

$$\vec{\tilde{E}}_\perp(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e K}{2c^2 z_0 \gamma} \exp\left[i\frac{\omega\theta^2 z_0}{2c}\right] \left(J_1(v) - J_0(v)\right) \vec{e}_x \times \quad (1.24)$$

$$\int_{-\lambda_w N/2}^{\lambda_w N/2} dz' \exp\left[i\left(k_w \frac{\Delta\omega}{\omega_r} + \frac{\omega\vec{\theta}^2}{2c}\right)z'\right],$$

Интеграл легко берётся:

$$\vec{\tilde{E}}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e L K}{c^2 z_0 \gamma} A_{JJ} \exp \left[ i \frac{\omega \theta^2 z_0}{2c} \right] \text{sinc} \left[ \left( k_w \frac{\Delta \omega}{\omega_r} + \frac{\omega \theta^2}{2c} \right) L/2 \right] \vec{e}_x, \quad (1.25)$$

где введено обозначение:  $A_{JJ} = J_1(v) - J_0(v)$ . В итоге, получено распределение поля в  $r\omega$ -пространстве.

Перепишем получившиеся соотношения в нормализованных единицах:

$$\hat{E}_{\perp} = \frac{c^2 z_0 \gamma \tilde{E}_{\perp}}{e \omega K L A_{JJ}} \quad (1.26)$$

$$\hat{\theta} = \theta \sqrt{\frac{\omega L}{c}}$$

$$\hat{z} = \frac{z}{L},$$

а также,

$$\hat{C} = CL = 2\pi N \frac{\Delta \omega}{\omega_r} \quad (1.27)$$

Таким образом 1.25 и 1.32 могут быть переписаны следующим образом:

$$\hat{E}_{\perp} = e^{i\Phi} \int_{-1/2}^{1/2} dz' \exp \left[ i \left( \hat{C} + \frac{\hat{\theta}^2}{2} \right) z' \right], \quad (1.28)$$

$$\hat{E}_{\perp} = e^{i\Phi} \text{sinc} \left( \frac{\hat{C}}{2} + \frac{\hat{\theta}^2}{4} \right). \quad (1.29)$$

На рис. 1.1 и рис. 1.2 изображены угловые распределения излучения. Их структуру можно понять из рисунка 1.4. Конструктивная интерференция наблюдается на оси, где есть максимум интерференционной картины на резонансной частоте. Если произвести отрицательную сдвиг-

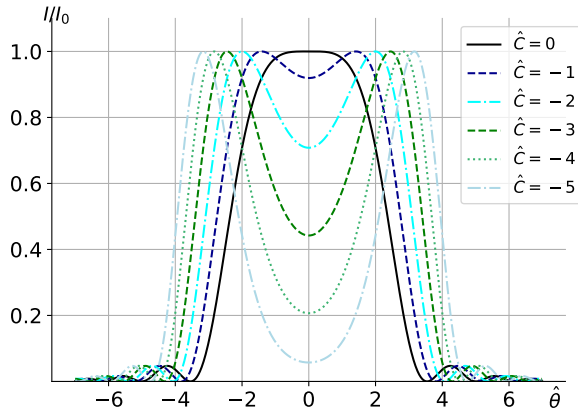


Рисунок 1.1 — Угловое распределение поля при отрицательной сдвиге частоты

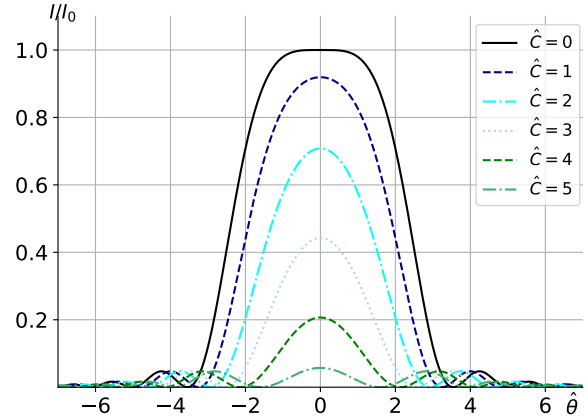


Рисунок 1.2 — Угловое распределение поля при положительной сдвиге частоты

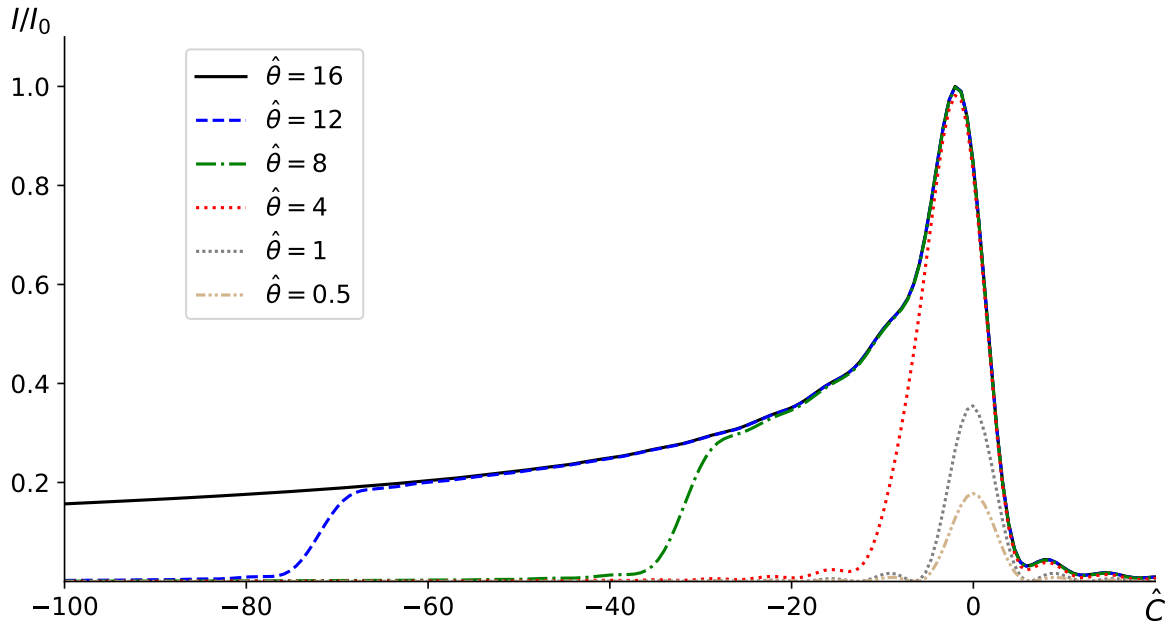


Рисунок 1.3 — Проинтегрированный по углам спектр излучения. За  $\hat{\theta}$  в легенде обозначены пределы интегрирования по углам

ку по частоте, то выполнение условия конструктивной интерференции:  $n\lambda_{ph} = s_{ph} - \lambda_u \cos \theta$  будет наблюдаться при ненулевых углах наблюдения. Обратно, при положительной сдвиге частоты, интенсивность быстро падает, условие резонанса не может выполняться при меньших длинах волн на ненулевых углах, потому что в набег фазы на каждом периоде ондулятора не укладывается целое число длин волн соответствующей гармоники излучения. Говорят, что электрон на каждом периоде ондулятора интер-

ферирует сам с собой. Естественно, говорят о интерференции излучения, которое на оси обгоняет электрон на одну длину волны (или большее число волн, т.е. 1, 2, 3 и т.д.). На следующем периоде ондулятора, электрон снова излучает в фазе с излучённой на прошлом периоде волной. Важной характеристикой в приложениях является проинтегрированный по углам  $\hat{\theta}$  спектр излучения, см. рис. 1.3. У спектра появляется широкий "хвост". Диапазон углов по которым ведётся интегрирования и единицы измерения для конкретной задачи должны обсуждаться отдельно.

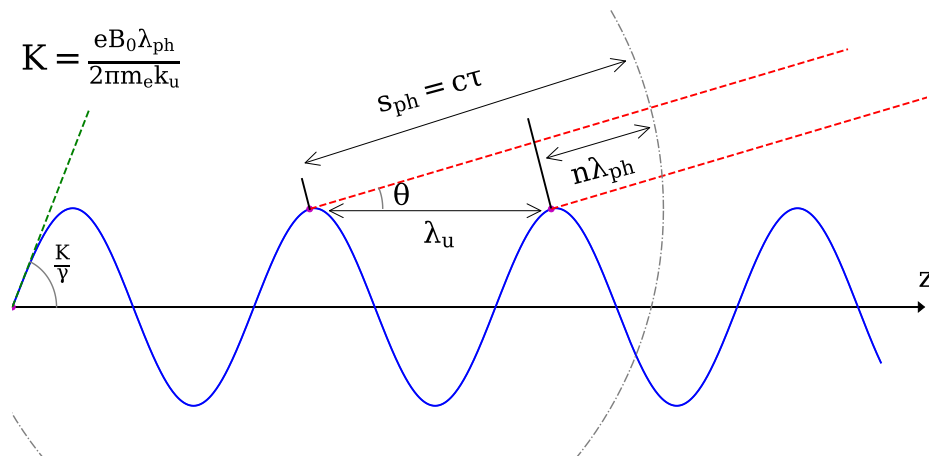


Рисунок 1.4 — Ондулятор как интерференционное устройство

## 1.2 Излучение высших гармоник

### 1.2.1 Амплитудный спектр высших гармоник ондуляторного излучения в зависимости от параметра ондуляторности

В этом разделе будет дано описание свойств излучения высших гармоник. Начнём с объяснения амплитудного спектра ондуляторного излучения. Понимание данного вопроса необходимо в виду того, что выбор конкретных параметров ондулятора, обычно говорят о параметре ондуляторности  $K$ , чрезвычайно важен для приложений. Выбор этого параметра



напрямую влияет на состав спектра излучения и его амплитудное распределение. Следуя выкладками 1.25, где было введено обозначение  $A_{JJ}$ , и общей формуле для произвольной гармоники из [15] можно написать:

$$A_{JJ}(K) = \frac{n^2 K^2}{(1 + K^2/2)^2} \left[ J_{\frac{1}{2}(k-1)} \left( \frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) - J_{\frac{1}{2}(k+1)} \left( \frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) \right]^2, \quad (1.30)$$

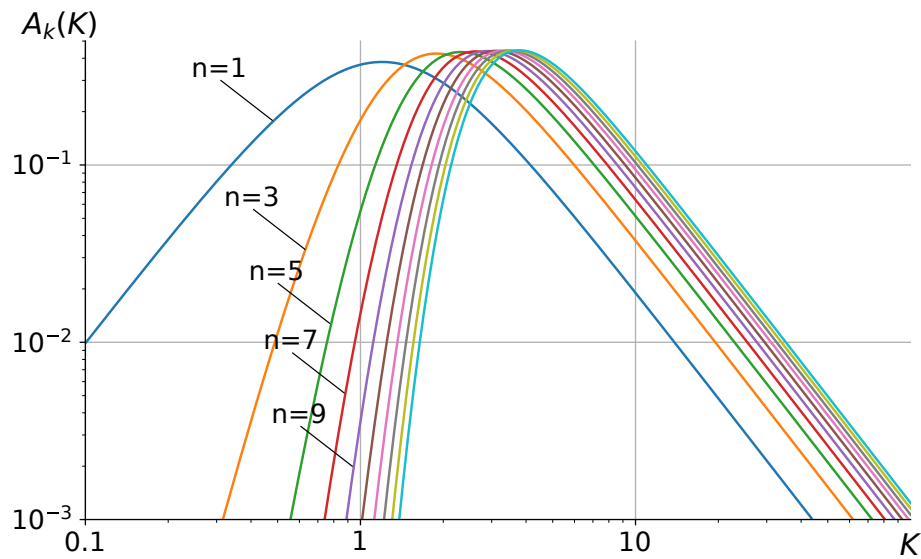


Рисунок 1.5 — Амплитудный спектр гармоник в зависимости от параметра ондуляторности  $K$

Графическое представление этой формулы в зависимости от параметра  $K$  показано на рис. 1.5. Спектр наглядно показывает зависимость амплитуд гармоник от параметра ондуляторности. На ондуляторах, где планируется работать на низких гармониках (1 - 7), преимущественно выбирают малые  $K < 2$ , если же стоят задачи использовать более высокие гармоники, то параметр  $K$  выбирают в районе 2 - 2,5.

На рис. 1.6 и рис. 1.7 представлены примеры спектров ондуляторного излучения электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом. Рисунки наглядно поясняют соображения изложенные выше по амплитудному со-

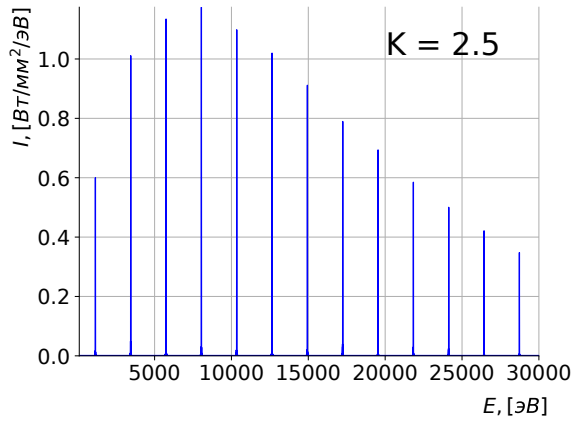


Рисунок 1.6 — Спектр ондулятора с ондуляторностью  $K = 2,5$

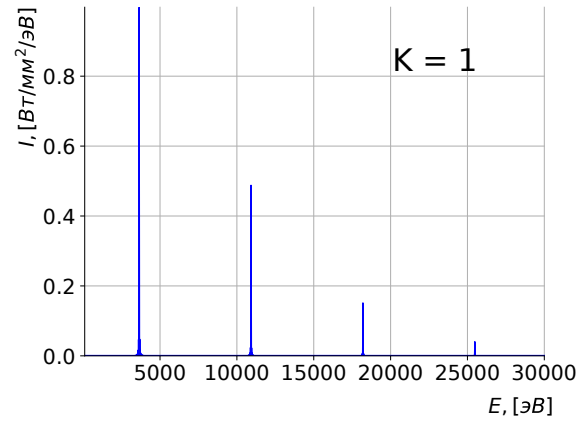


Рисунок 1.7 — Спектр ондулятора с ондуляторностью  $K = 1$

ставу ондуляторного спектра. Уже при  $K = 2,5$  максимум амплитуды приходится на 7-ую гармонику.

### 1.3 Заключение к главе

В главе был дан последовательный вывод свойств ондуляторного излучения, что даёт начальное представление необходимое для проектирования пользовательских станций. Второй подход, который обычно используется в расчёте излучения релятивистского электрона основывается на использовании известных выражений для потенциалов Лиенара — Вихерта в  $rt$ -пространстве:

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r}_0, t) = -e \frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3 |\vec{r}_0 - \vec{r}'|^2} - \frac{e \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{c(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3 |\vec{r}_0 - \vec{r}'|} \quad (1.31)$$

Взяв Фурье-преобразование от этого выражения по времени и совершив преобразования, описанные в [14], несложно получается следующее выражение, которое является отправной точкой численных расчётов многих

современных симуляционных кодов:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\perp}(\vec{r}_0, \omega) = & -\frac{i\omega e}{c} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \left[ \frac{\vec{\beta} - \vec{n}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}'_0(t')|} - \frac{ic}{\omega} \frac{\vec{n}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}'_0(t')|^2} \right] \times \\ & \exp \left[ i\omega \left( t' + \frac{|\vec{r}_0 - \vec{r}'_0(t')|}{c} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

Наиболее известный из них — это SRW, разработанный Олегом Чубарём, [8], [9]. Код написан на языке C++ и является открытым кодом, что добавляет широкие возможности к адаптации кода к пользовательским задачам. Методы кода позволяют рассчитывать излучение релятивистского электрона, с учётом конечности эмиттанта, и далее пропускать получившиеся излучения через оптическую систему с применением подходов Фурье-оптики.

Также нашли широкое применение коды и программы для расчёта синхротронного излучения: SPECTRA [16], XRT (XRayTracer) [17]. SPECTRA позволяет рассчитывать спектры излучения из вставных устройств с широкими возможностями в выборе параметров, программа имеет доступный GUI интерфейс, и поэтому легка в использовании. XRT также имеет широкие возможности по моделированию источников синхротронного излучения, рентгенооптических трактов и оптических элементов пользовательских станций.

В работе, в основном, использовались два кода, — SRW и SPECTRA, код XRT оставлен в стороне, т.к. возможности кода SRW вполне покрывают все потребности в расчётах, код является надёжными и проверенным инструментом при проектировании синхротронных источников.

## Глава 2. Проектирование рентгенооптических трактов Сибирского Кольцевого Источника Фонов

### 2.1 Введение

В данной главе мы рассмотрим схемы рентгенооптических трактов (станций) первой очереди Центра Коллективного Пользования СКИФ: от источников высокого энергетических фотонов — вставных устройств до деталей оптических компотен на билайне, — фильтров, монохроматоров, рентгеновских зеркал и линз. В этой главе, будут обсуждаться станции: 1-1 — «Микрофокус», 1-2 — «Структурная диагностика», 1-4 — «XAFS-спектроскопия и магнитный дихроизм».

Таблица 2.1

Параметры накопительного кольца и электронного пучка в ондуляторном  
пустом промежутке

$\sigma_x, [m]$	$\sigma_{x'}, [rad]$	$\sigma_y, [m]$	$\sigma_{y'}, [rad]$
$33.0 \times 10^{-6}$	$2.65 \times 10^{-6}$	$8.6 \times 10^{-7}$	$5.0 \times 10^{-7}$
$\Delta E/E$	$\beta_x, [m]$	$\beta_y, [m]$	$I, [mA]$
$8.6 \times 10^{-4}$	12.49	1.99	400

На всех указанных станциях будут использоваться сверхпроводящие ондуляторы разработки и производства ИЯФ СО РАН, см., например, [18] и [19]. Всё ондуляторы будут вводиться в пустой промежуток с геометрическими и угловыми размерами электронного пучка и бета функциями указанными в таблице 2.1.

## 2.2 Станция 1-1 — «Микрофокус»

### 2.2.1 Вставное устройство

Станция имеет вставное устройство с параметрами указанными в таб. 2.2. Выбора такого типа ондулятора объясняется тем, что на станции предполагается работать на довольно высоких гармониках, поэтому, согласно амплитудному спектру на рис 1.30, необходимо как можно далее сдвинуть максимум спектрального потока в сторону более высоких гармоник. На рис. 2.1 представлен спектр используемого ондулятора через

Таблица 2.2

Параметры ондулятора для станции 1-1

$B(K), [T]$	$L, [m]$	$d, [mm]$	Рабочие Гармоники 1-1
1.36(2.29)	2.3	18	11, 13, 17, 23

конечную апертуру, видно, что рабочие гармоники подавлены на порядок по сравнению с фундаментальной гармоникой.

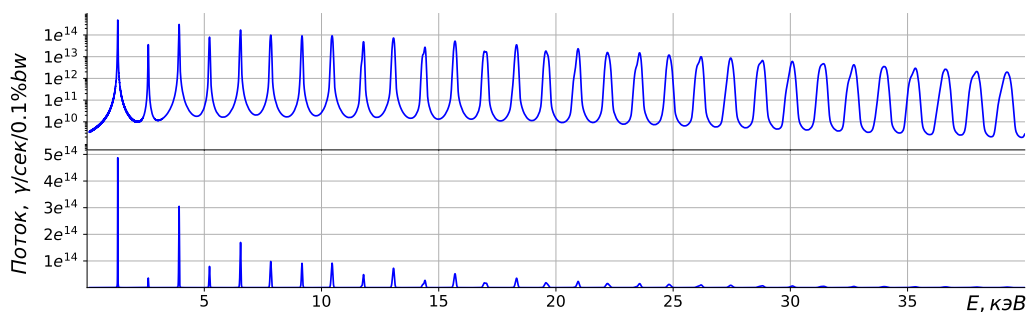


Рисунок 2.1 — Спектр с ондулятора с  $K = 2,29$  через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса

### 2.2.2 Оптика станции 1-1

Первостепенной задачей по расчёту оптики на рассматриваемой станции являлась оценка тепловых нагрузок на первые оптические элементы. На рис. 2.2 представлена оптическая схема станции в первом приближении без фокусирующих линз. После прохождения пучком апертуры, которая является угловым фильтром, излучение проходит алмазное окно, толщина которого 100 мкм из расчёта  $\approx 3\%$  поглощения на первой рабочей гармонике. Алмазные кристаллы являются хорошими фильтрами низких энергий. Основная тепловая нагрузка с первых гармоник снимается входным алмазным окном. После алмазного окна излучение разделяется алмазными

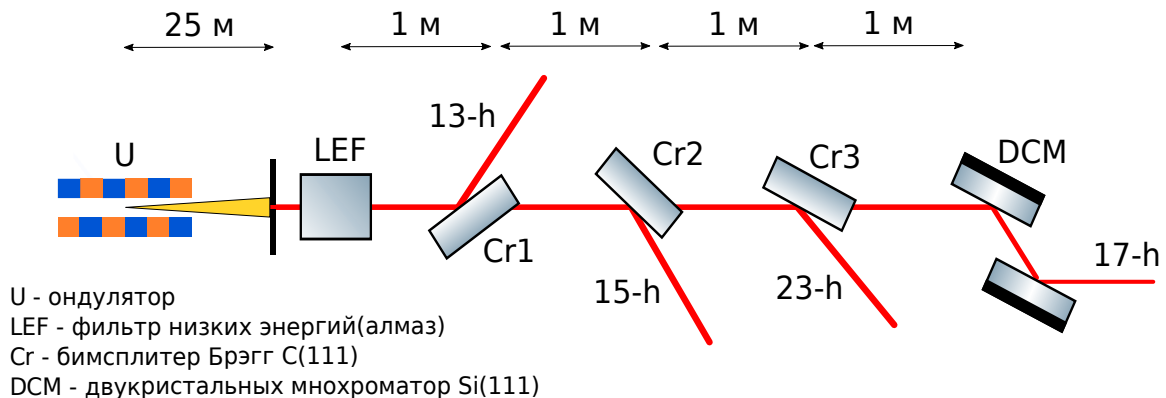


Рисунок 2.2 — Оптическая схема станции 1-1

C(111) монохроматорами на рабочие подстанции, прямой пучок падает на кремниевый Si(111) двукристалльный монохроматор. Поглощённые удельные мощности на каждом из представленных оптических элементах можно найти на рис. 2.3.

Итого, результаты расчётов:

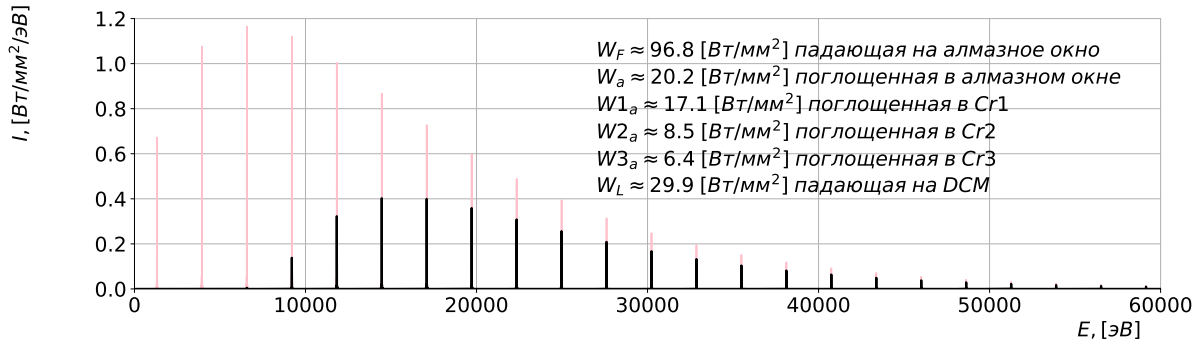


Рисунок 2.3 — Спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом падающий на алмазное окно — розовый цвет, излучение падающее на двукристалльный монохроматор — чёрный цвет

Таблица 2.3

Сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м)

$n_{harm}$	$\sigma_x, [mm]$	$\sigma_y, [mm]$	$\sigma_x, [\mu rad]$	$\sigma_y, [\mu rad]$
11	0.106	0.095	4.255	3.792
13	0.101	0.093	4.037	3.727
17	0.097	0.097	3.892	3.888
23	0.105	0.116	4.215	4.642

Таблица 2.4

Номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного монохроматора, проекция пучка(горизонтальная)

$n_{harm}$	$\theta_{cr}, grad$	$d_{eff}, \mu m$	$S_{proj}, mm$
11	-77.984	480	0.503
13	-79.854	568	0.579
23	-84.284	1004	0.976
17	-84.921	0	1.098

Таблица 2.5

Сечение пучка после монохроматоров

$n_{harm}$	$\sigma_x, [mm]$	$\sigma_y, [mm]$	$\sigma_x, [\mu rad]$	$\sigma_y, [\mu rad]$
11	0.106	0.095	4.255	3.792
13	0.101	0.093	4.037	3.727
17	0.097	0.097	3.892	3.888
23	0.105	0.116	4.215	4.642

Таблица 2.6

Потоки фотонов после соответствующих монохроматоров

$n_{harm}$	$E, eV$	$\lambda, [nm]$	$ph/s$	$ph/s/0.1\%$	$\Delta E/E$
11	14461	0.0857	1.61e+08	1.79e+08	6.22e-05
13	17091	0.0725	8.82e+07	8.38e+07	6.16e-05
17	22350	0.0555	3.29e+07	2.42e+07	6.07e-05
23	30238	0.0410	9.07e+06	4.61e+06	6.51e-05

## 2.3 Станция 1-2 — «Структурная диагностика»

### 2.3.1 Вставное устройство

На станции 1-2 используется сверхпроводящий ондулятор с параметром ондуляторности  $K = 1.54$ . На станции, в отличие от 1-1, предполагается работать на более низких гармониках, этим объясняется выбор указанного параметра  $K$ , амплитудный спектр смещён в сторону фундаментальной гармоники. В таблице 2.7 приведены основные характеристики используемого ондулятора, а на рис. 2.4 показан спектр этого ондулятора через конечную апертуру.

Таблица 2.7

Параметры ондулятора для станции 1-2

$B(K), [T]$	$L, [m]$	$d, [mm]$	Рабочие Гармоники 1-2
1.06(1.54)	2	15.6	5, 7, 9, 13

### 2.3.2 Оптика станции 1-2

Оптическая схема станции, в смысле алгоритма расчётов, аналогична станции 1-1, с одним лишь отличием в том, что используется другой тип ондулятора и более низкие рабочие гармоники. На рис. 2.5 приведена схема



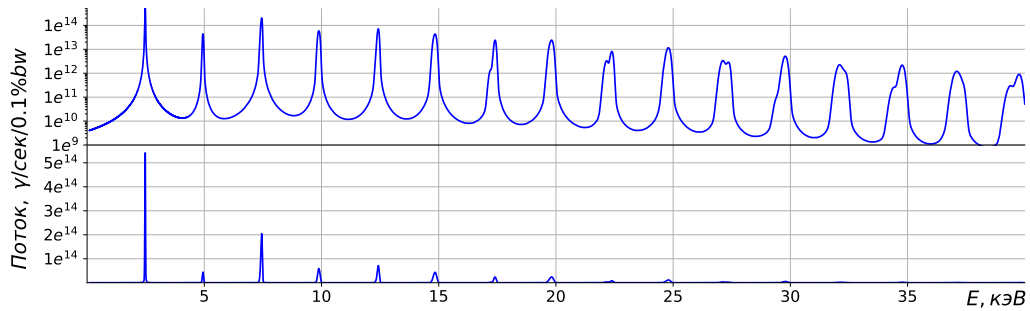


Рисунок 2.4 — Спектр с ондулятора с  $K = 1,54$  через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса

станции, совпадающая по структуре со той же схемой для 1-1. На рис. 2.6

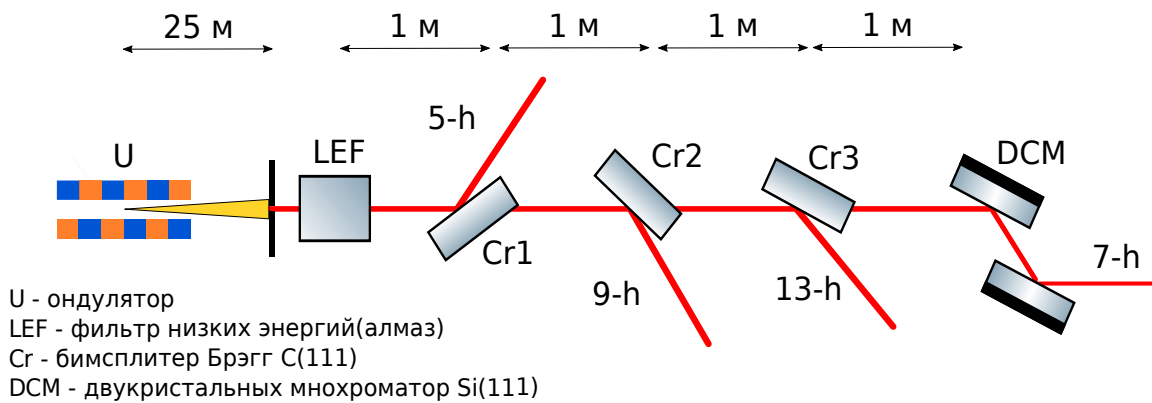


Рисунок 2.5 — Оптическая схема станции 1-2

приведены удельные тепловые нагрузки на элементы станции.

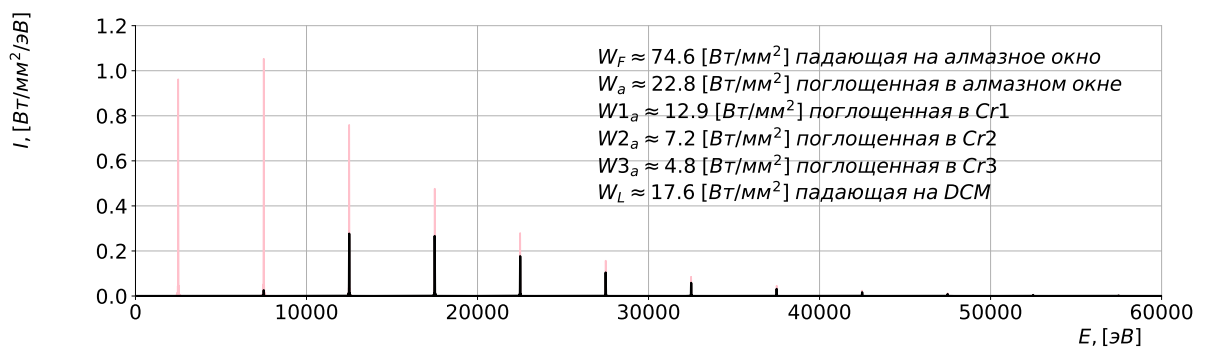


Рисунок 2.6 — Спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом падающий на алмазное окно — розовый цвет, тот же излучение падающее на двукристалльный монохроматор — чёрный цвет

Итого, результаты расчётов:

Таблица 2.8

Сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м)

$n_{harm}$	$\sigma_x, [mm]$	$\sigma_y, [mm]$	$\sigma_x, [\mu rad]$	$\sigma_y, [\mu rad]$
5	0.124	0.109	4.947	4.376
7	0.110	0.093	4.410	3.727
9	0.101	0.083	4.056	3.319
13	0.092	0.072	3.697	2.870

Таблица 2.9

Номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина  
алмазного монохроматора, проекция пучка(горизонтальная)

$n_{harm}$	$\theta_{cr}, grad$	$d_{eff}, \mu m$	$S_{proj}, mm$
5	-76.063	415	0.500
7	-83.509	0	1.131
9	-82.309	747	0.779
13	-84.683	1079	1.080

Таблица 2.10

Сечение пучка после монохроматоров

$n_{harm}$	$\sigma_x, [mm]$	$\sigma_y, [mm]$	$\sigma_x, [\mu rad]$	$\sigma_y, [\mu rad]$
5	0.124	0.109	4.947	4.376
7	0.110	0.093	4.410	3.727
9	0.101	0.083	4.056	3.319
13	0.092	0.072	3.697	2.870

Таблица 2.11

Потоки фотонов после соответствующих монохроматоров

$n_{harm}$	$E, eV$	$\lambda, [nm]$	$ph/s$	$ph/s/0.1\%$	$\Delta E/E$
5	12499	0.0992	2.54e+08	3.29e+08	6.17e-05
7	17498	0.0709	1.79e+08	1.40e+08	7.28e-05
9	22498	0.0551	5.00e+07	5.30e+07	4.20e-05
13	32497	0.0382	4.30e+07	8.67e+06	1.53e-04

## 2.4 Станция 1-4 — «XAFS-спектроскопия и магнитный дихроизм»

### 2.4.1 Вставное устройство

На вставное устройство станции 1-4 накладываются довольно жёсткие условия, так как на этой станции планируется реализовать две техники XAFS спектроскопии — обычный EXAS и quick-EXAS. Последняя техника требует довольно широкого спектра до 1 – 1.2 кэВ, что не может быть реализованно с помощью обычного планарного ондулятора, ширина спектра которого, определяется количеством периодов и равна порядка:  $\Delta\omega/\omega = 10^{-2}$ . Для уширения спектра ондуляторного излучения используют так называемую технику тэперинга, изменение магнитного поля некоторым способом или длины периодов ондулятора вдоль траектории электронного пучка.

На станции будет использоваться сверхпроводящий ондулятор с возможностью производить сканирование по спектру. Магнитное поле может меняться в широких пределах, посредством подстройки тока в обмотках сверхпроводящего устройства. Параметры такого ондулятора см. в таблице 2.12. Помимо этого, на ондулятор накладывается условие того, что ра-

Таблица 2.12

Параметры ондулятора для станции 1-4

$B(K), [T]$	$L, [m]$	$d, [mm]$	Рабочие Гармоники
0.65 – 1.37(1.1 – 2.3)	2.3	18	3 – 13

бочие гармоники должны перекрываться, чтобы предоставить пользователям вести непрерывное сканирование по энергии в диапазоне от 4 кэВ до 40 кэВ. На рис. 2.7 представлен спектр с указанными выше  $K$  ондулятора, показано эффективное перекрытие рабочих гармоник с большим запасом.

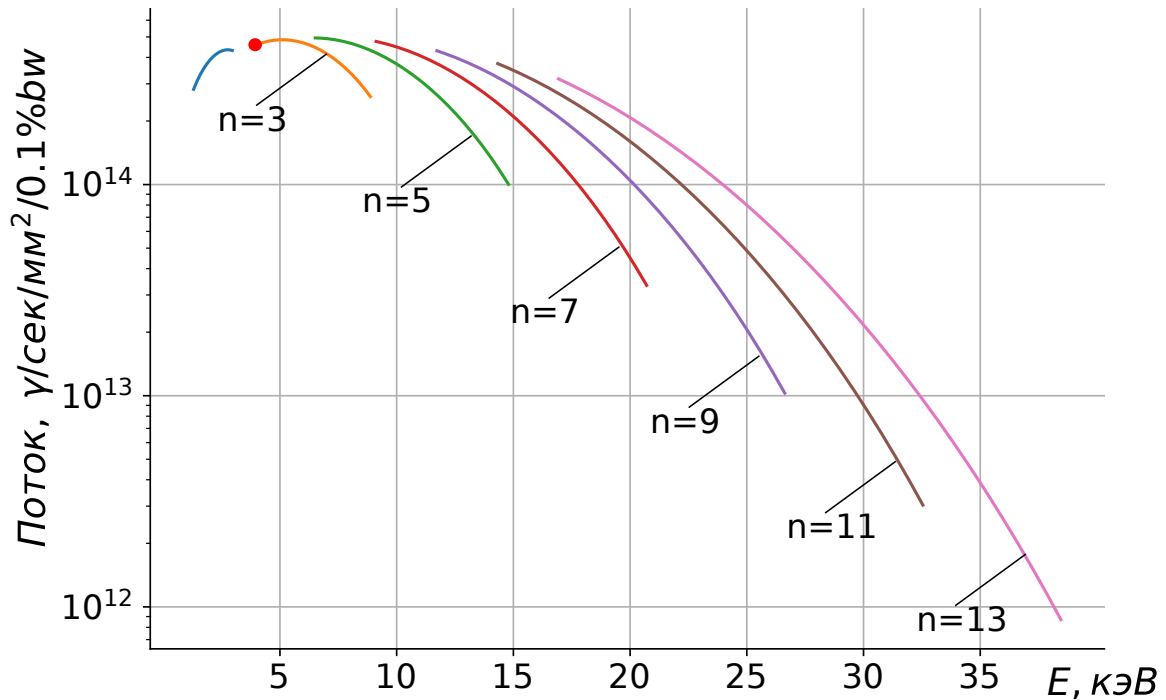


Рисунок 2.7 — Спектр ондулятора для 1-4 с параметром  $K$ , меняющемся в диапазоне от 1,1 – 2,3

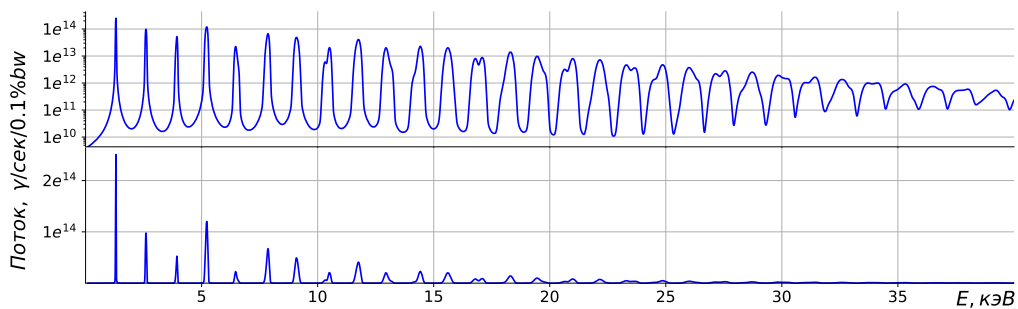


Рисунок 2.8 — Спектр с ондулятора с  $K = 2,23$  через апертуру 1 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса

#### 2.4.2 Излучение клинообразного ондулятора

В этой секции мы рассмотрим излучение планарного ондулятора специальной конструкции, который может доставить широкий спектр. Идея состоит в том, что разбить ондулятор на несколько секций с различным магнитным полем в каждой из них, см. рис. 2.9. Такая расстановка, в первом приближении, предполагалось, должна дать набор резонансов, которые

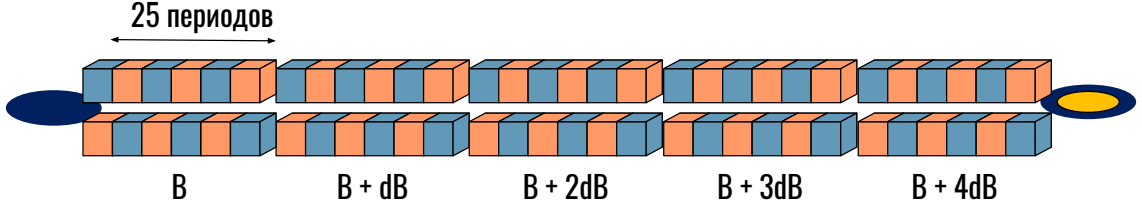


Рисунок 2.9 — Ондулятор состоящий из малых ондуляторных секций.

сольются в один сплошной спектр. Однако, более детальное рассмотрение показало, что в зависимости от фазы электрона между сегментами, могут проявляться интерференционные эффекты, которые в значительной степени будут изменять форму спектра.

Выкладки можно начать с модифицированного интеграла 1.32,

$$\vec{E}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e A_{JJ} K}{2c^2 z_0 \gamma} \int_{-\lambda_w N/2}^{\lambda_w N/2} dz' \exp[iCz'] \vec{e}_x, \quad (2.1)$$

Здесь, для простоты изложения, излучение рассматривается на оси, т.е.  $\theta = 0$  от уединённого электрона. В случае секционного ондулятора коэффициент ондуляторности меняется вдоль ондулятора, поэтому  $K = K_0 + n\Delta K$ , а также  $C = C_0 + n\Delta C$ , где  $n$  — это номер секции. Где  $\Delta C$  введено следующим образом, помня  $\omega_r = 2c\tilde{\gamma}^2 k_w$ :

$$C = k_w \frac{\Delta\omega}{\omega_r} = \frac{\Delta\omega_r}{2c\gamma} \left( 1 + \frac{(K_0 + n\Delta K)^2}{2} \right) \approx \frac{\Delta\omega_r}{2c\gamma} \left( 1 + \frac{K_0^2}{2} \left( 1 + \frac{n\Delta K}{K_0} \right) \right) = C_0 + \Delta C \quad (2.2)$$

Секций, для определённости, мы возьмём пять, и для удобства нумерацию будем вести  $-2, -1, \dots, 2$ . Поэтому интеграл можно переписать в виде:

$$\vec{E}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e A_{JJ}}{2c^2 \gamma z_0} \sum_{n=-2}^2 (K_0 + n\Delta K) \int_{(2n+1)L_s/2}^{(2n-1)L_s/2} dz' \exp[i(C_0 + n\Delta C)z'] \vec{e}_x, \quad (2.3)$$

Взяв интеграл, получим:

$$\vec{E}_\perp(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e A_{JJ} L_u}{2c^2 \gamma z_0} \sum_{n=-2}^2 (K_0 + n\Delta K) \text{sinc}(\hat{C}/2) e^{in(C_0 + n\Delta C)L} \vec{e}_x, \quad (2.4)$$

Возведя в квадрат, получим интенсивность:

$$\begin{aligned} \tilde{I} = & \left( \frac{\omega e A_{JJ} L}{2c^2 \gamma z_0} \right)^2 \left[ \sum_{n=-2}^2 (K_0 + n\Delta K)^2 \text{sinc}^2(\hat{C}_0 + n\Delta\hat{C}/2) + \right. \\ & \left. \sum_{\substack{n,m=-2 \\ n \neq m}}^2 K_0^2 \left( 1 + n\frac{\Delta K}{K_0} + m\frac{\Delta K}{K_0} \right) \text{sinc}^2(\hat{C}/2) e^{i(n-m)\hat{C}_0 + (n^2-m^2)\Delta\hat{C}} \right], \end{aligned} \quad (2.5)$$

Полученное выражение можно проинтерпретировать следующим образом: первая сумма есть сумма сдвинутых по соответствующим резонансам  $\text{sinc}^2$  функций, вторая сумма отображает интерференцию между различными секциями ондулятора. Данная комбинация приводит к колебаниям в спектре, как показано на рис. 2.10 синими пунктирными линиями, чёрной линией отмечена сумма  $\text{sinc}^2$  функций без учёта интерференционных слагаемых. На рис. 2.11 показан характерный спектр секционного ондулятора

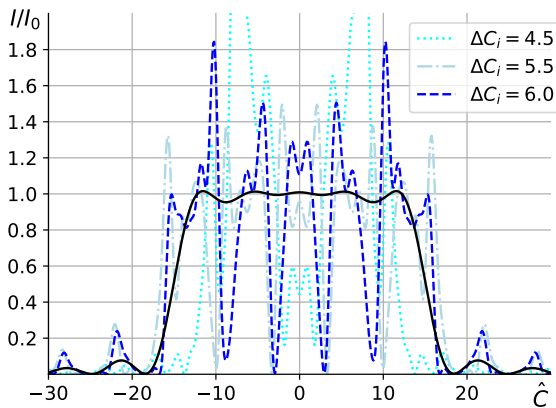


Рисунок 2.10 — Аналитический результат для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом

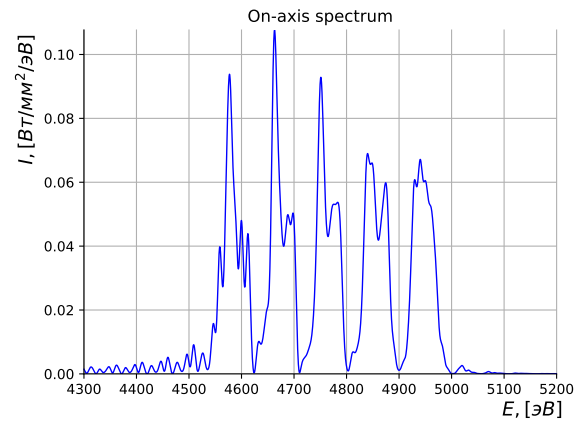


Рисунок 2.11 — Симуляция в коде SRW для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом

посчитанного при помощи симуляционного кода SRW. Далее на рис. 2.12

представлен спектр с учётом эмиттанса и энергетического разброса в пучке, проинтегрированный по конечной апертуре — 1 мм на расстоянии 22 м.

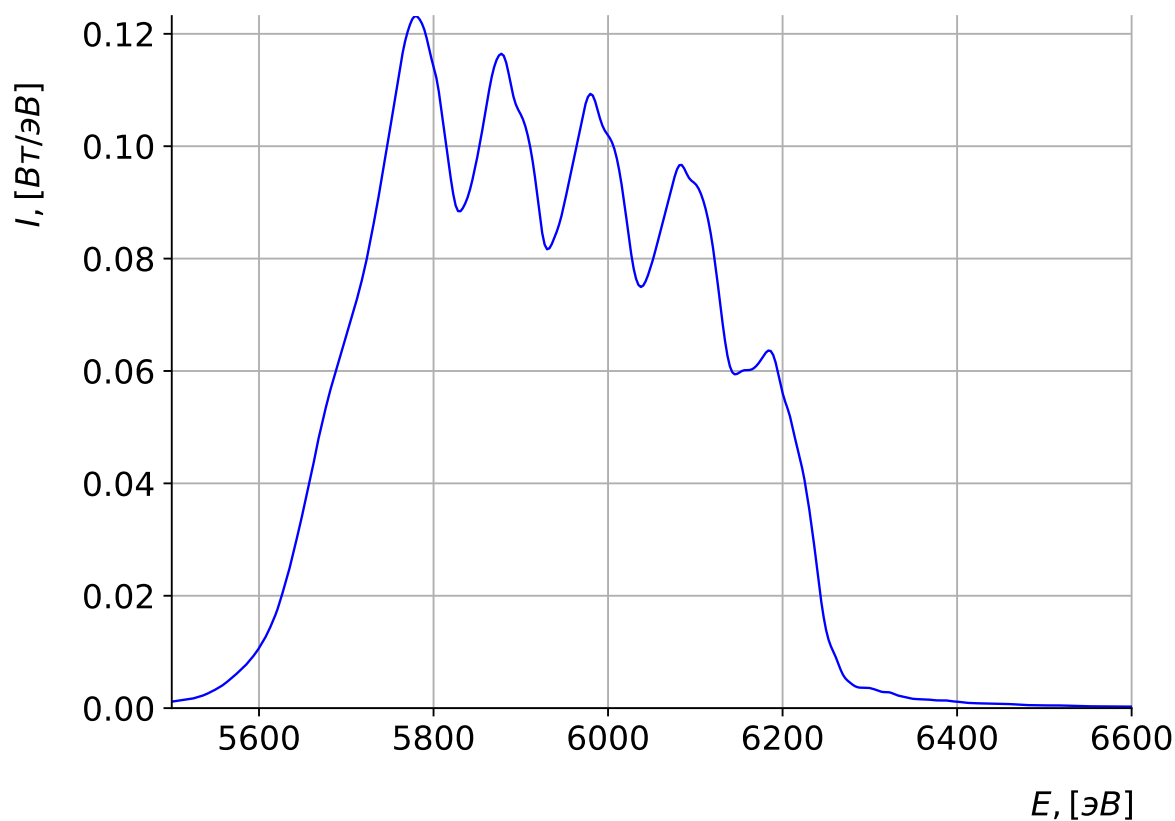


Рисунок 2.12 — Спектр секционного ондулятора проинтегрированного по конечной апертуре — 1 мм с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса

### 2.4.3 Оптика станции 1-4

На рис. 2.13 представлена оптическая схема станции реализации EXAS спектроскопии, которая состоит из двукристального монохроматора и далее системы зеркал Kirkpatrick-Baez для фокусировки излучения на образец. Для реализации quick-EXAS спектроскопии будет использоваться отдельный монохроматор, но т.к. на данный момент нет консенсуса

по концепции ондулятора для этой техники, в данной работе оптическая схема для указанного метода рассматриваться не будет.

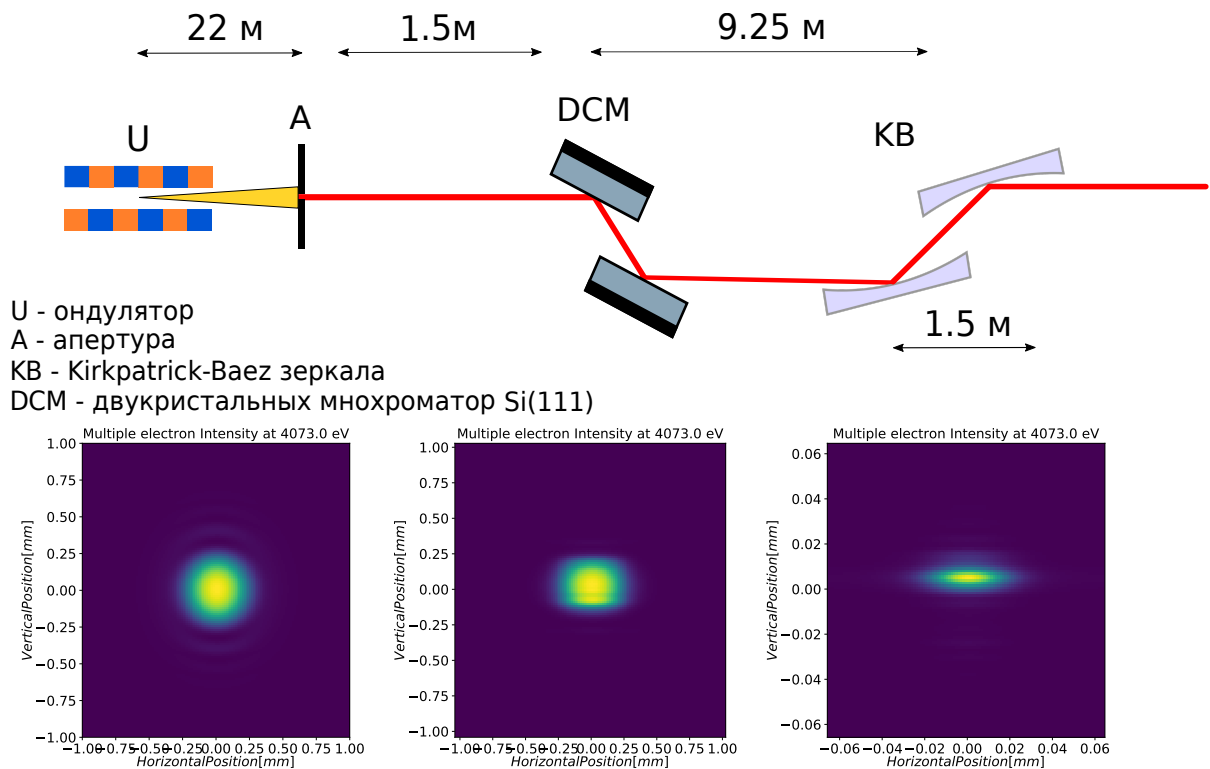


Рисунок 2.13 — Оптическая схема станции 1-4. Ниже сечения пучка слева на право: на выходе апертуры, на выходе после двукристалльного монохроматора, на выходе после фокусирующих зеркал



## Заключение

В работе были представлены результаты по проектированию оптических трактов экспериментальных станций первой очереди ЦКП «СКИФ». Данные результаты используются для подготовки концептуального дизайна ЦКП «СКИФ». Разработанный подход, а именно — создание программной среды для проектирования, позволил создать надёжную базу для дальнейших расчётов с использованием современных вычислительных возможностей. По ссылке [https://github.com/TrebAndrew/thesis\\_andrei/tree/dev](https://github.com/TrebAndrew/thesis_andrei/tree/dev) можно найти программный код, написанный на языке Python, с использованием библиотеки кода SRW для расчёта экспериментальных станций ЦКП «СКИФ», а также результаты расчётов, не вошедшие в настоящую работу.

### Результаты расчётов:

- для станции 1-4, для техники быстрой XAFS-спектроскопии, приведён один из возможных способов уширения спектра. Аналитически объяснена форма спектра, результат подтверждён численным моделированием;
- для станции 1-4 посчитан спектр ондулятора для XAFS-спектроскопии. Проведены расчёты распространения пучка через оптическую систему;
- приведены спектры излучения ондуляторов для станций 1-1 и 1-2, получены сечения пучка излучения на выходе из каждого оптических элементов;
- для станций 1-1 и 1-2 посчитаны удельные тепловые нагрузки на оптические элементы;

Новизна работы заключается, во-первых, в рассмотрении технически принципиально нового способа уширения спектра ондуляторного из-

лучения, приведено его теоретическое объяснение и дано математическое моделирование излучения электронного пучка из описываемой магнитной структуры.

Во-вторых, в активном и структурированном использовании программного окружения и современных языков программирования по разработке рентгенооптических трактов экспериментальных станций синхротронного источника.

Ввиду высокой актуальности реализации проекта ЦКП «СКИФ» в планы по разработке экспериментальных станций входит:

- более детальное численное моделирование оптических элементов станций (учёт неидеальности элементов, учёт частичной когерентности излучения);
- создание математической модели, которая учитывает поправки к гармоническому магнитному полю неидеального ондулятора (фазовые ошибки);
- расчёт тепловых нагрузок на оптические элементы с учётом пространственного распределения мощности на поверхности оптических элементов;
- расчёт влияния устойчивости оптической системы к механическим подвижкам.

## Благодарности

Автор работы считает приятным долгом выразить слова благодарности людям, которые способствовали написанию этого труда и поддерживали его на пути получения степени бакалавра в Новосибирском государственном университете по направлению физика.

Во-первых, благодарность научному руководителю, **Якову Валерьевичу Ракшуну**, за возможность работать в передовом проекте СО РАН, поддержке инициатив автора данной работы и подаче бесценных советов по работе в проектном офисе ЦКП «СКИФ»

Слова благодарности рецензенту работы, **Ращенко Сергею Владимировичу**, за конструктивные предложения по улучшению содержания работы и стиля текста.

Благодарность всему преподавательскому составу Новосибирского государственного университета и отдельно преподавателями кафедры физики ускорителей за их нелёгкий труд.

Глубокая признательность наставникам автора: **Евгению Салдину** за его терпеливые ответы на вопросы по теории синхротронного излучения и чуткие наставления в выборе специализации, **Світозару Серкезу** и **Джанлуке Гелони** за бесценный вклад в приобретении всех необходимых навыков работы и возможности стажироваться в их исследовательской группе на European XFEL.

Слова признательности **Тельнову Валерию Ивановичу**, **Никитину Сергею Алексеевичу** и **Никитиной Людмиле Константиновне** за помощь в переводе на кафедру физики ускорителей, их советы и внимание.

В заключении, благодарность **Евгению Требушнину** и **Татьяне Требушиной** за вдохновение на упорный труд, а так же **Александре Голубевой** за добрые слова поддержки.

### Список литературы

1. *Willmott Philip*. An introduction to synchrotron radiation: techniques and applications. — Wiley, 2019.
2. Radiation-Generating Devices for Domestic Sources of Synchrotron Radiation with Extremely Low Emittance / AV Zorin, NA Mezentsev, KV Zolotarev, VA Shkaruba // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2019. — Vol. 83, no. 2. — Pp. 121–123.
3. *MAX IV*. MAX IV Detailed Design Report. — 2010.
4. *Dierker S*. NSLS-II Preliminary Design Report. — 2007. — 11.
5. Tech. Rep.: / Klaus Balewski, R Rohlsberger, H Franz et al.: 2004.
6. *Source DIAMOND Synchrotron Light*. Report of the Design Specification // *CCLRC, June*. — 2002.
7. *Chubar Oleg*. Synchrotron Radiation Workshop. — <https://github.com/ochubar/SRW>.
8. *Chubar O, Elleaume P*. Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998. — 1998.
9. *Chubar Oleg, Elleaume P*. Accurate and efficient computation of synchrotron radiation in the near field region // *proc. of the EPAC98 Conference*. — 1998. — Pp. 1177–1179.
10. Physical optics computer code optimized for synchrotron radiation / Oleg Chubar, Pascal Elleaume, Serguei Kuznetsov, Anatoly A Snigirev // *Optical Design and Analysis Software II / International Society for Optics and Photonics*. — Vol. 4769. — 2002. — Pp. 145–152.

11. *Chubar Oleg*. Wavefront calculations // X-Ray FEL Optics and Instrumentation / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 4143. — 2001. — Pp. 48–60.
12. Alignment of KB mirrors with at-wavelength metrology tool simulated using SRW / Mourad Idir, Maksim Rakitin, Bo Gao et al. // Advances in Computational Methods for X-Ray Optics IV / International Society for Optics and Photonics. — Vol. 10388. — 2017. — P. 103880Z.
13. Paraxial Green's functions in synchrotron radiation theory / Gianluca Geloni, Evgeni Saldin, Evgeni Schneidmiller, Mikhail Yurkov // *arXiv preprint physics/0502120*. — 2005.
14. Fourier optics treatment of classical relativistic electrodynamics / Gianluca Geloni, Evgeni Saldin, Evgeni Schneidmiller, Mikhail Yurkov // *arXiv preprint physics/0608145*. — 2006.
15. *Wiedemann Helmut*. Particle accelerator physics. — Springer, 2015.
16. SPECTRA: a synchrotron radiation calculation code. — <http://spectrax.org/spectra/>.
17. *Konstantin Klementiev (MAX IV Laboratory) Roman Chernikov (Canadian Light Source)*. XRayTracer. — <https://xrt.readthedocs.io/>.
18. Short-Period Superconducting Undulator Coils With Neutral Poles: Test Results / Alexey Bragin, Sergey Khrushev, Vladimir Lev et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2018. — Vol. 28, no. 4. — Pp. 1–4.
19. *Gluskin Efim, Mezentsev Nikolai*. Superconducting Wigglers and Undulators // *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers: Accelerator Physics, Instrumentation and Science Applications*. — 2019. — Pp. 1–51.

20. *Als-Nielsen Jens, McMorrow Des.* Elements of modern X-ray physics. — John Wiley & Sons, 2011.
21. *Authier André.* Dynamical theory of X-ray diffraction. — Wiley Online Library, 2006. — Pp. 626–646.

## Список рисунков

1.1	Угловое распределение поля при отрицательной сдвиге частоты . . . . .	14
1.2	Угловое распределение поля при положительной сдвиге частоты . . . . .	14
1.3	Проинтегрированный по углам спектр излучения. За $\hat{\theta}$ в легенде обозначены пределы интегрирования по углам . . . .	14
1.4	Ондулятор как интерференционное устройство . . . . .	15
1.5	Амплитудный спектр гармоник в зависимости от параметра ондуляторности $K$ . . . . .	16
1.6	Спектр ондулятора с ондуляторностью $K = 2,5$ . . . . .	17
1.7	Спектр ондулятора с ондуляторностью $K = 1$ . . . . .	17
2.1	Спектр с ондулятора с $K = 2,29$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса . . . . .	20
2.2	Оптическая схема станции 1-1 . . . . .	21
2.3	Спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом падающий на алмазное окно — розовый цвет, излучение падающее на двукристалльный монохроматор — чёрный цвет	22
2.4	Спектр с ондулятора с $K = 1,54$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса . . . . .	24
2.5	Оптическая схема станции 1-2 . . . . .	24

2.6	Спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом падающий на алмазное окно — розовый цвет, тот же излучение падающее на двукристалльный монохроматор — чёрный цвет . . . . .	24
2.7	Спектр ондулятора для 1-4 с параметром $K$ , меняющемся в диапазоне от 1,1 — 2,3 . . . . .	27
2.8	Спектр с ондулятора с $K = 2,23$ через апертуру 1 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в SPECTRA с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса . . . . .	27
2.9	Ондулятор состоящий из малых ондуляторных секций. . . .	28
2.10	Аналитический результат для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом . . . . .	29
2.11	Симуляция в коде SRW для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом . . . . .	29
2.12	Спектр секционного ондулятора проинтегрированного по конечной апертуре — 1 мм с учётом конечности эмиттанса и энергетического разброса . . . . .	30
2.13	Оптическая схема станции 1-4. Ниже сечения пучка слева на право: на выходе апертуры, на выходе после двукристалльного монохроматора, на выходе после фокусирующих зеркал . . . . .	31
Б.1	Кривая Брегга для алмаза на разных энергиях падающего излучения . . . . .	43
Б.2	Кривая Брегга для кремния на разных энергиях падающего излучения . . . . .	43



### Список таблиц

2.1	Параметры накопительного кольца и электронного пучка в ондуляторном пустом промежутке . . . . .	19
2.2	Параметры ондулятора для станции 1-1 . . . . .	20
2.3	Сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) . . . . .	22
2.4	Номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного монохроматора, проекция пучка(горизонтальная) . . . . .	22
2.5	Сечение пучка после монохроматоров . . . . .	22
2.6	Потоки фотонов после соответствующих монохроматоров . .	23
2.7	Параметры ондулятора для станции 1-2 . . . . .	23
2.8	Сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) . . . . .	25
2.9	Номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного монохроматора, проекция пучка(горизонтальная) . . . . .	25
2.10	Сечение пучка после монохроматоров . . . . .	25
2.11	Потоки фотонов после соответствующих монохроматоров . .	25
2.12	Параметры ондулятора для станции 1-4 . . . . .	26

## Приложение А

### Единицы измерения потока фотонов

В области синхротронного излучения приняты специфические единицы измерения потока фотонов:

$$\Phi = \frac{\gamma}{\text{сек} \cdot 0.1\%bw \cdot \text{мм}^2} \quad (\text{A.1})$$

Для удобства была введена необычная единица 0.1%bw, которая описывает энергетический диапазон, — количество фотонов попавшее в полосу пропускания шириной 0.1% на некоторой фиксированной энергии гамма-квантов, т.е., например, для энергии 1000 эВ ширина полосы будет в диапазоне 999,5 — 1000,5 эВ.

Иногда возникает потребность перевести эти единицы, например, к виду:

$$\Phi = \frac{\gamma}{\text{сек} \cdot \text{эВ} \cdot \text{мм}^2} \quad (\text{A.2})$$

Сделать это можно следующим образом, необходимо поточено умножить спектральное распределение на множитель  $\frac{0.1\% \cdot E_\gamma}{1\text{эВ}}$ , что даст необходимые единицы измерения. Далее, более тривиально, спектр можно привести к виду:

$$\Phi = \frac{W}{1\text{эВ} \cdot \text{мм}^2}, \quad (\text{A.3})$$

где  $W$  — мощность падающего излучения. В таких единицах, удобно, например, описывать тепловые нагрузки на оптические элементы.

## Приложение Б

### Краткий обзор дифракции на кристаллах

Основные кристаллы используемы на источниках синхротронного излучения — это *Si* (кремний), *C* (алмаз) и реже *Ge* (германий). Виду кубической кристаллической решётки эти кристаллы относительно просты при рассмотрении динамики отражения и преломления на кристаллических плоскостях. Для нас важны такие свойства кристаллов, как способность преобразовать относительно широкий спектр ондуляторного излучения  $\Delta E/E \sim 10^{-2}$  в излучение с относительной монохроматичностью до  $\Delta E/E \sim 10^{-4}$ .

#### Б.1 Симметричное брэгговское отражение от идеального кристалла

Длины волн, которые отвечают резонансу при отражении падающего под углом  $\theta$  к плоскости кристалла излучения, даётся законом Брэгга:

$$m\lambda = 2d \sin \theta, \quad (\text{Б.1})$$

где  $d$  — расстояние между плоскостями от которых происходит отражение,  $m$  — некоторое положительно целое число. Однако динамическая и кинематическая теории дифракции уточняют данные результат и вносят конечную угловую и/или энергетическую ширину, в которую кристалл может принять излучение, а также некоторый сдвиг, относительно предполагаемого брэгговского угла. Кривая, которая описывает отражательную способность кристалла, называется кривой Дарвина, именно она определяет, в нашем случае, угловой акцептанс кристалла. На рис. Б.1 показаны характерные кривые отражения для алмаза и кремния. При расчёте кристаллов моно-

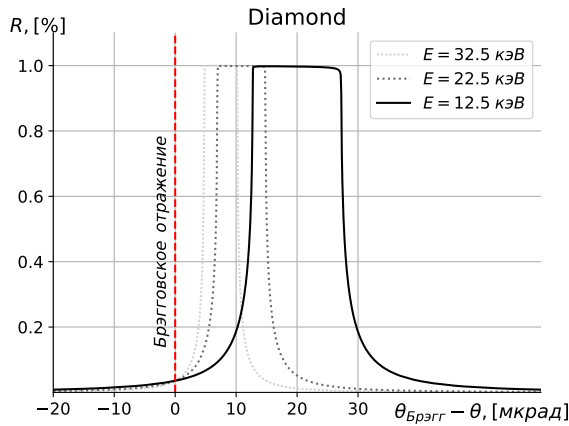


Рисунок Б.1 — Кривая Брегга для алмаза на разных энергиях падающего излучения

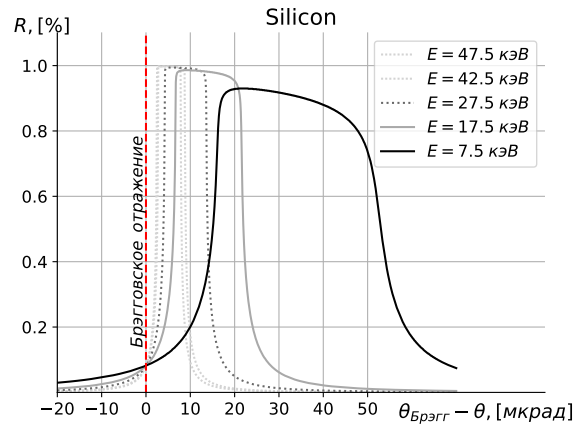


Рисунок Б.2 — Кривая Брегга для кремния на разных энергиях падающего излучения

хроматоров характер кривой Дарвина необходимо учитывать, чтобы доставить эффективную работу кристалла и уменьшить тепловые нагрузки: угловая расходимость излучения должна входить в акцептанс кристалла, иначе излучение поглотится в кристалле.

В целом, данной информации достаточно, чтобы иметь первое представление необходимое для разработки оптических трактов синхротронного излучения. Для дальнейшего чтения и углубления знаний в данном вопросе могут быть полезны следующие книги [20], [21].