

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 **ФИЗИКИ УСКОРИТЕЛЕЙ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Требушинина Андрея Евгеньевича

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

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

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

к. ф.-м. н.

г. 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.
Введение	4
Глава 1. Ондюляторное излучение	6
1.1 Излучение релятивистского электрона в синусоидальном магнитном поле	7
1.1.1 Уравнение движения электрона в ондуляторе	7
1.1.2 Решение уравнений Максвелла в параксиальном приближении	9
1.1.3 Излучение планарного ондулятора	12
1.2 Излучение высших гармоник	17
1.3 Заключение к главе	19
Глава 2. Проектирование рентгенооптических трактов Центра коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов»	22
2.1 Введение к главе	22
2.2 Станция 1-1 — «Микрофокус»	23
2.2.1 Вставное устройство	23
2.2.2 Оптика станции 1-1	24
2.3 Станция 1-2 — «Структурная диагностика»	27
2.3.1 Вставное устройство	27
2.3.2 Оптика станции 1-2	28
2.4 Станция 1-4 — «XAFS-спектроскопия и магнитный дихроизм»	30
2.4.1 Вставное устройство	30

2.4.2	Излучение клинообразного ондулятора	32
2.4.3	Оптика станции 1-4	35
Заключение		36
Благодарности		38
Список литературы		39
Список рисунков		42
Список таблиц		45
Приложение А. Единицы измерения потока фотонов		46
Приложение Б. Краткий обзор дифракции на кристаллах		47
Б.1	Симметричное брэгговское отражение от идеально кристалла	47
Приложение В. Дополнительные графики		49

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: 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 исследований.

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

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 удобного воспроизведения 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 методу расчёта излучения релятивистского электронного пучка, используемого в коде SRW. В серии работ [11] - [12] рассматривается моделирование оптических элементов от дифракции на идеальных кристаллах до оптимизации системы фокусирующих зеркал. В целом, код SRW предоставляет обширный набор инструментов для моделирования источников синхротронного излучения.

В первой главе работы даётся изложение теории ондуляторного излучения, 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 все приближения наглядно прослеживаются по ходу изложения. Приведённые выкладки повторяют подход разработанный в серии работ [13] - [14]. В заключении главы будет дан обзор на код SRW, [7] - [8], а также даны краткие описания других симуляционных кодов, которые активно используются в научном сообществе для расчёта синхротронного излучения.

Список используемых обозначений

- \vec{E} — вектор электрического поля в rt -пространстве
 $\vec{\bar{E}}$ — вектор электрического поля в $r\omega$ -пространстве
 $\vec{\tilde{E}}$ — огибающая волнового пакета электрического поля в $r\omega$ -пространстве
 $\vec{\tilde{E}}_{\perp}$ — поперечные компоненты (x, y) вектора электрического поля в $r\omega$ -пространстве
 $\tilde{\rho}$ и \tilde{j} — плотность заряда и ток в $r\omega$ -пространстве
 \vec{r} — радиус вектор наблюдателя
 $\vec{r'}$ — радиус вектор частицы
 \vec{r}_0 — радиус вектор точки, где наблюдается излучение
 $k_w = 2\pi/\lambda_w$, где λ_w — длина периода ондулятора
 ω_r — резонансная частота ондулятора
 e — заряд электрона
 m_e — масса электрона

1.1 Излучение релятивистского электрона в синусоидальном магнитном поле

1.1.1 Уравнение движения электрона в ондуляторе

Вывод спектра излучения ондулятора начнётся с уравнения движения 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 γ — Лоренц-фактор, появившийся из релятивистского импульса. Ось z лежит вдоль направления релятивистского движения электрона и считается что, 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:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e B_0}{\gamma m_e} \frac{dz}{dt} \cos(k_w z) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e B_0}{\gamma m_e} \frac{dx}{dt} \cos(k_w z), \end{cases} \quad (1.3)$$

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

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{e B_0}{\gamma m_e k_w} \sin(k_w z). \quad (1.4)$$

Введём коэффициент ондуляторности: $K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c}$. Подставляя полученный 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 будет проводиться в $r\omega$ -пространстве. Уравнения Максвелла в вакууме:

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

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 представимо в $r\omega$ -пространстве. Преобразование Фурье определяется следующим образом:

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

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

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

Это уравнение можно переписать в приближении медленно меняющейся амплитуды, что есть $\vec{E} = \vec{\tilde{E}} \exp[i\omega z/c]$ Физический смысл состоит в том, что скорость изменения огибающей волнового пакета много меньше чем

осцилляции его наполняющей. Исходя из уравнения 1.10, получается:

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

Для электрона движущегося в вакууме ток и плотность заряда выражаются 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:

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

Подставив Фурье-образы плотности тока и заряда в уравнение 1.11, получается:

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

Теперь применимо параксиальное приближение. Здесь учитывается приближение медленно меняющейся амплитуды: $\partial_z |\vec{\tilde{E}}_{x,y}| \ll \omega/c |\vec{\tilde{E}}_{x,y}|$, что означает, что огибающая волнового пакета слабо меняется на масштабах длины волны излучения, поэтому второй производной по z можно прене-

бречь, далее будут рассматривать только поперечные компоненты поля:

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

Это 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:

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

Интегрирование функции Грина с правой частью уравнения 1.15 даёт 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 $d\vec{r}'$, получается 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, детальный взгляд на уравнение 1.19 даёт: 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. Рассуждения и количественные соображения насчёт того, что можно считать дальней зоной можно найти в [15].

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

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

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

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

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

Пределы интегрирования ограничены длиной ондулятора от $-\lambda_w N/2$ до $\lambda_w N/2$, считается, что вклад в излучение от ондулятора является доминирующим над вкладами остальных участков траектории. На этом шаге уже можно заметить, что излучение на оси будет линейно поляризовано. По ходу выкладок прослеживается, 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 обозначение: $\omega = \omega_r + \Delta\omega$, $\omega_r = 2c\tilde{\gamma}^2 k_w$ и использована формула Якоби — Ангера:

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

Здесь можно воспользоваться большим параметром — количеством периодов ондулятора N , подразумевается, что $N \gg 1$. Внимание заслуживает первое слагаемое в фазовом множителе под интегралом: 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 при

интегрировании не занулит интеграл. Однако, для резонанса оба слагаемых должны быть много меньше единицы, т.е. $\Delta\omega/\omega_r \ll 1$ и $\omega\vec{\theta}^2/2c \ll k_w$, последнее соотношение даёт углы наблюдения вблизи резонанса: $\theta \ll 1/\tilde{\gamma}$. Теперь следует обратить внимание на аргументы функций Бесселя, а именно:

$$\begin{aligned} u &= -\frac{K^2 \omega}{8\gamma^2 k_w c} \\ v &= -\frac{K\theta_x \omega}{\gamma k_w c} = -\frac{K\theta_x}{\gamma} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_r}\right) 2\tilde{\gamma}^2 \lesssim \frac{2K\theta_x \tilde{\gamma}}{\sqrt{1 + K^2/2}} \lesssim \theta_x \tilde{\gamma} \ll 1. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Зная, что $J_\alpha(x) \sim \sum_{n=0}^{\infty} x^{2n+\alpha}$, видно, 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/γ .

Теперь можно вернуться к градиентному члену, вклад от которого занулится при усреднении по длине ондулятора при $n = 0$, этот член даст ненулевой вклад только при $n = 1 - 2m$, таким образом в выражении будут присутствовать 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, поэтому далее будет рассматриваться вклад только токового члена. Учитывая вышесказанные приближения, уравнение 1.21

перепишется в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\tilde{E}}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e}{2c^2 z_0} \frac{K}{\gamma} \exp \left[i \frac{\omega \theta^2 z_0}{2c} \right] \left(J_1(v) - J_0(v) \right) \vec{e}_x \times \\ \int_{-\lambda_w N/2}^{\lambda_w N/2} dz' \exp \left[i \left(k_w \frac{\Delta \omega}{\omega_r} + \frac{\omega \vec{\theta}^2}{2c} \right) z' \right]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Интеграл легко берётся:

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

здесь введено обозначение: $A_{JJ} = J_1(v) - J_0(v)$, а также $L = \lambda_w N$. В итоге, получено распределение поля в $r\omega$ -пространстве.

Для простоты анализа можно ввести нормализованные параметры поля, углов и расстояния, соответственно:

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

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

а также,

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

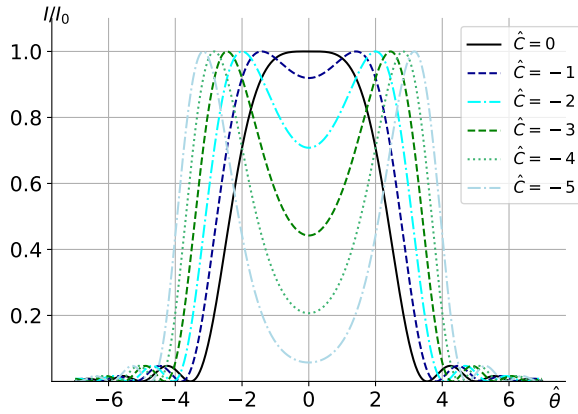


Рисунок 1.1 — Угловое
распределение поля при
отрицательной сдвиге частоты

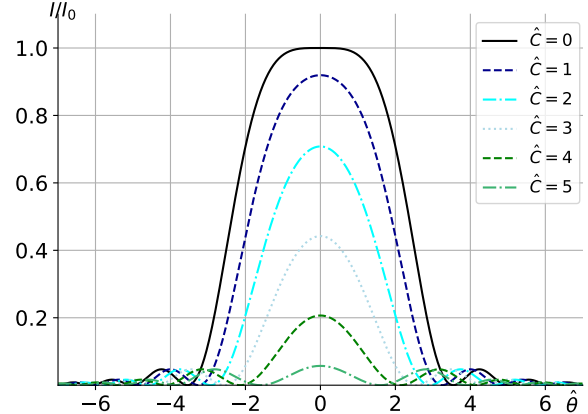


Рисунок 1.2 — Угловое
распределение поля при
положительной сдвиге частоты

Таким образом 1.25 и 1.32 могут быть переписаны следующим образом:

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

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

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 сдвигу по частоте, то выполняется условие конструктивной интерференции: $n\lambda_{ph} = s_{ph} - \lambda_u \cos \theta$ и резонанс 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 интерферирует сам с собой. Естественно, говорят о интерференции излу-

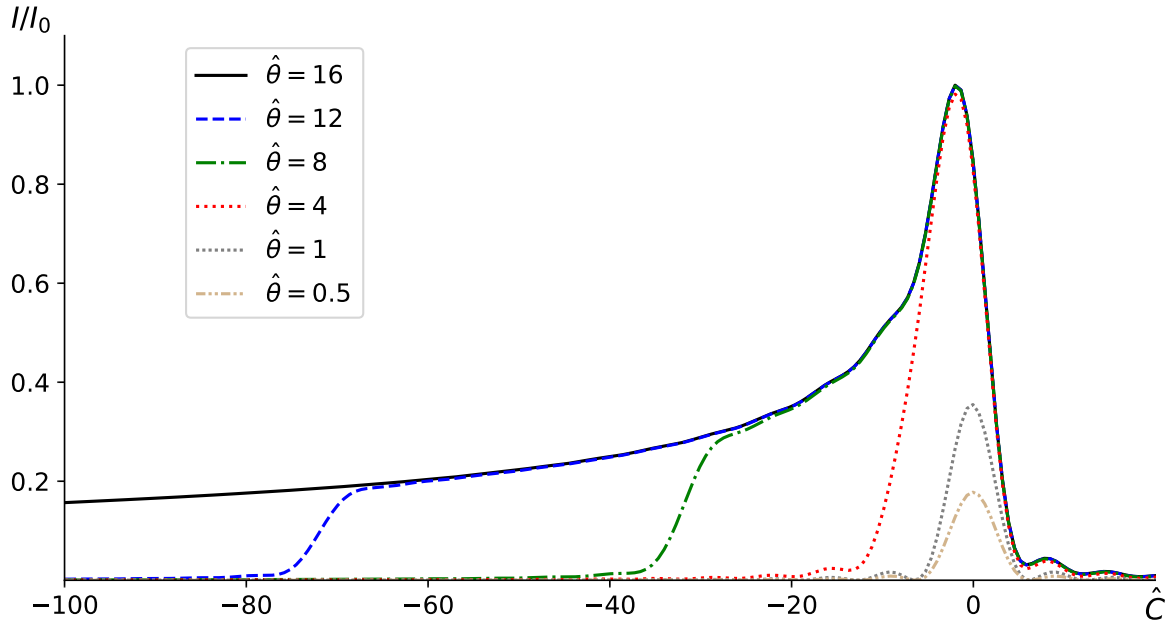


Рисунок 1.3 — Проинтегрированная по углам интенсивность излучения. За $\hat{\theta}$ в легенде обозначены пределы интегрирования по углам

чения, которое на оси обгоняет электрон на одну длину волны (или большее число волн, т.е. 1, 2, 3 и т.д. для соответствующих гармоник). 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 мощности или потока фотонов для конкретной задачи должны обсуждаться отдельно, см. Приложение А.

1.2 Излучение высших гармоник

В этом разделе будет дано описание свойств излучения высших гармоник. Понимание данного вопроса необходимо в виду того, что спектральный вид излучения ондулятора сильно зависит от параметра ондуляторности K . Выбор этого параметра напрямую влияет на состав спектра излучения и его амплитудное распределение. Следуя выкладками 1.25, где

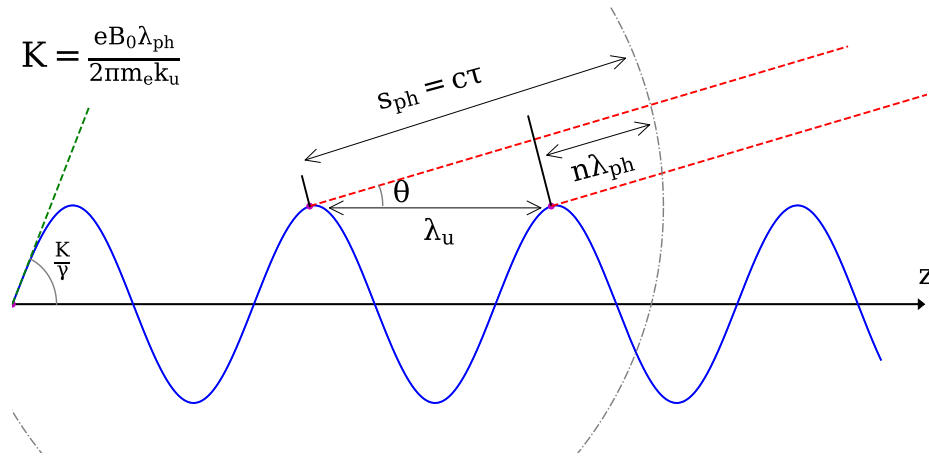


Рисунок 1.4 — Ондулятор как интерференционное устройство

было введено обозначение A_{JJ} , и общей формуле для произвольной гармоники из [16] можно написать:

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

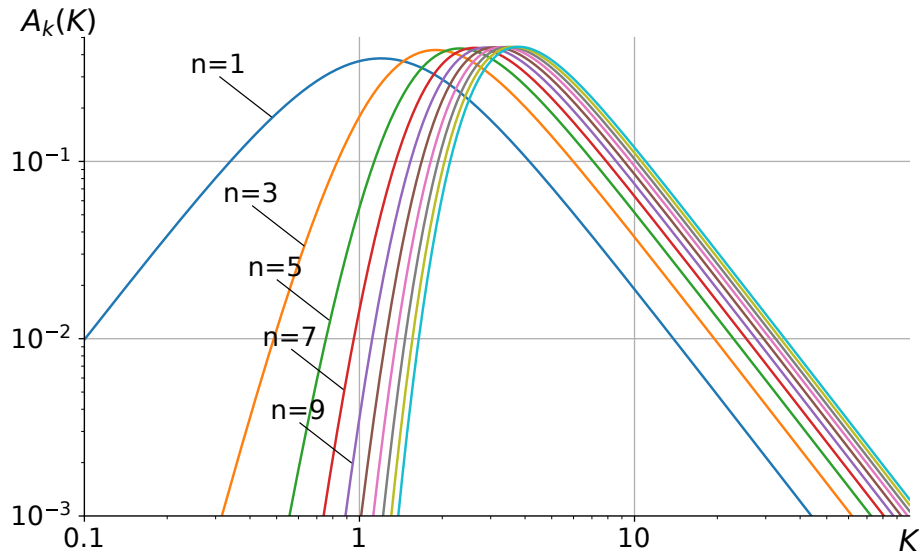


Рисунок 1.5 — Амплитудный спектр гармоник в зависимости от параметра ондуляторности K

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 выбираются малые $K < 2$, если же стоят задачи использовать более высокие гармоники, то параметр K выбирают в районе 2 – 2,5.

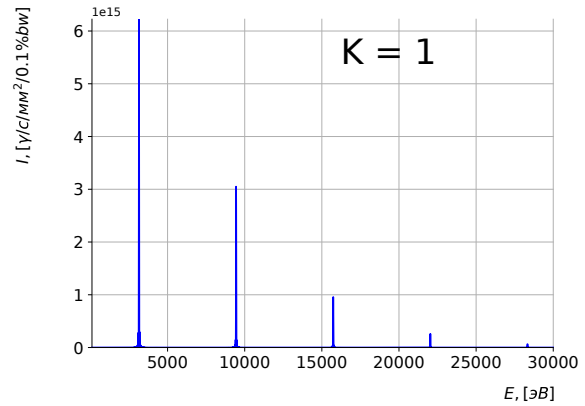
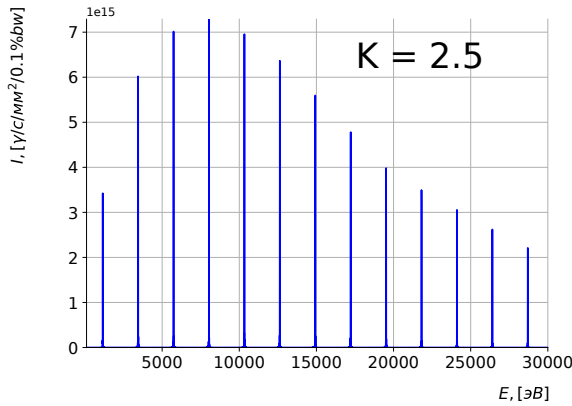


Рисунок 1.6 — Спектр ондулятора с $K = 2,5$ Рисунок 1.7 — Спектр ондулятора с $K = 1$

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 составу ондуляторного спектра. Уже при $K = 2,5$ максимум амплитуды приходится на 7-ую гармонику и высшие гармоники подавлены значительно слабее, по сравнению с излучением ондулятора с $K = 1$.

1.3 Заключение к главе

В главе был дан последовательный вывод свойств излучения планарного ондулятора, что даёт начальное представление необходимое для проектирования экспериментальной станции источника синхротронного излучения. 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:

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

$$\exp \left[i\omega \left(t' + \frac{|\vec{r}_0 - \vec{r}'_0(t')|}{c} \right) \right].$$

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

Другие коды и программы, которые нашли широкое применение расчёта синхротронного излучения — это SPECTRA [17], XRT (XRayTracer) [18]. SPECTRA позволяет рассчитывать спектры излучения 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 источников синхротронного излучения.

Глава 2. Проектирование рентгенооптических трактов Центра коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов»

2.1 Введение к главе

В данной главе мы рассмотрим схемы рентгенооптических трактов экспериментальных станций первой очереди ЦКП «СКИФ»: от источников высокоэнергетических фотонов (вставных устройств) до деталей оптических компонентов на экспериментальных станциях: фильтров, монохроматоров, бимсплитеров, рентгеновских зеркал и линз. В 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
прямом промежутке

$\sigma_x, [\text{м}]$	$\sigma_{x'}, [\text{рад}]$	$\sigma_y, [\text{м}]$	$\sigma_{y'}, [\text{рад}]$
$33,0 \times 10^{-6}$	$2,65 \times 10^{-6}$	$8,6 \times 10^{-7}$	$5,0 \times 10^{-7}$
$\Delta E/E$	$\beta_x, [\text{м}]$	$\beta_y, [\text{м}]$	$I, [\text{мА}]$
$8,6 \times 10^{-4}$	12,49	1,99	400

На этих станциях предполагается использовать излучение из сверхпроводящих ондуляторов, которые разрабатываются и будут производиться в ИЯФ СО РАН, [19] и [20]. Все ондуляторы будут вводиться в прямой промежуток с геометрическими и угловыми размерами электронного пучка и β -функциями, указанными в таб. 2.1.

2.2 Станция 1-1 — «Микрофокус»

2.2.1 Вставное устройство

Источник излучения станции — сверхпроводящий ондулятор с параметрами, указанными в таб. 2.2. Выбора этого типа ондулятора объясняется тем, что на станции предполагается работать на довольно высоких гармониках, поэтому, согласно рассуждениям параграфа 1.2 главы 1, необходимо добиться как можно меньшего подавления высших гармоник. На рис. 2.1

Таблица 2.2

Параметры ондулятора для станции 1-1

B , [Тл]	d , [мм]	K	L , [м]	Рабочие Гармоники 1-1
1,36	18	2,29	2,3	11, 13, 17, 23

представлен спектр используемого ондулятора через конечную апертуру (0,4 мм), см. рис. 2.1. Рабочие гармоники подавлены на порядок по сравнению с фундаментальной гармоникой, однако потока фотонов на этих гармониках, будет достаточно для проведения исследований на экспериментальных станциях.

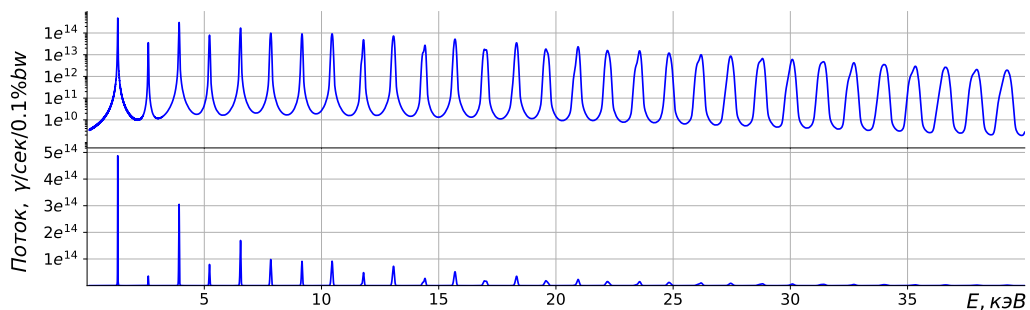


Рисунок 2.1 — Спектр ондулятора с $K = 2,29$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу), рассчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса

2.2.2 Оптика станции 1-1

Первостепенной задачей по расчёту оптики 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 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 $C_d(111)$

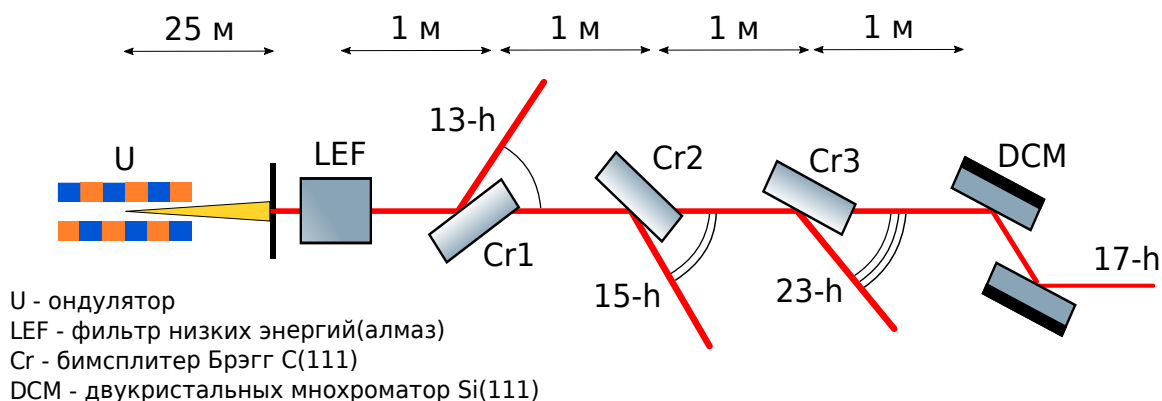


Рисунок 2.2 — Оптическая схема станции 1-1

бим-сплиттерами толщиной 100 мкм на рабочие секции, прямой пучок падает на кремниевый $Si(111)$ двукристалльный монохроматор. Поглощённые удельные мощности на единицу площади на оси на каждом оптическом элементе представлены на рис. 2.3.

Данные расчёты проводились следующим образом: бралось спектральное распределение электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом, после распределение сворачивалось с кривыми поглощения соответствующих кристаллов (базу данных кривых поглощения можно найти в коде SPECTRA). Интеграл по спектру давал значение удельной мощности излучения на оси.

Полезно сравнить приведённые расчёты на рис. 2.3 с расчётами отдельного метода в коде SRW. Этот метод даёт пространственное распределения полной спектральной мощности излучения, см. рис В.1, который учитывает эмиттанс и конечное энергетическое распределение электронного пучка. Видно, что значения мощности излучения на оси очень близки по значению для двух расчётов: для расчётов на рис 2.3 полная удельная мощность, падающая на первый оптический элемент на оси — $96,8 \text{ Вт/мм}^2$, для рис. В.1 — это $97,5 \text{ Вт/мм}^2$.

Незначительная разница объясняется тем, что во-первых, в расчётах. 2.3 не учитывался эмиттанс пучка и энергетическое распределение, что даёт переоценку значения подающей мощности, но интегрирование проводилось до значения энергии в 60 кэВ, что даёт недооценку значения мощности. В итоге, суммарно получилась недооценка, по сравнению с методом кода SRW. Подобные расчёты проводились в коде SPECTRA. Код также даёт очень близкие значения плотности мощности с приведёнными на рис. 2.3 и рис. В.1.

Результаты расчётов в коде SRW для станции 1-1:

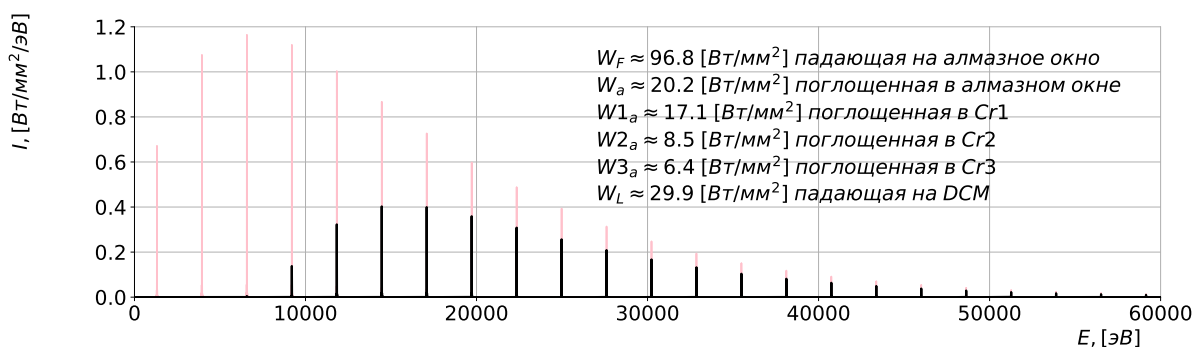


Рисунок 2.3 — Для станции 1-1: спектр на оси. Розовый цвет — спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом, падающий на алмазное окно, чёрный цвет — спектр излучения, падающий на двукристалльный монохроматор

Таблица 2.3

Для станции 1-1: сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) с учётом эмиттанса и энергетического разброса

$n_{\text{гарм}}$	$\sigma_x, [\text{мм}]$	$\sigma_y, [\text{мм}]$	$\sigma_x, [\text{мкрад}]$	$\sigma_y, [\text{мкрад}]$
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

Для станции 1-1: номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного бим-сплиттера, проекция пучка (горизонтальная)

$n_{\text{гарм}}$	$\theta_{\text{Б}}, \text{град}$	$d_{\text{эф}}, \text{мкм}$	$S_{\text{пр}}, \text{мм}$
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

Для станции 1-1: сечение пучка после бим-сплиттеров и монохроматора с учётом эмиттанса и энергетического разброса

$n_{\text{гарм}}$	$\sigma_x, [\text{мм}]$	$\sigma_y, [\text{мм}]$	$\sigma_x, [\text{мкрад}]$	$\sigma_y, [\text{мкрад}]$
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

Для станции 1-1: потоки фотонов после бим-сплиттеров и монохроматора

$n_{\text{гарм}}$	$E, [\text{эВ}]$	$\lambda, [\text{нм}]$	$\gamma/\text{с}$	$\gamma/\text{с}/0.1\%bw$	$\Delta E/E$
11	14461	0.0857	1.11e+10	1.79e+08	6.22e-05
13	17091	0.0725	5.16e+09	8.38e+07	6.16e-05
17	22350	0.0555	1.47e+09	2.42e+07	6.07e-05
23	30238	0.0410	3.00e+08	4.61e+06	6.51e-05

2.3 Станция 1-2 — «Структурная диагностика»

2.3.1 Вставное устройство

Станция 1-2 основана на использовании сверхпроводящего ондулятора 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 и сильнее подавлен на высоких гармониках. В таб. 2.7 приведены основные характеристики используемого ондулятора, на рис. 2.4 показан спектр этого ондулятора через апертуру 0,4 мм.

Таблица 2.7

Параметры ондулятора для станции 1-2

B , [Тл]	d , [mm]	K	L , [м]	Рабочие Гармоники 1-2
1,06	15,6	1,54	2	5, 7, 9, 13

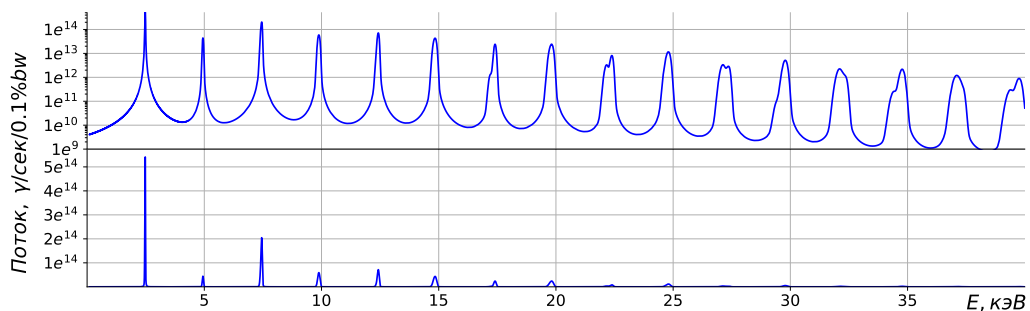


Рисунок 2.4 — Спектр с ондулятора с $K = 1,54$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса

2.3.2 Оптика станции 1-2

Оптическая схема станции, с точки зрения 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 станции, совпадающая по структуре со схемой для 1-1. На рис. 2.6 приведе-

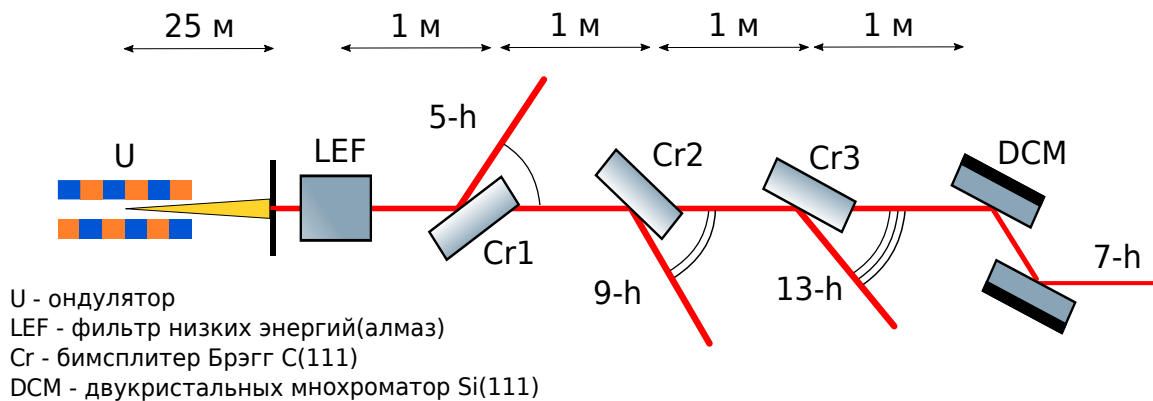


Рисунок 2.5 — Оптическая схема станции 1-2

ны удельные тепловые нагрузки на элементы станции. Толщина кристалла алмазных бис-сплиттеров та же — 100 мкм. Приведено сравнение удельных тепловых нагрузок на оси, результаты расчётов приведены на рис. 2.6, с независимым методом кода SRW см.рис. В.2. Для 2.6 — $74,6 \text{ Вт/мм}^2$, для рис. В.2 — это $74,9 \text{ Вт/мм}^2$. В параграфе 2.2.2 главы 2

Результаты расчётов расчётов в коде SRW для станции 1-2:

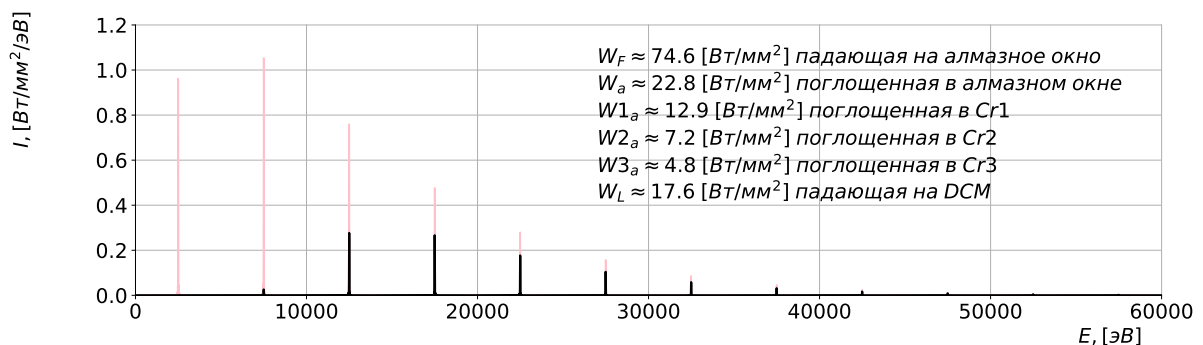


Рисунок 2.6 — Для станции 1-2: спектр на оси. Розовый цвет — спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом, падающий на алмазное окно, чёрный цвет — спектр излучения, падающий на монохроматор

Таблица 2.8

Для станции 1-2: сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) с учётом эмиттанса и энергетического разброса

$n_{\text{гарм}}$	$\sigma_x, [\text{мм}]$	$\sigma_y, [\text{мм}]$	$\sigma_x, [\text{мкрад}]$	$\sigma_y, [\text{мкрад}]$
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

Для станции 1-2: номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного бим-сплиттера, проекция пучка (горизонтальная)

$n_{\text{гарм}}$	$\theta_B, \text{град}$	$d_{\text{эф}}, \text{мкм}$	$S_{\text{пр}}, \text{мм}$
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

Для станции 1-2: сечение пучка после бим-сплиттеров и монохроматора с учётом эмиттанса и энергетического разброса

$n_{\text{гарм}}$	$\sigma_x, [\text{мм}]$	$\sigma_y, [\text{мм}]$	$\sigma_x, [\text{мкрад}]$	$\sigma_y, [\text{мкрад}]$
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

Для станции 1-2: потоки фотонов после бим-сплиттеров и монохроматора

$n_{\text{гарм}}$	$E, [\text{эВ}]$	$\lambda, [\text{нм}]$	$\gamma/\text{с}$	$\gamma/\text{с}/0.1\%bw$
5	12499	0.0992	2.03e+10	3.29e+08
7	17498	0.0709	1.02e+10	1.40e+08
9	22498	0.0551	2.22e+09	5.30e+07
13	32497	0.0382	1.32e+09	8.67e+06

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

2.4.1 Вставное устройство

На сверхпроводящий ондулятор станции 1-4 накладываются весьма специфичные условия, так как на этой станции планируется реализовать две техники: традиционная XAFS-спектроскопия и техника быстрой XAFS-спектроскопии с временами порядка долей секунд (quick-EXAFS). Последняя техника требует довольно широкого спектра шириной, порядка, 1 кэВ на энергии 10 кэВ (т.е. $\Delta E/E \sim 10^{-1}$), что не может быть реализовано с помощью обычного планарного ондулятора, ширина спектра которого определяется количеством периодов ондулятора и составляет порядка: $\Delta E/E \sim 10^{-2}$. Для уширения спектра ондуляторного излучения используют так называемую технику тэйперинга, изменение магнитного поля некоторым способом: переменный зазор, изменения тока в катушках для сверхпроводящих ондуляторов, также можно менять длину периодов ондулятора вдоль траектории электронного пучка. Всё это делается для того, чтобы параметр ондуляторности менялся квадратичным образом,

$$K = K_0 + \alpha \frac{dK}{dz} z + \beta \frac{d^2 K}{dz^2} z^2 \text{ (вклад квадратичного члена, обычно, мал).}$$

Таблица 2.12

Параметры ондулятора для станции 1-4

B , [Тл]	d , [мм]	K	L , [м]	Рабочие Гармоники 1-4
0,65 – 1,37	18	1,1 – 2,3	2,3	3 – 13

Необходимо отметить, для реализации техники XAFS-спектроскопии на устройстве будет возможность производить сканирование по спектру. Магнитное поле должно меняться в широких пределах, посредством под-

стройки тока в обмотках сверхпроводящего устройства. Параметры такого ондулятора см. в таб. 2.12.

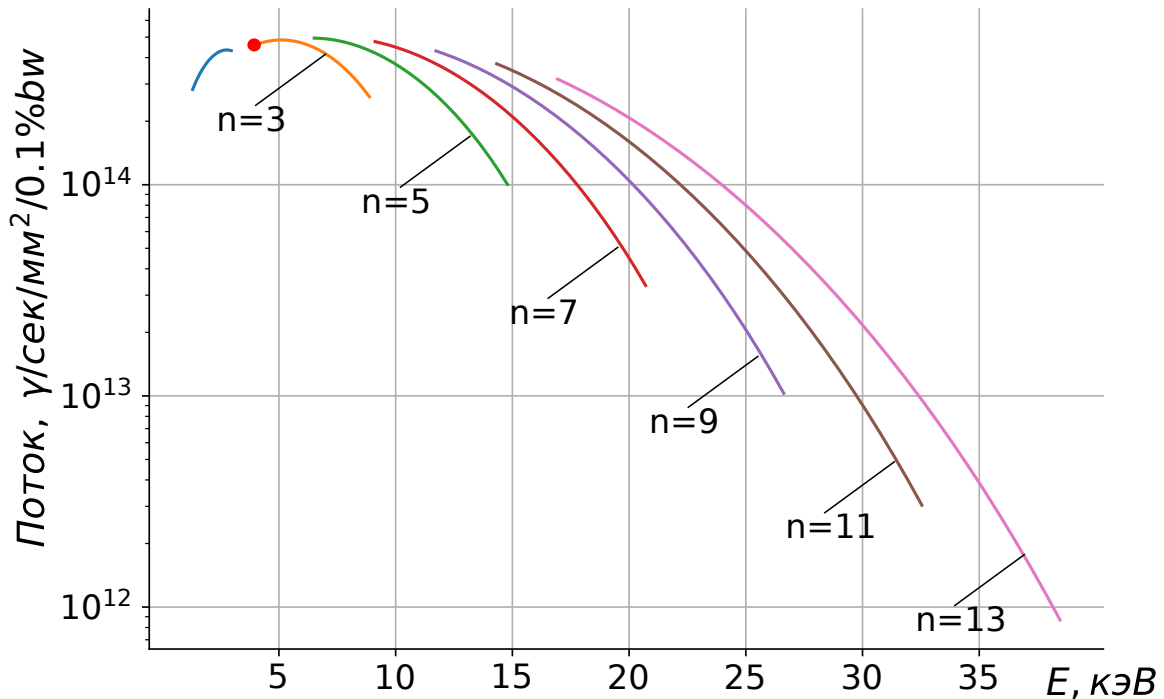


Рисунок 2.7 — Спектр ондулятора для 1-4 с K в диапазоне от 1,1 – 2,3. Красной точкой обозначен спектр представленный на рис. 2.8

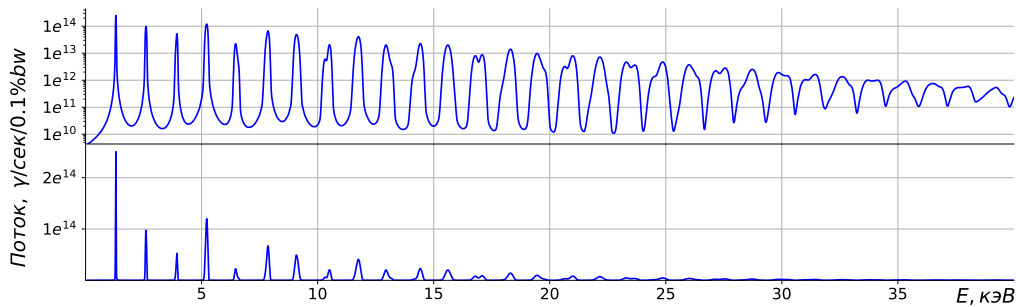


Рисунок 2.8 — Спектр с ондулятора с $K = 2,3$ через апертуру 1 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса

Помимо этого, на ондулятор накладывается условие перекрытия рабочих гармоник, чтобы предоставить пользователям вести непрерывное сканирование по энергии в широком диапазоне от 4 кэВ до 40 кэВ. На рис. 2.7 представлен спектр с указанными выше диапазоном изменения K ондулятора, показано эффективное перекрытие рабочих гармоник.

2.4.2 Излучение клинообразного ондулятора

Для решение задач быстрой XAFS-спектроскопии была предложена схема планарного ондулятора специальной конструкции, который может доставить широкий спектр. Идея состоит в том, чтобы разбить ондулятор на несколько секций с различным магнитным полем в каждой из них, см. рис. 2.9. Такая расстановка, в первом приближении, должна была дать на-

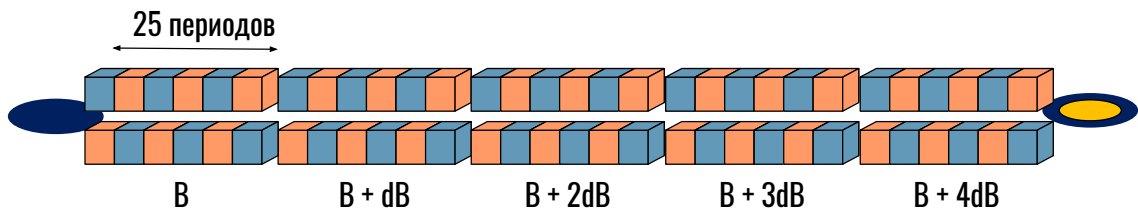


Рисунок 2.9 — Ондулятор состоящий из малых ондуляторных секций.

$$dB/B = 1,5\%$$

бор резонансов, которые сольются в один сплошной спектр. Однако, более детальное рассмотрение показало, что в зависимости от фазы электрона между сегментами, проявляются 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. $\vec{\theta} = 0$ от электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом. В случае секционного ондулятора коэффициент ондуляторности меняется вдоль ондулятора, поэтому $K = K_0 + n\Delta K$, и также $C = C_0 + n\Delta C$, где n — это

номер секции. ΔC введено следующим образом:

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

помня, что $\omega_r = 2c\tilde{\gamma}^2 k_w$.

Для определённости, будут рассматриваться пять секций, и для удобства нумерацию будем вести $-2, -1, \dots, 2$. Поэтому интеграл можно переписать в виде:

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

где L_s — длина одной секции, взяв интеграл, получим:

$$\vec{\tilde{E}}_{\perp}(z_0, \vec{r}_{\perp 0}, \omega) = \frac{\omega e A_{JJ} L_s}{2c^2\gamma} \frac{1}{z_0} \sum_{n=-2}^2 (K_0 + n\Delta K) \text{sinc}(\hat{C}/2) e^{in(C_0 + n\Delta C)L_s} \vec{e}_x. \quad (2.4)$$

Возведя в квадрат, получим интенсивность:

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

Полученное выражение можно проинтерпретировать следующим образом: первая сумма — есть сумма сдвинутых по соответствующим резонансам sinc^2 функций, вторая сумма отображает интерференцию между различными секциями ондулятора. Данная комбинация приводит к колебаниями в спектре, как показано на рис. 2.10 синими пунктирными линиями при

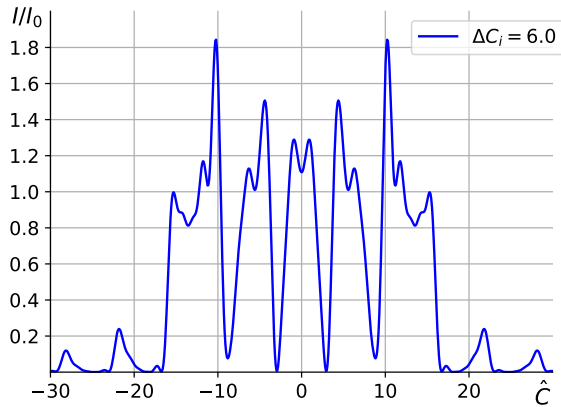


Рисунок 2.10 — Аналитический результат для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом

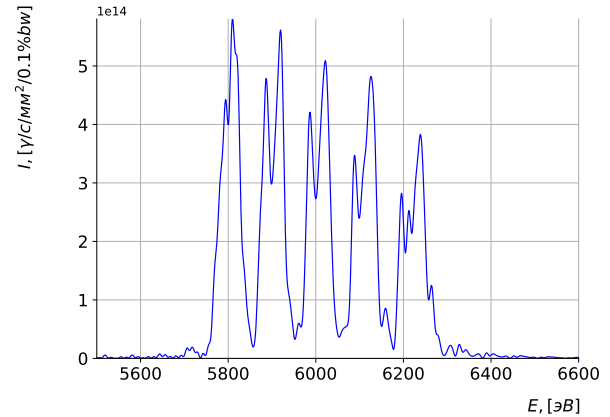


Рисунок 2.11 — Симуляция в коде SRW для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом

значении параметра $\Delta C = 6$, чёрной пунктирной линией отмечена сумма sinc^2 функций без учёта интерференционных слагаемых.

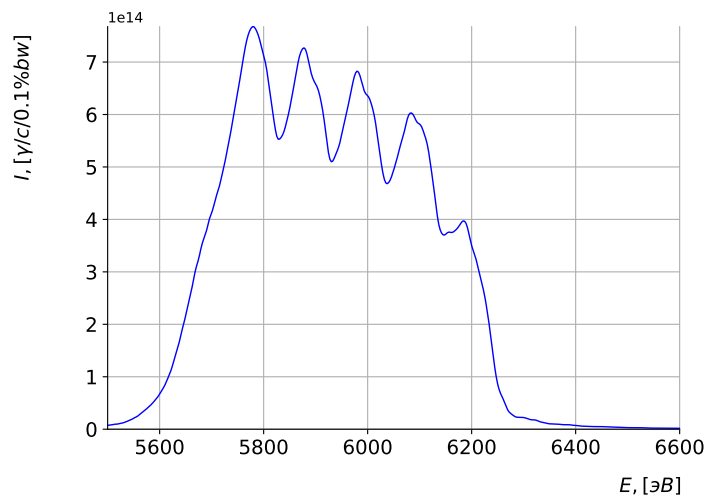


Рисунок 2.12 — Спектр секционного ондулятора проинтегрированного по конечной апертуре — 1 мм с учётом эмиттанса и энергетического разброса

На рис. 2.11 показан характерный спектр секционного ондулятора посчитанного при помощи симуляционного кода SRW. Сравнивая рис. 2.11 и 2.10 можно сделать вывод, что характер спектра в численном моделировании совпадает с характером спектра в используемом аналитическом приближении. На рис. 2.12 представлен спектр с учётом эмиттанса и энер-

гетического разброса в пучке, проинтегрированный по конечной апертуре — 1 мм на расстоянии 22 м.

2.4.3 Оптика станции 1-4

На рис. 2.13 представлена оптическая схема станции для реализации XAFS-спектроскопии, которая состоит из двухкристального монохроматора и системы зеркал Киркпатрика-Баеза для фокусировки излучения на образец. Для реализации быстрой XAFS-спектроскопии будет использоваться отдельный монохроматор, однако, в данной работе оптическая схема для указанного метода рассматриваться не будет.

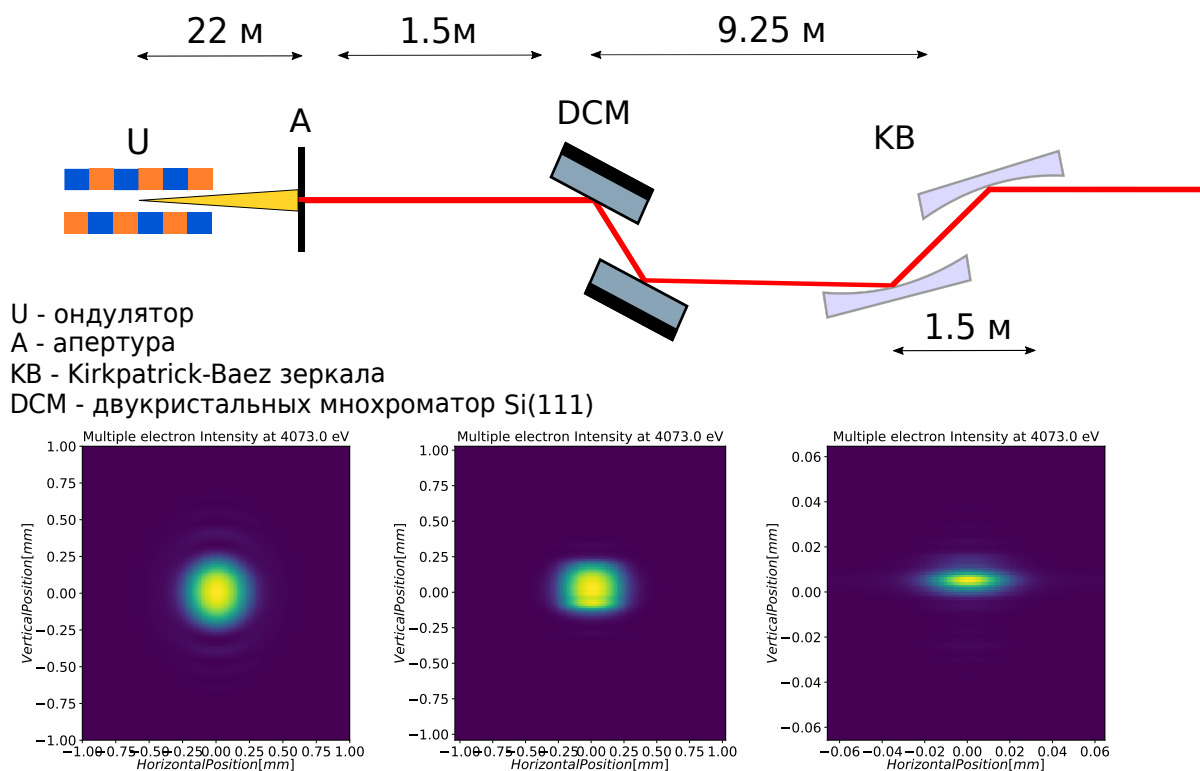


Рисунок 2.13 — Оптическая схема станции 1-4. Ниже сечения пучка слева на право: на выходе апертуры, на выходе после двухкристального монохроматора, на выходе после фокусирующих зеркал

Заключение

В работе были представлены результаты проектирования 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 можно найти программный код, написанный на языке Python, с использованием библиотеки кода SRW для расчёта экспериментальных станций ЦКП «СКИФ» и другие расчётные программы, написанные на языках программирования Python и C/C++, которые могут быть полезны в образовательных целях, 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, во-первых, заключается в рассмотрении технически принципиально нового способа уширения спектра ондуляторного излучения, 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.

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 идеального 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 этой работы и поддерживали его на пути получения степени бакалавра в Новосибирском государственном университете по направлению физика.

Во-первых, благодарность научному руководителю работы, **Ракшуну Якову Валерьевичу**, за возможность работать в передовом проекте СО РАН и поддержке инициатив автора данной работы.

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 их терпение и поддержку, **Александре Голубевой** за вдохновение на упорный труд.

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. Fourier treatment of near-field synchrotron radiation theory / Gianluca Geloni, Evgeni Saldin, Evgeni Schneidmiller, Mikhail Yurkov // *Optics communications*. — 2007. — Vol. 276, no. 1. — Pp. 167–179.
16. *Wiedemann Helmut*. Particle accelerator physics. — Springer, 2015.
17. SPECTRA: a synchrotron radiation calculation code. — <http://spectrax.org/spectra/>.
18. *Konstantin Klementiev (MAX IV Laboratory) Roman Chernikov (Canadian Light Source)*. XRayTracer. — <https://xrt.readthedocs.io/>.
19. 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.

20. *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.
21. *Als-Nielsen Jens, McMorrow Des*. Elements of modern X-ray physics. — John Wiley & Sons, 2011.
22. *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	16
1.2	Угловое распределение поля при положительной сдвиге частоты	16
1.3	Проинтегрированная по углам интенсивность излучения. За $\hat{\theta}$ в легенде обозначены пределы интегрирования по углам . .	17
1.4	Ондулятор как интерференционное устройство	18
1.5	Амплитудный спектр гармоник в зависимости от параметра ондуляторности K	18
1.6	Спектр ондулятора с $K = 2,5$	19
1.7	Спектр ондулятора с $K = 1$	19
2.1	Спектр ондулятора с $K = 2,29$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу), рассчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса	23
2.2	Оптическая схема станции 1-1	24
2.3	Для станции 1-1: спектр на оси. Розовый цвет — спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом, падающий на алмазное окно, чёрный цвет — спектр излучения, падающий на двукристалльный монохроматор	25
2.4	Спектр с ондулятора с $K = 1,54$ через апертуру 0,4 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса	27
2.5	Оптическая схема станции 1-2	28

2.6	Для станции 1-2: спектр на оси. Розовый цвет — спектр электронного пучка с нулевым эмиттансом, падающий на алмазное окно, чёрный цвет — спектр излучения, падающий на монохроматор	28
2.7	Спектр ондулятора для 1-4 с K в диапазоне от 1,1 — 2,3. Красной точкой обозначен спектр представленный на рис. 2.8	31
2.8	Спектр с ондулятора с $K = 2,3$ через апертуру 1 мм в логарифмическом масштабе (сверху) и в линейном (снизу) посчитанный в коде SPECTRA с учётом эмиттанса и энергетического разброса	31
2.9	Ондулятор состоящий из малых ондуляторных секций. $dB/B = 1,5\%$	32
2.10	Аналитический результат для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом	34
2.11	Симуляция в коде SRW для электронного пучка с бесконечно малым эмиттансом	34
2.12	Спектр секционного ондулятора проинтегрированного по конечной апертуре — 1 мм с учётом эмиттанса и энергетического разброса	34
2.13	Оптическая схема станции 1-4. Ниже сечения пучка слева на право: на выходе апертуры, на выходе после двухкритального монохроматора, на выходе после фокусирующих зеркал	35
Б.1	Кривая Дарвина для алмаза на разных энергиях падающего излучения	48
Б.2	Кривая Дарвина для кремния на разных энергиях падающего излучения	48

- В.1 для станции 1-1. Плотность мощности и его срезы на оси x и y через точку максимума распределения и спектр электрона с бесконечно малым эмиттансом (правый нижний) 49
- В.2 для станции 1-2. Плотность мощности и его срезы на оси x и y через точку максимума распределения и спектр электрона с бесконечно малым эмиттансом (правый нижний) 50

Список таблиц

2.1	Параметры накопительного кольца и электронного пучка в ондуляторном прямом промежутке	22
2.2	Параметры ондулятора для станции 1-1	23
2.3	Для станции 1-1: сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) с учётом эмиттанса и энергетического разброса	26
2.4	Для станции 1-1: номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного бим-сплиттера, проекция пучка (горизонтальная)	26
2.5	Для станции 1-1: сечение пучка после бим-сплиттеров и монохроматора с учётом эмиттанса и энергетического разброса	26
2.6	Для станции 1-1: потоки фотонов после бим-сплиттеров и монохроматора	26
2.7	Параметры ондулятора для станции 1-2	27
2.8	Для станции 1-2: сечение пучка на входе в первую апертуру (25 м) с учётом эмиттанса и энергетического разброса	29
2.9	Для станции 1-2: номер гармоники, ориентация кристалла, эффективная толщина алмазного бим-сплиттера, проекция пучка (горизонтальная)	29
2.10	Для станции 1-2: сечение пучка после бим-сплиттеров и монохроматора с учётом эмиттанса и энергетического разброса	29
2.11	Для станции 1-2: потоки фотонов после бим-сплиттеров и монохроматора	29
2.12	Параметры ондулятора для станции 1-4	30

Приложение А

Единицы измерения потока фотонов

В научном сообществе при работе с источниками синхротронного излучения приняты специфические единицы измерения потока фотонов:

$$\Phi = \frac{\gamma}{c \cdot 0,1\%bw \cdot \text{мм}^2} \quad (\text{A.1})$$

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:

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

Сделать это можно следующим образом, необходимо поточечно умножить спектральное распределение на множитель $\frac{0,1\% \cdot E_\gamma}{\text{эВ}}$, что даст необходимые единицы измерения. Далее, более тривиально, спектр можно привести к виду:

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

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 важно такое свойство кристаллов, как способность преобразовать относительно широкий спектр ондуляторного излучения $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ в излучение с относительной монохроматичностью порядка $\Delta E/E \sim 10^{-4}$.

Б.1 Симметричное брэгговское отражение от идеального кристалла

Длины волн, которые отвечают резонансу при отражении падающего под углом θ 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 данный результат и вносят конечную угловую и/или энергетическую ширину, в которую кристалл может принять излучение, а также некоторый сдвиг, относительно угла, даваемого соотношением Б.1. 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-

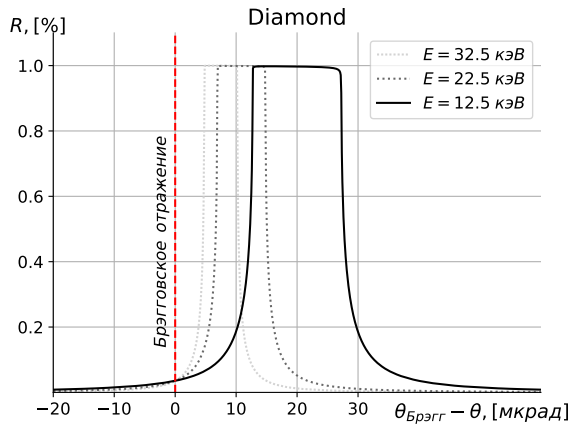


Рисунок Б.1 — Кривая Дарвина для алмаза на разных энергиях падающего излучения

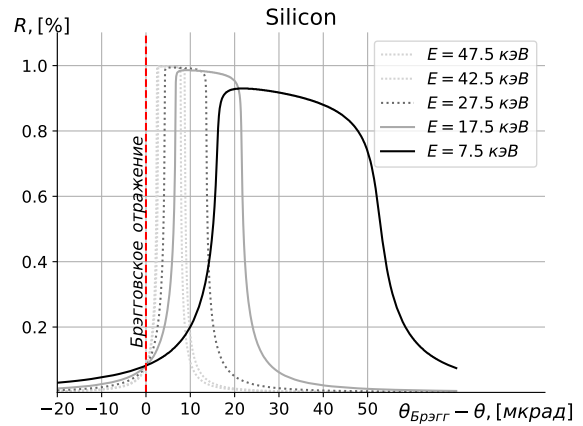


Рисунок Б.2 — Кривая Дарвина для кремния на разных энергиях падающего излучения

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 источников синхротронного излучения. Для дальнейшего чтения и углубления знаний в данном вопросе могут быть полезны следующие книги [21], [22].

Приложение В

Дополнительные графики

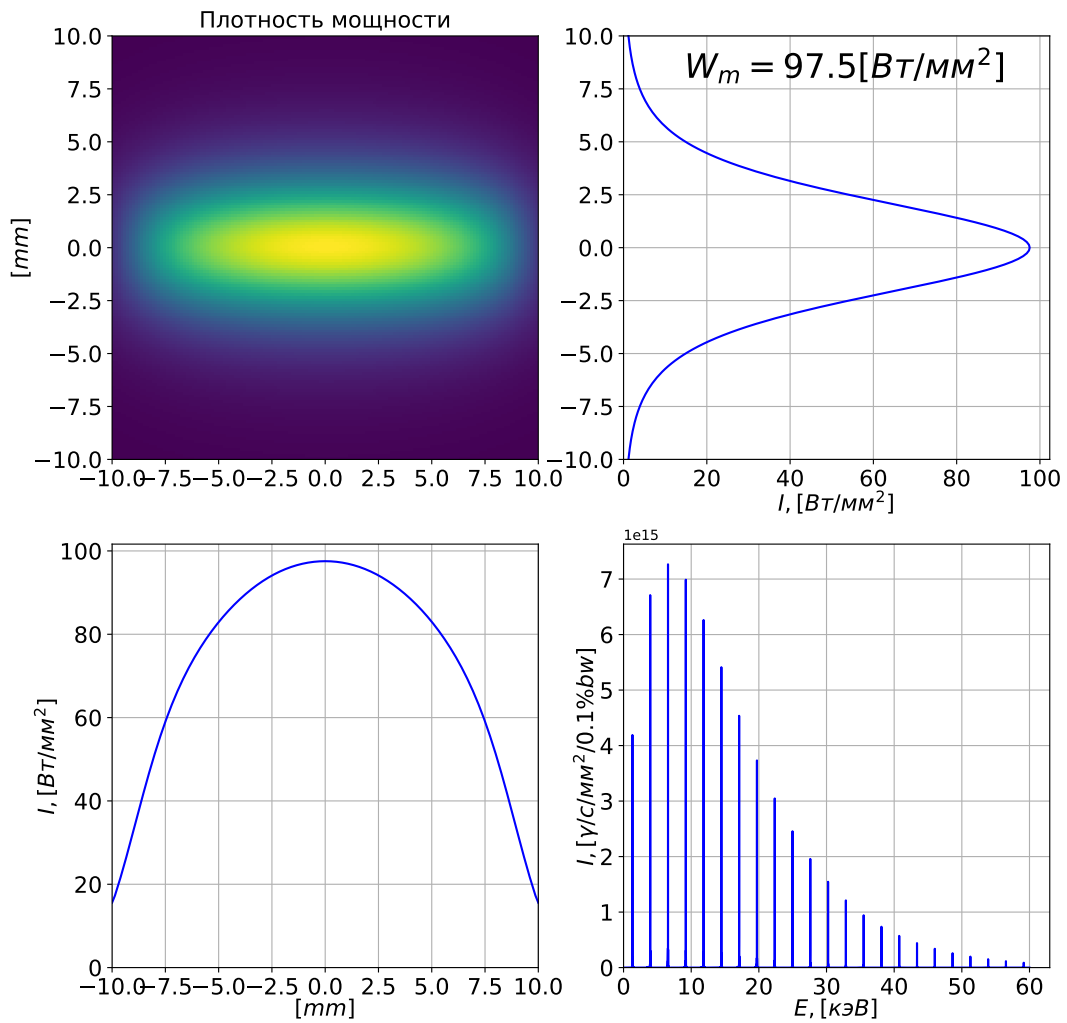


Рисунок В.1 — для станции 1-1. Плотность мощности и его срезы на оси x и y через точку максимума распределения и спектр электрона с бесконечно малым эмиттансом (правый нижний)

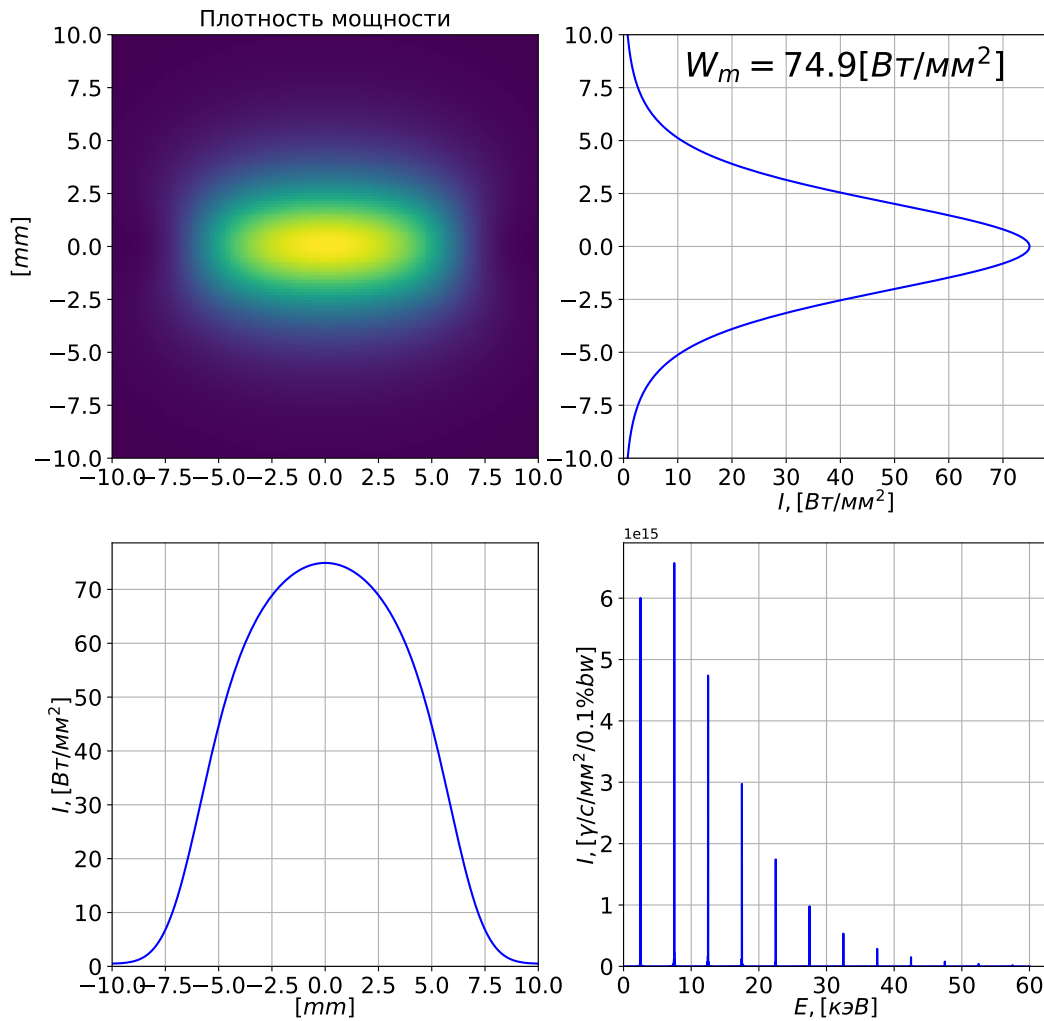


Рисунок В.2 — для станции 1-2. Плотность мощности и его срезы на оси x и y через точку максимума распределения и спектр электрона с бесконечно малым эмиттансом (правый нижний)