

537.86:539.12

# **ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ОНДУЛЯТОРЕ**

**Д. Ф. Алферов, Ю. А. Башмаков, П. А. Черенков**

(Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР)

## **СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	389
2. Принципы действия ондулятора. Качественное рассмотрение . . . . .	391
2.1. Динамика частиц в магнитном ондуляторе. 2.2. Ондуляторное излучение как излучение быстро движущегося осциллятора. 2.3. Условие дипольности ондуляторного излучения. 2.4. Интерференционные явления в ондуляторе.	
3. Траектории частиц в ондуляторах . . . . .	395
3.1. Движение заряженных частиц в плоском ондуляторе. 3.2. Движение заряженных частиц в спиральном ондуляторе.	
4. Количественные характеристики ондуляторного излучения (ОИ) . . . . .	398
4.1. Общие свойства ОИ. 4.2. Дипольное ондуляторное излучение. 4.3. Излучение в плоском ондуляторе. 4.4. Излучение в спиральном ондуляторе. 4.5. Основные энергетические соотношения. 4.6. Квантовые поправки к ондуляторному излучению.	
5. Излучение пучка частиц в ондуляторе . . . . .	409
5.1. Влияние параметров электронного пучка и диафрагмирования ОИ на его свойства. 5.2. Условия генерации когерентного ОИ. 5.3. Индуцированные процессы в ондуляторе.	
6. Источники ондуляторного излучения на синхротронах и накопителях . . . . .	416
6.1. Характеристики действующих синхротронов и накопителей. 6.2. Выбор параметров источника ОИ. 6.3. Магнитная система ондулятора. 6.4. Сопряжение ондулятора с циклическим ускорителем.	
7. Экспериментальные исследования свойств ондуляторного излучения . . . . .	424
7.1. Спектрально-угловые характеристики. 7.2. Поляризационные свойства. 7.3. Спектральное распределение. 7.4. Пространственная когерентность ОИ. 7.5. Когерентное ОИ. 7.6. Ондуляторное излучение протонов и антипротонов.	
8. Заключение . . . . .	432
Список литературы . . . . .	432

**1. Введение.** В связи с широкими возможностями практических применений в последнее время интенсивно разрабатываются способы получения электромагнитного излучения от релятивистских электронных и позитронных пучков. Излучение высокоэнергетических электронов во внешних магнитных полях обладает целым рядом привлекательных свойств: высокой интенсивностью, резкой направленностью, поляризацией, точно рассчитываемыми спектральными характеристиками. Поэтому все более широкое научное и техническое использование находит синхротронное излучение (СИ), сопровождающее движение электронов и позитронов в поворотных магнитах синхротронов и накопительных колец<sup>1-8</sup>. Однако при всех своих положительных качествах СИ не может полностью удовлетворить все возрастающие требования, предъявляемые к характеристикам излучения: интенсивности, спектральному диапазону, монохроматичности, возможности оперативной перестройки вида поляризации. Излучение, в значительной степени удовлетворяющее всем этим требованиям, может быть получено путем пропускания релятивистских заряженных частиц через ондулятор. В онду-

ляторе испускается электромагнитное излучение, порождаемое колебательным движением быстрых заряженных частиц. Движение такого типа реализуется, например, в пространственно периодическом статическом магнитном поле (магнитный ондулятор) в кристаллах (природный ондулятор), в поле электромагнитной волны и в ряде других структур. Первое указание на многообещающие возможности использования искусственных периодических структур для генерации микрорадиоволн быстрыми частицами было сделано в работе <sup>9</sup>.

В последовавших затем работах (50-е годы) были предприняты многочисленные попытки создания на основе магнитных ондуляторов и линейных ускорителей электронов эффективных генераторов микрорадиоволн <sup>10–13</sup>. Однако эти работы в свое время не получили дальнейшего развития ввиду трудностей формирования электронных сгустков с требуемыми параметрами. Кроме того, отсутствие источников электронов высокой энергии ограничивало возможности генерации более жестких фотонов.

В начале 70-х годов в связи с сооружением ускорителей электронов на средние энергии ( $E \sim 1$  ГэВ) появилась возможность существенного увеличения жесткости ондуляторного излучения (ОИ). Так, на выведенном электронном пучке Ереванского синхротрона было получено ОИ в рентгеновском диапазоне длин волн <sup>14</sup>. В работах <sup>2,15,16</sup> было указано на возможность значительного увеличения интенсивности ОИ за счет использования циркулирующих пучков ультрарелятивистских электронов синхротронов и накопителей. Данное обстоятельство вызвало новую волну интереса к источникам ОИ. В этот период, в основном усилиями советских ученых, был проведен всесторонний теоретический анализ свойств ОИ, который позволил определить физические характеристики источников ОИ, выгодно отличающие его от СИ. Основные результаты этих исследований достаточно полно отражены в обзорах <sup>17–21</sup>.

Первые экспериментальные исследования свойств ОИ с орбиты циклического ускорителя, выполненные в 1977–1979 гг. на синхротронах «Пахра» (ФИАН, Москва) <sup>22–26</sup>, «Сириус» (ТПИ, Томск) <sup>27–29</sup>, и последовавшие затем работы на накопителях <sup>30–38</sup> подтвердили основные следствия теории и продемонстрировали возможность создания интенсивных перестраиваемых источников монохроматического излучения с высокой степенью поляризации. Вместе с тем продолжается интенсивная разработка и создание новых источников ОИ на крупнейших проектируемых и действующих электронных накопительных кольцах. Seriously обсуждается вопрос о необходимости создания специализированного накопителя с широким набором ондуляторов, каждый из которых в отдельности спроектирован оптимальным образом для конкретных экспериментальных задач.

Важным направлением исследований, развивающимся одновременно с работами по генерации спонтанного ОИ в жесткой области спектра, является разработка и создание источников когерентного ОИ — лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Это направление получило особенно интенсивное развитие после первых успешных опытов по генерации индуцированного ОИ в инфракрасной области спектра <sup>39,40</sup>. В приборах данного типа значительная часть энергии хорошо сформированного электронного пучка может быть непосредственно преобразована в когерентное излучение, что позволит увеличить спектральную плотность ОИ в заданном диапазоне еще на несколько порядков по сравнению со спонтанным излучением. Учитывая, что современное состояние проблемы ЛСЭ достаточно подробно освещено в многочисленных обзорах <sup>41–51</sup>, в данной статье при обсуждении ЛСЭ мы ограничимся лишь рассмотрением некоторых принципиальных моментов и результатов последних экспериментов.

Напротив, источники спонтанного ОИ, ныне используемые в реальных условиях эксперимента, не нашли еще достаточно полного отражения в литературе.

## 2. Принципы действия ондулятора. Качественное рассмотрение.

2.1. Динамика частиц в магнитном ондуляторе. Среди разнообразных типов ондуляторов наибольшее распространение получили ондуляторы со знакоперевающимся магнитным полем<sup>10</sup>. Схематическое изображение такого ондулятора и траектории частицы, движущейся в нем, приведено на рис. 1.

Ондулятор состоит из двух периодических систем, каждая из которых содержит большое число магнитных полюсов чередующейся полярности. Напряженность поперечного магнитного поля ондулятора изменяется вдоль его оси  $z$  по закону, близкому к синусоидальному с периодом  $\lambda_0$ . Релятивистская частица, входящая в ондулятор под малым углом  $\alpha$  к его оси, испытывает действие магнитного поля ондулятора, которое приводит к искривлению первоначальной траектории частицы.

Если начальные условия при входе частицы в ондулятор подобраны надлежащим образом, то частица при каждом колебании будет пересекать ось ондулятора каждый раз под одним и тем же углом  $\alpha_m$ . Значение этого угла будет важным параметром при дальнейшем изложении. Таким образом, частица будет двигаться относительно оси ондулятора по почти синусоидальной траектории с периодом  $\lambda_0$ . Поскольку сила, действующая со стороны статического магнитного поля на частицу, направлена всегда нормально к ее скорости и потери на излучение пренебрежимо малы, то при движении в рассматриваемом ондуляторе абсолютное значение скорости частицы, как и ее энергия, сохраняется. При постоянстве величины скорости  $v$  частицы удлинение ее пути, вызванное поперечными колебаниями относительно оси ондулятора, приведет к некоторому уменьшению ее средней вдоль оси ондулятора скорости  $v_{||} = c\beta_{||}$  по сравнению с ее абсолютным значением  $v = c\beta$ .

Таким образом, в ондуляторе частица движется по криволинейной траектории с переменным по знаку и величине ускорением и, следовательно, испускает электромагнитное излучение. Величина и ориентация электрического вектора поля этого излучения определяются величиной и направлением ускорения. При периодическом изменении ускорения электрическое поле ондуляторного излучения также будет периодической во времени функцией. Заметим сразу же, что в общем случае эта функция не будет обязательно гармонической.

Траектория движения частицы в ондуляторе будет представлять собой периодическую незамкнутую кривую. Движение по такой кривой может рассматриваться как ограниченное колебательное движение относительно равномерно движущегося центра и поступательное движение самого центра. Поступательное движение этого центра может быть легко исключено из рассмотрения переходом в систему координат, равномерно движущуюся вдоль оси ондулятора со средней скоростью частицы  $v_{||}$ . В такой системе, которую в дальнейшем мы будем называть «сопутствующей», частица совершает периодическое движение теперь уже по замкнутой траектории. Конкретный вид этой траектории определяется рядом факторов, в частности геометрией магнитного поля и его величиной. Возникающее при этом излучение и есть ондуляторное излучение, к рассмотрению которого мы переходим.

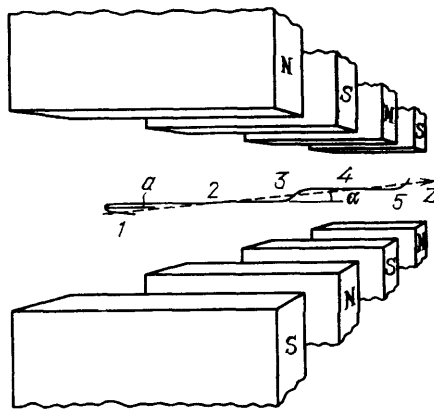


Рис. 1. Принципиальная схема магнитного ондулятора

2.2. О н д у л я т о р н о е   и з л у ч е н и е   к а к   и з л у ч е н и е   б ы с т р о   д в и ж у щ е г о с я   о с ц и л л я т о р а . Наблюдатель, находящийся в сопутствующей системе, вследствие релятивистского сокращения видит магниты ондулятора и промежутки между ними уменьшенными в  $\gamma_{\parallel}$  раз, где  $\gamma_{\parallel} = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2}$  — лоренц-фактор, вследствие чего частота колебаний частицы, равная в лабораторной системе  $\Omega = 2\pi\beta_{\parallel} c/\lambda_0$ , во столько же раз увеличится и станет равной

$$\omega^* = \Omega\gamma_{\parallel}. \quad (2.1)$$

Отметим, что поле магнитов в сопутствующей системе эквивалентно полю плоской электромагнитной волны с частотой  $\omega^*$ . Таким образом, в рассматриваемой системе координат имеем дело с излучением покоящегося осциллятора с «собственной» частотой  $\omega^*$ . При амплитуде  $a$  гармонических колебаний такого осциллятора много меньшей длины волны  $\lambda^* = 2\pi c/\omega^*$  излучение будет иметь дипольный характер с четко выраженной основной гармоникой частоты  $\omega^*$  и сильно подавленными гармониками более высоких мультипольностей<sup>52</sup>. Простейший пример подобного излучателя представляет собой короткая линейная антенна — одномерный диполь. Широко известным примером излучения двумерного диполя является излучение нерелятивистского электрона при его движении по окружности в однородном магнитном поле — циклотронное излучение<sup>53–54</sup>. Частота этого излучения равна частоте обращения электрона.

Учитывая, что средняя скорость движения рассматриваемой частицы по траектории с характерной амплитудой колебаний  $\sim a$  и с частотой  $\omega^*$  есть  $v^* \approx a\omega^*/2\pi$ , критерий дипольности излучения можно переписать в эквивалентной форме как ограничение на скорость  $v^*/c \ll 1$ , то есть излучение будет дипольным, если частица движется с нерелятивистской скоростью.

Ограниченное время излучения (т.е. время пролета через ондулятор) определяет естественную ширину спектральной линии, соответствующей основной частоте  $\omega^*$ . В сопутствующей системе координат дипольный момент  $\mathbf{p}$  колеблющейся в ондуляторе частицы ориентирован нормально к скорости этой системы, а излучение аксиально симметрично относительно  $\mathbf{p}$  и отсутствует в направлении этого вектора. При переходе в лабораторную систему координат направление распространения излучения и его частота естественным образом изменятся. А именно, вследствие абберации света излучение, распространяющееся в сопутствующей системе в переднюю полусферу, преобразуется в узкий луч, заключенный внутри конуса с угловым расхождением  $\sim \frac{1}{\gamma_{\parallel}}$ . Для ультрарелятивистской частицы, т.е. такой частицы, у которой ее энергия  $\mathcal{E}$  много больше энергии покоя:

$$\gamma = \frac{\mathcal{E}}{mc^2} \gg 1,$$

это приводит к высокой направленности излучения. А частота излучения вследствие эффекта Доплера становится равной

$$\omega(\theta) = \frac{\omega^*(1 - \beta_{\parallel})^{1/2}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{\Omega}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}, \quad (2.2)$$

где  $\theta$  — угол, образуемый направлением наблюдения с осью ондулятора  $z$ . Таким образом, при возвращении в лабораторную систему координат вместо одной частоты излучения  $\omega^*$  получаем спектр частот, причем каждому углу наблюдения  $\theta$  соответствует своя частота.

Если амплитуда колебаний частицы мала (критерий малости будет уточнен в дальнейшем), то ее средняя скорость  $\beta_{\parallel} c$  практически совпадает с пол-

ной скоростью  $\beta c$  ( $\beta_{\parallel} = \beta$ ), и следовательно,  $\gamma_{\parallel} = \gamma$ . Кроме того, учитывая, что для ультрарелятивистской частицы  $1 - \beta \ll 1$ , можно записать

$$\frac{\Omega}{2} \leq \omega \leq \omega_m = 2\Omega\gamma^2; \quad (2.3)$$

приходим к выводу, что при релятивистской энергии с ее увеличением имеет место резкое возрастание частоты излучения частицы.

2.3. У с л о в и е д и п о л ь н о с т и о н д у л я т о р н о г о и з л у ч е н и я. Рассмотрим движение частицы в ондуляторе по синусоидальной траектории с периодом  $\lambda_0$  и амплитудой  $a$ . Угол пересечения такой траектории с осью ондулятора составляет

$$\alpha_m = \frac{2\pi a}{\lambda_0}.$$

В дальнейшем мы будем рассматривать только системы с углами  $\alpha_m \ll 1$ , поскольку они представляют наибольший практический интерес. Вследствие колебаний длина пути частицы в одном элементе структуры ондулятора возрастет на величину

$$\frac{1}{4} \left( \frac{2\pi a}{\lambda_0} \right)^2 \lambda_0 = \frac{1}{4} \alpha_m^2 \lambda_0.$$

Эта величина имеет важное значение, поскольку она определяет замедление скорости продольного движения частиц,

$$\beta_{\parallel} = \beta \left( 1 - \frac{1}{4} \alpha_m^2 \right), \quad (2.4)$$

и соответствующее уменьшение продольного лоренц-фактора  $\gamma_{\parallel}$  до значения

$$\gamma_{\parallel} = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2} = \gamma \left[ 1 + \frac{1}{2} (\alpha_m \gamma)^2 \right]^{-1/2}. \quad (2.5)$$

Формула (2.5) имеет существенное значение в связи с тем, что именно она, а не (2.4), определяет условия, при выполнении которых можно пренебречь изменением средней скорости продольного движения частицы<sup>55</sup>

$$\alpha_m \gamma \ll 1. \quad (2.6)$$

Как будет показано ниже, условие (2.6) одновременно является и условием дипольности излучения в сопутствующей системе координат. Однако важно отметить, что изменение скорости продольного движения приводит к еще одному весьма существенному эффекту — появлению колебаний частицы вдоль оси ондулятора (тремблинг). Действительно, на вершинах синусоидальной траектории скорость частицы направлена вдоль оси ондулятора  $z$  и превышает  $\beta_{\parallel} c$  (2.4), на пересечениях же траекторий с осью ондулятора проекция скорости на ось  $z$   $\beta_z c = \beta c [1 - (1/2) \alpha_m^2]$  меньше средней продольной скорости. Как показано в работах<sup>17,55-57</sup>, вклад этих колебаний в формирование спектра излучения оказывается весьма значительным несмотря на их малую амплитуду

$$\delta z_m \approx \frac{\lambda_0}{2} \frac{\delta \beta_z}{\beta} = \frac{\alpha_m a}{8\beta}.$$

Представляет интерес проанализировать эти колебательные движения в сопутствующей системе отсчета. Преобразования Лоренца показывают, что при отсутствии тремблинга движение в этой системе было бы одномерным. Излучение при таком движении рассматривалось в<sup>58-60</sup>. Наличие же тремблинга приводит к тому, что движение становится двумерным. Полная траек-

тория имеет характерный вид восьмерки (рис. 2), ориентированной вдоль оси  $x'$ . Максимальное отклонение от оси  $z'$  составляет  $x'_m = a$ , а смещение вдоль этой оси, обусловленное тремблингом,  $-z'_m = \alpha_m \gamma_{||} a$ . Как видно, эти величины становятся сопоставимыми, если  $\alpha_m \gamma \approx 1$ . При  $\alpha_m \gamma \ll 1$  восьмерка вырождается в отрезок прямой — дипольное приближение.

Выражение для скорости движения частицы в сопутствующей системе координат с учетом тремблинга принимает вид <sup>61</sup>

$$v'^2 = c^2 \left[ 1 - \frac{4(1-2b^2)}{(2+2b^2-k_0^2 x'^2)^2} \right], \quad (2.7)$$

где

$$b^2 = \frac{\alpha_m^2 \gamma_{||}^2}{4} = \frac{\alpha_m^2 \gamma^2}{4[1+(1/2)\alpha_m^2 \gamma^2]}, \quad k_0 = \frac{\Omega \gamma_{||}}{c},$$

$$k_0 x'_m = k_0 a = \alpha_m \gamma = 2(b^2)^{1/2}.$$

Скорость частицы при ее движении по восьмерке изменяется: продольная скорость максимальна на верхушках восьмерки ( $|x'| = a$ ):

$$v'_{zm} = \frac{c \alpha_m^2 \gamma^2}{4 + \alpha_m^2 \gamma^2},$$

а полная скорость максимальна при пересечении начала координат ( $x' = 0$ ):

$$v'_m = c \alpha_m \gamma \frac{(16 + 9 \alpha_m^2 \gamma^2)^{1/2}}{4 + 3 \alpha_m^2 \gamma^2}.$$

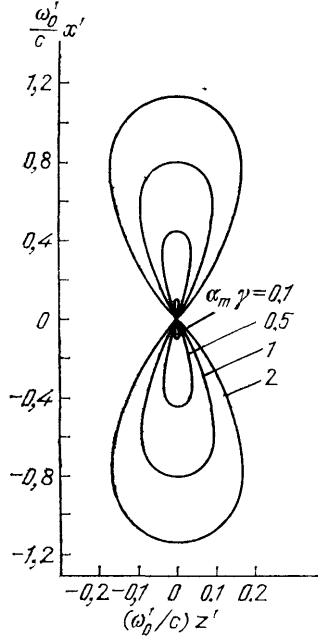


Рис. 2. Траектория частицы в системе  $S'$

Энергия частицы в лабораторной системе координат  $\mathcal{E} = (\mathcal{E}' + v_{||} p'_z) \gamma_{||}$  ( $p'_z$  — компонента импульса) при отсутствии тремблинга ( $p'_z = 0$ ) пропорциональна энергии  $\mathcal{E}'$  в сопутствующей системе координат.

В силу сохранения энергии  $\mathcal{E}$  изменение  $\mathcal{E}'$ , существенное в недипольном случае, с неизбежностью приводит к появлению  $p'_z$ .

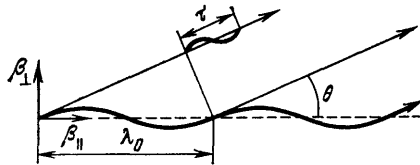


Рис. 3. Формирование импульса излучения в ондуляторе

электромагнитного излучения) равно  $L/\beta_{||} c$ , где  $L = K \lambda_0$  — длина ондулятора, состоящего из  $K$  элементов периодичности. Длительность импульса излучения в направлении  $\theta$  (рис. 3) определяется разностью между скоростью света и проекцией скорости частицы на направление наблюдения. За время  $T$  испущенное в начале ондулятора излучение пройдет расстояние

$$l = cT = \frac{L}{\beta_{||}}.$$

Проекция же конечной точки ондулятора на направление распространения излучения удалена от его начала на  $L \cos \theta$ . Таким образом, длина пути ондуляторного излучения составляет

$$\Delta l = l - L \cos \theta = \frac{L}{\beta_{||}} (1 - \beta_{||} \cos \theta).$$

2.4. Интерференционные явления в ондуляторе. Время пролета  $T$  частицы через ондулятор (а следовательно, и время испускания ею

На длине  $\Delta l$  укладывается  $K$  полных колебаний, следовательно, длина преобладающей в излучении волны (длина одного колебания)

$$\lambda = \lambda_0 (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \beta_{\parallel}^{-1}.$$

Наибольший вклад в интенсивность из всех испущенных в заданном направлении волн будут давать те волны  $\lambda_m$ , которые на всей длине ондулятора находятся в одинаковой фазе относительно движущейся в нем частицы. Тогда амплитуды этих волн при их движении через ондулятор будут все время нарастать. Для длин волн  $\lambda$ , отличных от  $\lambda_m$ , волна будет приобретать набег фаз  $\Delta\varphi$  относительно частицы, и этот набег фаз будет накапливаться тем быстрее, чем больше  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_m$ . Излучение от тех точек ондулятора, для которых этот набег составляет  $\Delta\varphi = \pi$ , будет взаимно гаситься.

Найдем условие синхронизма волны частоты  $\omega$ , распространяющейся под углом  $\theta$  к оси ондулятора, и частицы, совершающей в ондуляторе периодические относительно его оси колебания с частотой  $\Omega$ . Для этого необходимо, чтобы приращение за некоторый промежуток времени  $\Delta t$  фазы электронных колебаний и колебаний волны были равны между собой. За это время фаза колебаний электрона изменится на  $\Omega\Delta t$ , а сам он сместится вдоль оси ондулятора на  $\Delta z = \beta_{\parallel} c\Delta t$ . При таком смещении фаза электромагнитной волны изменится на величину  $\omega\Delta t - (\omega/c) \cos \theta \Delta z$ . Приравнявая полученные изменения фаз, находим условие синхронизма волны и частицы:  $\Omega = \omega (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$ . Расстройка частоты волны  $\Delta\omega$ , при которой набег фазы на всей длине ондулятора составит величину  $\pi$ , с учетом того, что  $\Delta t = K\lambda_0/\beta_{\parallel} c$ , будет равной

$$\Delta\omega = \pi [(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \Delta t]^{-1}.$$

Отсюда, используя соотношение (2.2), получаем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2K}.$$

Это соотношение и характеризует по порядку величины ширину спектральной линии ондуляторного излучения, наблюдаемого под заданным углом  $\theta$ .

**3. Траектории частиц в ондуляторах.** Характер колебательного движения частицы задается видом магнитного поля ондулятора и, в общем случае может оказаться весьма сложным. Однако в большинстве практически интересных случаев движение частицы можно свести к двум наиболее простым видам: синусоидальному и движению по винтовой траектории.

**3.1. Движение заряженных частиц в плоском ондуляторе.** В плоском магнитном ондуляторе формируется поперечное магнитное поле, вектор напряженности которого перпендикулярен средней плоскости ондулятора (см. рис. 1) и изменяется вдоль оси  $z$  по гармоническому закону

$$\mathbf{H} = -jH_m \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} z \quad (0 \leq z \leq L), \quad (3.1)$$

где  $j$  — орт вдоль оси  $y$ , перпендикулярный к оси ондулятора  $z$  (в дальнейшем всюду ось ондулятора будет приниматься за ось  $z$  координатной системы),  $H_m$  — амплитуда магнитного поля. Траектория движения электрона в таком ондуляторе лежит в плоскости  $x, z$  и при выполнении условия  $\alpha_m \ll 1$ , где  $\alpha_m = eH_m\lambda_0/2\pi mc^2\gamma$ , задается выражением<sup>10,17,55,56,62</sup>

$$\mathbf{r}(t) = ix_m \sin \Omega t + k [c\beta_{\parallel} t - (\delta z)_m \sin 2\Omega t], \quad (3.2)$$

где  $x_m = c\alpha_m/\Omega$  и  $\Omega = 2\pi\beta_{||}c/\lambda_0$  — амплитуда и частота поперечных колебаний соответственно,  $(\delta z)_m = \Omega x_m^2/8\beta c$  — амплитуда продольных колебаний, происходящих с удвоенной частотой  $2\Omega$  (тремблинг),

$$c\beta_{||} = c\beta \left(1 - \frac{\alpha_m^2}{4\beta^2}\right) -$$

средняя скорость движения вдоль оси ондулятора. Уравнение движения (3.2) справедливо для начальных при  $t = 0$  условий на входе в ондулятор, подобранных специальным образом:

$$x = y = z = 0, \quad \frac{dx_m}{dt} = \alpha_m c.$$

Из него следует, что в релятивистском случае ( $\beta_{||} \sim 1$ ) частота колебаний слабо зависит от энергии частиц, а амплитуда колебаний зависит от амплитуды поля  $H_m$ , периода  $\lambda_0$  и быстро уменьшается с ростом энергии. При иных начальных условиях будет иметь место медленный поперечный дрейф частиц. В достаточно длинном ондуляторе в силу неоднородности магнитного поля дрейф перейдет в медленные колебания частиц относительно его оси.

Как указывалось ранее (гл. 2), важной характеристикой ондулятора является безразмерная величина

$$\alpha_m \gamma = \frac{e H_m \lambda_0}{2\pi m c^2}, \quad (3.3)$$

которая определяет вид спектра ондуляторного излучения. Используя (3.3), условие дипольности излучения (2.6) можно представить в виде

$$H_m \lambda_0 \ll \frac{2\pi m c^2}{e}. \quad (3.4)$$

Для электронов и позитронов эта формула дает:  $H_m \lambda_0 \ll 10700$  Э·см. Для частиц, более тяжелых, чем электрон, величина, стоящая справа, возрастает пропорционально массе этих частиц. Например, для протонов получаем условие:  $H_m \lambda_0 \ll 19,6 \cdot 10^6$  Э·см, которое практически всегда выполняется.

Любопытно отметить, что соотношения

$$\Omega t = \frac{2\pi}{\lambda_0} \beta_{||} c t \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} z(t)$$

дают возможность представить поле в каждой точке траектории частицы как линейную функцию ее поперечного смещения  $x$ :

$$\mathbf{H} \approx -j \frac{H_m}{x_m} x \quad (x \ll x_m)^{63}.$$

Такая же зависимость поля от поперечного смещения характерна и для систем с квадрупольным электрическим или магнитным полем вида

$$\mathbf{H} = j g x \quad (3.5)$$

( $g$  — градиент поля), которые могут использоваться в качестве ондулятора<sup>64,65</sup>. Поле вида (3.5) создается в квадрупольных линзах, используемых для формирования и управления пучками заряженных частиц<sup>67</sup>. Траектория частицы, движущейся в линзе, определяется той же самой формулой (3.2). Однако в этом случае основные параметры траектории определяются начальными условиями. Так, например, амплитуда колебаний  $x_m$  и угол  $\alpha_m$  определяются координатой и углом входа частицы в такой ондулятор. Частота гармонических колебаний

$$\Omega = \left( \frac{eg}{m\gamma} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

определяется не только градиентом поля, но зависит и от энергии частицы<sup>64,67</sup>. С ростом энергии частицы частота колебаний уменьшается как  $\gamma^{-1/2}$ , а



период колебаний, в свою очередь, растет как  $\gamma^{1/2}$ . Поэтому условие дипольности излучения (2.6) целесообразно переписать как ограничение на амплитуду колебаний<sup>64</sup>

$$x_m \ll \left( \frac{mc^2}{eg\gamma} \right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

При постоянстве апертуры линзы рост энергии частиц может привести к нарушению дипольного характера излучения. Для такого ондулятора фиксированной длины число его периодов с ростом энергии падает как  $\gamma^{-1/2}$ .

Для макроскопических квадрупольных линз практически достижимые градиенты оказываются весьма малыми, что приводит к большим (порядка метра) периодам колебаний. Иное дело кристаллы — их можно рассматривать как своеобразные природные ондуляторы<sup>65</sup>. В каналах, образуемых плоскостями кристаллов, существует поперечное электрическое поле<sup>68</sup>, закон изменения которого  $\mathbf{E} \approx i g x$ , а градиенты огромны. Траектория движения заряженных частиц в таких каналах описывается формулой (3.2). Периоды их колебаний могут составлять тысячи — десятки тысяч ангстрем ( $10^{-5} - 10^{-4}$  см). Поэтому излучение каналированных частиц в последнее время привлекает пристальное внимание физиков как возможный источник жесткого квазимонохроматического излучения<sup>69-74</sup>.

**3.2. Движение заряженных частиц в спиральном ондуляторе.** Как показано в ряде работ<sup>17,75,76</sup>, магнитное поле вблизи оси спирального ондулятора изменяется по закону

$$\mathbf{H} = i H_m \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} z \mp j H_m \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} z \quad (0 \leq z \leq L), \quad (3.8)$$

где  $H_m$  — величина магнитного поля, остающаяся постоянной на всей длине ондулятора.

При перемещении вдоль оси ондулятора конец вектора магнитного поля, откладываемого от этой оси, опишет винтовую линию, правую или левую в зависимости от знака (–) или (+) перед вторым членом в (3.8). В таком поле при начальных условиях

$$y = z = 0, \quad x = R, \quad \frac{dx}{dt} = 0, \quad \frac{dy}{dt} = \pm \alpha_m c, \quad t = 0$$

частица движется по спирали, определяемой выражением

$$\mathbf{r}(t) = i R \cos \Omega t \pm j R \sin \Omega t + k \beta_{||} c t, \quad (3.9)$$

где  $R = \alpha_m c / \Omega$  — радиус спирали,  $\alpha_m = e H_m \lambda_0 / 2 \pi m c^2 \gamma$  — угол наводки спирали. Движение вдоль оси  $z$  происходит с постоянной скоростью

$$\beta_{||} c = \beta c \left( 1 - \frac{\alpha_m^2}{2\beta^2} \right),$$

причем здесь снова предполагается выполненным условие  $\alpha_m \ll 1$ . Обратим внимание, что из-за различия в геометрии магнитного поля выражение для продольной скорости частицы в спиральном ондуляторе отличается на множитель 2 перед  $\alpha_m^2$  от соответствующего выражения для плоского ондулятора. В сопутствующей системе координат движение частиц в спиральном ондуляторе представляется как движение по окружности радиуса  $R$ , плоскость которой ориентирована нормально к оси ондулятора. Траектории подобного вида имеют частицы, впускаемые в однородное магнитное поле под малым углом к направлению магнитной силовой линии. Однако и здесь, как и в квадрупольном поле, период ондулятора растет с ростом энергии, тогда как в спиральном ондуляторе он задается периодом намотки спирали. Движение, близкое по характеру к движению по спирали, имеет место также и при аксиальном каналировании частиц в кристаллах<sup>70-74</sup>.

Отметим, что согласно <sup>17,61,77–79</sup> движение релятивистских заряженных частиц по законам, близким к (3.2) и (3.9), происходит и в поле интенсивной электромагнитной волны с линейной или циркулярной поляризацией, которая может рассматриваться как один из типов ондулятора. Однако при достижимых в настоящее время интенсивностях волны  $I_b$  напряженность поля такого ондулятора  $E$  (В/см)  $\approx 20 (I_b \text{ Вт/см}^2)^{1/2}$  значительно уступает магнитному ондулятору.

Помимо рассмотренных выше гармонических (идеальных <sup>15,64</sup>) в природе существуют и ангармонические ондуляторы <sup>17</sup>. Так, сильным ангармонизмом в ряде случаев характеризуется поперечное движение заряженных частиц в кристаллах <sup>17</sup>. Например, движение электронов относительно кристаллографической плоскости (оси), потенциал которой может быть описан с помощью «перевернутой» параболы, в отличие от позитронов, для которых потенциал представляется обычной параболой <sup>80</sup>. Как хорошо известно из теории ускорителей <sup>67,81</sup>, на каждом отдельном параболическом участке потенциала поперечное движение позитронов может быть описано тригонометрическими, а электронов — гиперболическими функциями <sup>69,82</sup>.

#### 4. Количественные характеристики ондуляторного излучения.

4.1. Общие свойства ОИ. Рассмотрение ондуляторного излучения в большинстве практически интересных случаев проводится в рамках классической электродинамики. Электрическое  $\mathbf{E}$  и магнитное  $\mathbf{H}$  поля заряда в момент времени  $t$  в точке наблюдения, задаваемой радиусом-вектором  $\mathbf{R}(t) = R\mathbf{n}$  ( $\mathbf{n}$  — единичный вектор), отложенным от заряда, определяются движением заряда в предшествующий момент времени  $t'$  из потенциалов Лиенара — Вихерта <sup>52,54</sup>

$$\mathbf{E} = e \frac{1 - \beta^2}{R^2 (1 - \mathbf{n}\beta)^3} (\mathbf{n} - \beta) + \frac{e}{cR (1 - \mathbf{n}\beta)^3} [\mathbf{n} [(\mathbf{n} - \beta) \dot{\beta}]], \quad (4.1)$$

$$\mathbf{H} = [\mathbf{n}\mathbf{E}]. \quad (4.2)$$

Здесь все величины справа берутся в момент времени  $t'$  ( $t' + R(t')/c = t$ ),  $\dot{\beta} = d\beta/dt'$ . Электромагнитное излучение определяется вторым, зависящим от ускорения, членом в (4.1).

Излучение ультрарелятивистской частицы, согласно (4.1), сконцентрировано в основном вдоль мгновенного направления ее скорости в диапазоне углов  $\sim 1/\gamma$ , поскольку именно для этих направлений величина  $(1 - \mathbf{n}\beta)^3$  в знаменателе (4.1) принимает минимальное значение  $\sim (1 - \beta)^3$ . Для векторов  $\mathbf{n}$ , лежащих в плоскости движения  $\beta\dot{\beta}$  и образующих со скоростью угол  $\psi = \arccos \beta \approx \gamma^{-1}$ , поля излучения обращаются в нуль.

На оси плоского ондулятора (см. (3.2)) «излучательный» член в (4.1) дает

$$E_{x, \text{изл}} \approx \frac{8\pi e (\alpha_m \gamma) \gamma^3}{R \lambda_0}.$$

«Кулоновский» член вдоль оси  $x$  также дает переменное поле, сдвинутое по фазе относительно «излучательного» на полпериода колебаний,  $E_{x, \text{кул}} \approx \approx 8e (\alpha_m \gamma) \gamma^3 / R^2$ . Эти величины близки по порядку лишь в пределах ондулятора, когда  $R \sim \lambda_0$ . Постоянное продольное поле составляет  $E_{x, \text{кул}} \approx 4e\gamma^2 / R^2$  и для  $\gamma \gg 1$ ,  $R \gg \lambda_0$ , оно много меньше двух рассмотренных слагаемых. В дальнейшем мы будем интересоваться излучением вдали от ондулятора и поэтому не будем принимать во внимание первый член в (4.1).

Далеко от ондулятора в волновой зоне, где  $R \gg L$ , изменением  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{n}$  в (4.1) при движении частицы в ондуляторе можно пренебречь. Спектрально-угловое распределение энергии излучения на частоте  $\omega$  в направлении, опре-

деляемом вектором  $\mathbf{n}$ , в волновой зоне, где волны в малых областях пространства можно считать плоскими, задается выражением<sup>52,54</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} &= \frac{c}{4\pi^2} |\vec{\mathcal{E}}_\omega|^2 R_0^2 = \frac{e^2}{4\pi^2 c} |\mathbf{A}_\omega|^2, \quad \vec{\mathcal{E}}_\omega = \frac{e}{R_0 c} \mathbf{A}_\omega, \\ \mathbf{A}_\omega &= \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{n}[(\mathbf{n}-\beta)\dot{\beta}]] (1-\mathbf{n}\beta)^{-2} \exp \left[ i\omega \left( t - \frac{\mathbf{n}\mathbf{r}(t)}{c} \right) \right] dt, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где  $d\mathcal{E}$  — энергия, излучаемая частицей в элемент телесного угла  $d\Omega$  в интервале частот  $d\omega$ ,  $R_0$  — радиус-вектор, проведенный из начала ондулятора в точку наблюдения  $\mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}(t)$ ,  $\mathbf{r}(t)$  — радиус-вектор частицы, отложенный от начала ондулятора (см. гл. 3). Спектр излучения частицы формируется согласно выражению (4.3) на всей траектории частицы.

Отметим, что из (4.3) можно исключить ускорение, если воспользоваться равенством

$$\frac{[\mathbf{n}[(\mathbf{n}-\beta)\dot{\beta}]]}{(1-\mathbf{n}\beta)^2} = \frac{d}{dt} \frac{[\mathbf{n}[\mathbf{n}\beta]]}{1-\mathbf{n}\beta}$$

и произвести интегрирование по частям.

В общем случае спектрально-угловое распределение энергии излучения в ондуляторе с большим числом элементов периодичности ( $K \gg 1$ ) можно представить в виде суммы излучений отдельных гармоник<sup>17,57</sup>

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{|\mathbf{a}_k(\omega, \theta, \varphi)|^2}{\Omega^2} \frac{\sin^2(\pi K \sigma_k)}{\sigma_k^2}, \quad (4.4)$$

где вектор

$$\mathbf{a}_k = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} \mathbf{a}(t) e^{i\Omega t} dt,$$

$$a(t) = [\mathbf{n}[(\mathbf{n}-\beta)\dot{\beta}]] (1-\mathbf{n}\beta)^{-2} \exp \left[ -\frac{i\omega}{c} (n_x x + n_y y + n_z z) \right],$$

$$\sigma_k(\omega, \theta) = \Omega^{-1} [\omega (1 - n_z \beta_{||}) - k\Omega],$$

$n_x = \sin \theta \cdot \cos \varphi$ ,  $n_y = \sin \theta \cdot \sin \varphi$ ,  $n_z = \cos \theta$ ,  $\theta$  — полярный угол, образованный  $\mathbf{n}$  с осью ондулятора  $z$ ,  $\varphi$  — азимутальный угол, образованный проекцией  $\mathbf{n}$  на плоскость  $x, y$  с осью  $x$ . Вектор  $\mathbf{a}_k(\omega, \theta, \varphi)$  определяет зависимость характеристик излучения от вида и поперечных размеров траектории частицы на одном периоде ее колебаний. Выражение  $|\mathbf{a}_k(\omega, \theta, \varphi)|^2$  по сравнению со множителем  $\frac{\sin^2(\pi K \sigma_k)}{\sigma_k^2}$  изменяется значительно более плавно. Поэтому спектрально-угловые особенности излучения в основном определяются выражением  $\sin^2(\pi K \sigma_k)/\sigma_k^2$ , зависимость которого от  $\sigma_k$  показана на рис.4. Его главный максимум лежит при  $\sigma_k = 0$ . Он определяет частоту излучения  $k$ -й гармоники, распространяющегося под углом  $\theta$  к оси ондулятора (см. (2.2)).

Для ультрарелятивистского движения,

$$1 - n_z \beta_{||} = 1 - \beta_{||} \cos \theta \approx \frac{1}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} + \theta^2 \gamma^2 \right),$$

можно переписать частоту излучения  $\omega_k$  в виде

$$\omega_k = \frac{2k\Omega\gamma^2}{1 + (p_{\perp}^2/2) + \theta^2\gamma^2} \quad (\theta \ll 1, \gamma \gg 1). \quad (4.5)$$

Частота излучения данной гармоники достигает максимума под нулевым углом:

$$\omega_{km} = \frac{2k\Omega\gamma^2}{1 + (p_{\perp}^2/2)}; \quad (4.6)$$

здесь  $p_{\perp}^2/2$  — среднее значение квадрата приведенного поперечного импульса частицы. Для плоского ондулятора оно равно (см. (3.3))

$$\frac{\alpha_m^2 \gamma^2}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{eH_m \lambda_0}{2\pi mc^2} \right)^2,$$

а для спирального (см. (3.9))

$$\alpha_m^2 \gamma^2 = \left( \frac{eH_m \lambda_0}{2\pi mc^2} \right)^2.$$

Заметим, что при каналировании частиц в кристалле параметр

$$p_{\perp} = \left( \frac{2eU_0 \gamma}{mc^2} \right)^{1/2}$$

растет с ростом энергии частиц; здесь  $U_0 \approx gd^2/2$  — межплоскостной потенциал,  $d$  — ширина канала (см. (3.5))

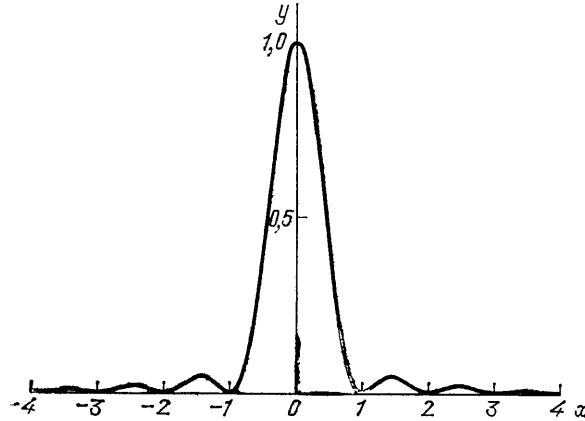


Рис. 4. Спектрально-угловое распределение энергии излучения в идеальном ондуляторе

Высота главного максимума на рис. 4 с ростом числа элементов периодичности ондулятора растет пропорционально  $K^2$ . Именно по этой причине в ряде работ<sup>83,84</sup> ондуляторное излучение называется еще когерентным или интерференционным синхротронным излучением. Здесь усматривается известная аналогия с когерентным тормозным излучением в кристаллах, где также осуществляется периодическое движение заряженных частиц<sup>85</sup>.

Первый минимум  $\sigma_{k_1} = 1/K$  определяет ширину  $\Delta\omega_k$  спектральных линий излучения, наблюдаемых под заданным углом  $\theta$ ,

$$\Delta\omega_k = \frac{\omega_k}{kK}, \quad (4.7)$$

которая убывает обратно пропорционально  $K$ . Согласно (4.5) излучение с фиксированной частотой  $\omega$ , если  $\omega \lesssim \omega_{km}$ , сосредоточено на поверхности конуса с углом раствора

$$\theta_k = \gamma^{-1} \left[ \left( \frac{\omega_{km}}{\omega} - 1 \right) \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) \right]^{1/2}. \quad (4.8)$$

Ширина углового распределения  $\Delta\theta_k$  также находится из условия  $\sigma_{k_1} = 1/K$ , при  $\omega = \text{const}$

$$\Delta\theta_k = \left[ \theta_k^2 + \frac{\theta_k^2}{kK} + (\Delta\theta_{k0})^2 \right]^{1/2} - \theta_k, \quad (4.9)$$

где

$$\Delta\theta_{k0} = \gamma^{-1} \left[ \frac{1 + (p_{\perp}^2/2)}{kK} \right]^{1/2} \quad (4.10)$$

суть интервал углов, в котором сосредоточено излучение частоты  $\omega_{km}$ , распространяющееся вдоль оси ондулятора<sup>18</sup>. Заметим, что для малых частот  $\omega/\omega_{km} \ll 1$ , согласно (4.8), угол раскрытия конуса излучения  $\theta_k = \left( \frac{2k\Omega}{\omega} \right)^{1/2}$  не зависит от энергии частицы.

Высота побочных максимумов быстро убывает; так, высота первого бокового максимума составляет около 0,05 от высоты главного максимума.

Рис. 4 напоминает распределение интенсивности дифрагированного на щели или отверстии излучения. Можно определить эффективный дифракционный размер излучателя в ондуляторе как ( $\theta = 0$ )

$$d_k = \frac{\lambda_0}{2\gamma} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) \right] K k^{-1} \right\}^{1/2}. \quad (4.11)$$

При  $K \gg 1$  он значительно превосходит амплитуду колебаний частиц в ондуляторе  $x_m$ .

Полная энергия излучения в линии, определяемая площадью кривой на рис. 4, пропорциональна  $K$ .

Спектральное распределение излучения может быть получено интегрированием (4.3) или (4.6) по углу, а угловое — интегрированием тех же выражений по частоте излучения или интегрированием по времени выражения  $\sim E^2$ , где  $E(t)$  берется из (4.1).

4.2. Дипольное ондуляторное излучение. В ультрарелятивистском случае в дипольном приближении (см. (2.7)) в (4.3) скорость заряда можно считать постоянной и направленной всюду вдоль оси ондулятора. Тогда  $A_{\omega}$  приводится к виду

$$A_{\omega} = \frac{[n[(n-\beta)\dot{\beta}_{\omega'}]]}{(1-n\beta)^2}, \quad (4.12)$$

где

$$\dot{\beta}_{\omega'} = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\beta}(t) e^{i\omega't} dt$$

— фурье-компонента ускорения частицы,  $\omega' = \omega(1-n\beta) = \omega(1-\beta \cos \theta)$ .

В сопутствующей системе координат ( $\beta \ll 1$ )  $A_{\omega}$  еще более упрощается:

$$A_{\omega*} = [n^* [n^* \dot{\beta}_{\omega*}]]; \quad (4.13)$$

здесь  $A_{\omega*}$  суть нормальная к  $n^*$  составляющая компоненты Фурье ускорения,  $\omega^* = \Omega\gamma$  (см. (2.1)).

Спектр излучения для длинного ондулятора ( $K \gg 1$ ) может быть получен непосредственно из (4.4), где

$$a_k = \frac{[n[(n-\beta)\dot{\beta}_k]]}{(1-n\beta)^2}, \quad \dot{\beta}_k = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} \dot{\beta} e^{ik\Omega t} dt, \quad \sigma_k = \Omega^{-1}(\omega' - k\Omega).$$

Выполняя интегрирование по углам и вводя новую переменную  $\xi = \omega/2\Omega\gamma^2$ , имеем

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \frac{8e^2\gamma^4}{c\Omega} \sum_{k=E(\xi)+1}^{\infty} \int_1^{\infty} |\dot{\beta}_k|^2 \frac{\sin^2 [\pi K (u\xi - k)]}{(u\xi - k)^2} \frac{1}{u^2} \left(1 - \frac{2}{u} + \frac{2}{u^2}\right) du; \quad (4.14)$$

здесь  $E(\kappa)$  — целая часть числа  $\kappa$ . Для очень длинного ондулятора ( $K \rightarrow \infty$ ) можно воспользоваться предельным переходом

$$\lim_{K \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 [\pi K (u\xi - k)]}{\pi^2 K (u\xi - k)^2} = \frac{1}{\xi} \delta(u - k).$$

В результате получим вместо (4.14)

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \frac{8\pi^3 e^2 K \gamma^4}{c\Omega} \sum_{k=E(\xi)+1}^{\infty} |\dot{\beta}_k|^2 \frac{\xi}{k^2} \left(1 - 2\frac{\xi}{k} + 2\frac{\xi^2}{k^2}\right). \quad (4.15)$$

Спектр излучения  $k$ -й гармоники обрывается на частоте  $\omega_{km} = 2k\Omega\gamma^2$ .

Высшие гармоники излучения, возникающие в дипольном приближении вследствие ангармоничности движения, при одинаковой направленности векторов  $\dot{\beta}_k$  имеют одинаковые с основной гармоникой угловые распределения, а их спектральные распределения отличаются только масштабом частот.

Спектральное распределение излучения для конечного ондулятора с гармоническим движением (плоским или спиральным) показано на рис. 5.

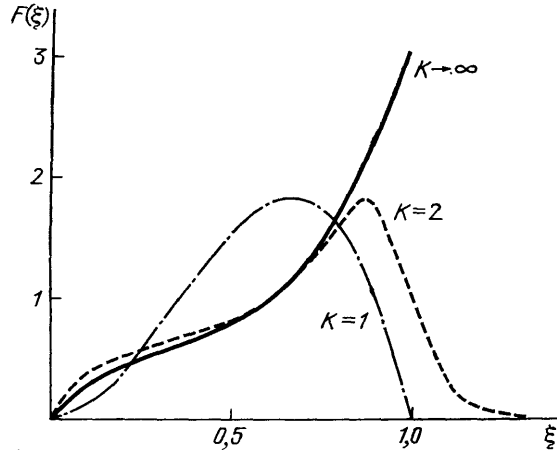


Рис. 5. Спектральное распределение энергии излучения в идеальном ондуляторе в дипольном приближении

Здесь же показаны спектры для ондулятора бесконечной длины. Площади под кривыми нормированы на единицу. В ондуляторах конечной длины излучение простирается на более высокие по сравнению с  $\omega_m$  частоты, а максимум спектра смещается на частоты, меньшие  $\omega_m$ . Для достаточно длинных ондуляторов  $K \gg 10$  форма интегрального спектра не слишком сильно отличается от спектра бесконечного ондулятора<sup>15</sup>.

**4.3. Излучение в плоском ондуляторе.** Излучение в плоском ондуляторе симметрично относительно плоскости движения, определяемой вектором  $[\beta\dot{\beta}] \approx \mathbf{H}$  (горизонтальная плоскость  $xz$ , см. гл. 3). Периодическое изменение вектора  $\mathbf{H}$  уравнивает в правах обе нормали к плоскости движения. Поэтому излучение симметрично также и относительно вертикальной плоскости  $y, z$ , проходящей через ось ондулятора.

В плоском ондуляторе излучение частицы полностью линейно поляризовано, причем ориентация вектора электрического поля в некотором выбранном направлении наблюдения задается вектором  $\mathbf{a}_k$  в (4.4) и, следовательно, зависит от этого направления.

В дипольном приближении излучается только одна гармоника, так как только  $\mathbf{a}_1$  отлично от нуля

$$\mathbf{a}_1 = \frac{i\Omega\gamma p_\perp}{1+\vartheta^2} \left[ \mathbf{i} \left( 1 - \frac{2\vartheta^2 \cos^2 \varphi}{1+\vartheta^2} \right) - \mathbf{j} \frac{\vartheta^2 \sin^2 \varphi}{1+\vartheta^2} \right]; \quad (4.16)$$

здесь  $\vartheta = \theta\gamma$ . Вдоль оси ондулятора (при  $\vartheta = 0$ ) испускается лишь излучение, вектор электрического поля которого параллелен плоскости колебаний частиц в ондуляторе. Максимум интенсивности этой компоненты излучения для произвольного угла  $\vartheta$  достигается в вертикальной плоскости ( $\varphi = \pi/2, 3/2\pi$ ). Интенсивность излучения с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости колебаний, имеет четыре максимума при

$$\varphi = \frac{(2k+1)}{4} \pi \quad (k=0, 1, 2, 3).$$

Для значений

$$\varphi = \frac{k}{2} \pi$$

она обращается в нуль.

Спектрально-угловое распределение просуммированного по поляризациям излучения получается после подстановки (4.16) в (4.4),

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{8e^2 p_\perp^2 \gamma^2}{\pi^2 \lambda_0^2 c} \frac{1}{(1+\vartheta^2)^2} \left[ 1 - \frac{4\vartheta^2 \cos^2 \varphi}{(1+\vartheta^2)^2} \right] \frac{\sin^2 \{ \pi K [(\omega/\omega_1) - 1] \}}{[(\omega/\omega_1) - 1]^2}, \quad (4.17)$$

где

$$\omega_1 = \frac{2\Omega\gamma^2}{1+\vartheta^2}.$$

В этом распределении явно проявляется вторая азимутальная гармоника, причем в плоскости  $x, z$  энергия излучения падает до нуля при  $\vartheta = 1$ . Подобные свойства симметрии характерны для распределения мгновенной интенсивности всякого магнитотормозного излучения<sup>52</sup>. На больших углах ( $\vartheta \gg 1$ ) интенсивность спадает как  $\vartheta^{-4}$ .

Спектральное распределение излучения описывается первым членом ( $k=1$ ) в (4.15).

По мере роста поля в ондуляторе наряду с основной становится заметным излучение и высших гармоник. Угловые и спектральные распределения четных и нечетных гармоник существенно различаются между собой<sup>17,21,56,57,86,87</sup>. Так, вдоль оси ондулятора испускаются только нечетные ( $k = 2p+1$ ) гармоники излучения, спектрально-угловая энергия которых в максимуме<sup>17,57</sup> линии ( $\omega = \omega_{(2p+1),m}$ ,  $\vartheta = 0$ ) составляет

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathcal{E}_{2p+1}}{d\omega d\Omega} &= \frac{K^2 e^2 \gamma^2}{c} F_{2p+1}(p_\perp), \\ F_{2p+1}(p_\perp) &= \frac{(2p+1)^2 p_\perp^2}{[1+(p_\perp^2/2)]^2} [J_p((2p+1)\kappa) - J_{p+1}((2p+1)\kappa)]^2, \end{aligned} \quad (4.18)$$

где  $J_p$  — функция Бесселя порядка  $p$ ,

$$\kappa = \frac{p_\perp^2}{4[1+(p_\perp^2/2)]}.$$

Зависимость от приведенного поперечного импульса  $p_\perp$  ( $p_\perp$  от 0 до 5) спектрально-угловой энергии излучения под нулевым углом, построенная для нескольких первых гармоник по формуле (4.18), показана на рис. 6<sup>87</sup>. Энергия излучения в максимуме линии на первой гармонике вначале растет как квадрат амплитуды магнитного поля, затем ее рост замедляется и она достигает

максимума

$$\frac{d^2 \mathcal{E}_1}{d\omega d\theta} = 0.38 e^2 K^2 \gamma^2 c^{-1}$$

при  $p_{\perp} = 1, 2$  (режим оптимальных полей в ондуляторе<sup>17,57,87</sup>), после чего начинает постепенно спадать.

При  $p_{\perp} = 1,45$  энергии первой и третьей гармоник сравниваются. При дальнейшем увеличении  $p_{\perp}$  максимум излучения смещается на высшие гармоники.

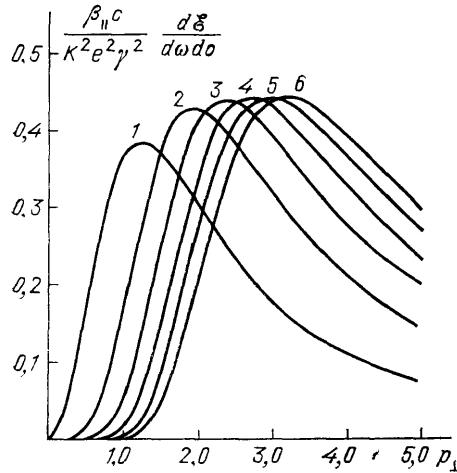


Рис. 6. Зависимость от  $p_{\perp}$  спектрально-угловой плотности излучения на гармониках при  $\theta = 0, 2p + 1 = 1$  (1), 3 (2), 5 (3), 7 (4), 9 (5) и 11 (6)

Одновременно, согласно (4.18), растет и частота, на которую приходится максимальная энергия излучения.

Ширины угловых распределений ОИ при  $p_{\perp} \ll 1$  соизмеримы в обоих поперечных направлениях и составляют величину порядка  $\gamma^{-1}$ <sup>17,57</sup>. В плоскости колебаний частиц с ростом угла  $\theta$  излучение каждой гармоники пробегает ряд максимумов и минимумов, число которых растет с ростом номера гармоники.

Число максимумов, наблюдаемых при варьировании азимутального угла  $\phi$ , всегда четно; для высших гармоник оно выше, чем для основной, и растет с увеличением номера гармоники. Отметим, что вектор электрического поля  $\mathbf{e}$  излучения в плоскости  $x, z$  для всех гармоник лежит в этой плоскости. Для вертикальной плоскости этот вектор

параллелен плоскости  $xz$  для нечетных гармоник, а для четных — нормален к ней.

При  $p_{\perp} = 1$  для малых углов ( $\theta \ll 1$ ) основная энергия излучения приходится на первую гармонику. Но уже при  $\theta \gtrsim 1/2$  энергия излучения на второй и более высоких гармониках сравнивается и даже превосходит энергию излучения на первой гармонике. Угловое распределение в вертикальной плоскости ( $\phi = \pi/2$ ) характеризуется более простым законом изменения — один у нечетных и два максимума у четных гармоник. Увеличение поля в ондуляторе сопровождается уширением углового распределения излучения в плоскости колебаний, которое в основном обусловливается ростом излучения на высших гармониках.

Рассмотрим теперь изменение с ростом поля в ондуляторе спектрально-го распределения, предполагая, что  $K \gg 1$ <sup>17,57,87</sup>. При оптимальном значении поля в ондуляторе ( $p_{\perp} \approx 1$ ; рис. 7, а) ширина «линии» первой гармоники на полувысоте составляет ~25 % полной ширины, энергия излучения на второй гармонике достигает ~30 %, а на третьей ~15 % энергии излучения в максимуме первой гармоники.

При дальнейшем увеличении магнитного поля доля излучения, приходящаяся на высшие гармоники, возрастает. На рис. 7, б приведено спектральное распределение излучения для  $p_{\perp} = 2,0$ . В отличие от распределения под нулевым углом, здесь максимум в спектре приходится на первую гармонику.

В предельном случае сильных ( $p_{\perp} \gg 1$ ) полей в ондуляторе<sup>21,86-89</sup> (или больших энергий при излучении каналированных в кристалле частиц) излучение в точку наблюдения в плоскости  $xz$  приходит лишь с тех участков траектории, на протяжении которых вектор скорости частицы поворачивается на угол порядка  $\gamma^{-1}$  по отношению к направлению наблюдения (см. (4.1)).



На экране, размещенном на расстоянии  $R$  от ондулятора, пятно излучения размером  $R\gamma^{-1}$  перемещается горизонтально, освещая узкую полосу длиной  $R\alpha_m$ .

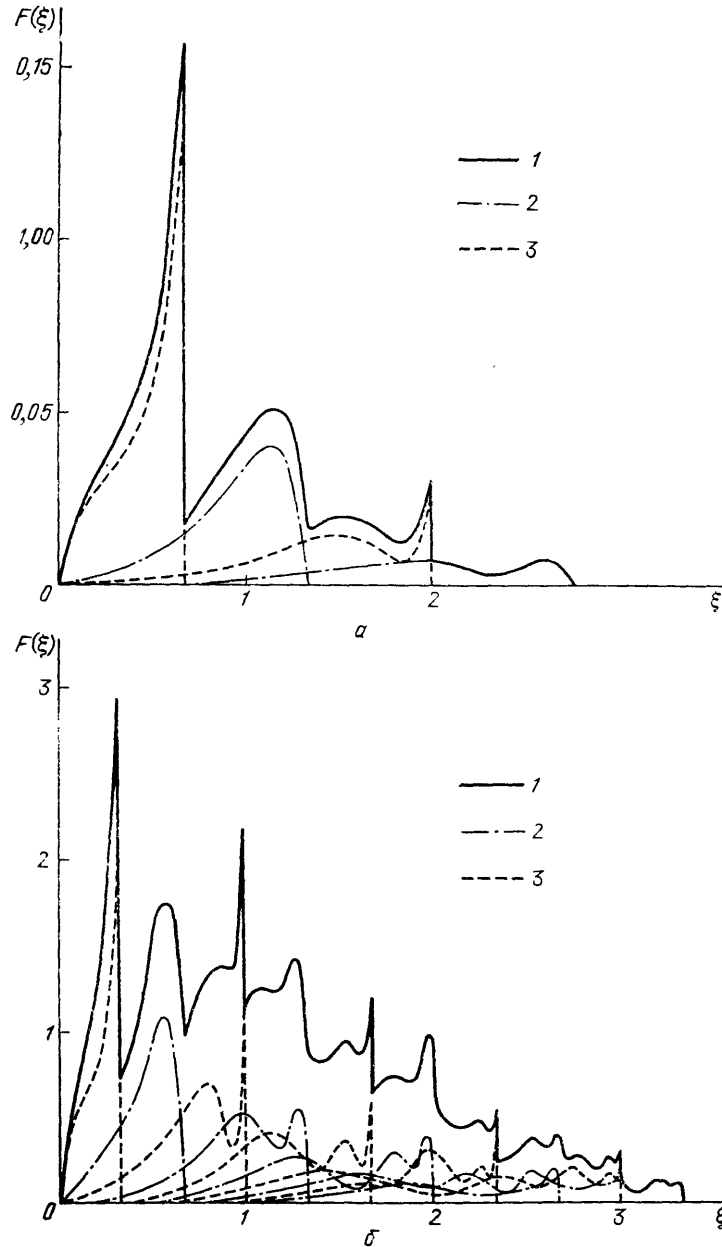


Рис. 7. Спектральное распределение излучения в плоском ондуляторе при  $p_{\perp} = 1,0$  (а) и  $p_{\perp} = 2,0$  (б). 1 — суммарное излучение, 2 — излучение на четных гармониках, 3 — излучение на нечетных гармониках

Осуществляя в (4.18) предельный переход, найдем для энергии излучения вдоль оси ондулятора ( $\omega = \omega_{(2p+1)m}$ ,  $\vartheta = 0$ )<sup>88</sup>:

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\vartheta} = \frac{3K^2 e^2 \gamma^2}{c} \left[ \frac{2}{\pi} (2p+1) \eta_0 K_{2/3} ((2p+1) \eta_0) \right]^2, \quad (4.19)$$

где

$$\eta_0 = 2 \left[ 3p_{\perp} \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) \right]^{-1},$$

$K_{2/3}$  — функция Макдональда. При  $(2p + 1) \eta_0 = 0,5$  эта энергия принимает максимальное значение, равное  $0,45 K^2 e^2 \gamma^2 c^{-1}$ , не зависящее от амплитуды поля ондулятора. Максимум в спектре приходится на гармонику  $k_m$  и частоту  $\omega_m$ ,

$$k_m = \frac{3}{8} p_{\perp}^3, \quad \omega_m = \frac{3}{2} p_{\perp} \Omega \gamma^2 = \frac{3eH_m \gamma^2}{2mc}. \quad (4.20)$$

Номер  $k_m$  не зависит от энергии электронов, а соответствующая частота  $\omega_m$  совпадает с критической частотой излучения в однородном магнитном поле  $H_m$ . Отметим, что максимальное значение спектрально-угловой энергии излучения вдоль оси ондулятора при сильных полях на 15 % выше, чем при оптимальном поле, поскольку с ростом поля в основном растет доля энергии, излучаемой под большими углами относительно оси ондулятора. Интегральный спектр излучения в сильном поле близок по форме к спектру синхротронного излучения.

Частотам  $\omega \sim \Omega \gamma^2$ , характерным для оптимальных полей в ондуляторе, в случае сильных полей соответствуют гармоники с номерами  $k_{\text{опт}} \approx p_{\perp}^2$  такими, что  $k_{\text{опт}} \eta_0 \ll 1$ . Воспользовавшись приближенным выражением для функции Макдональда, получим для излучения на частоте  $\omega_{2p+1} \approx \Omega \gamma^2$ ,  $\vartheta = 0^{88}$

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\vartheta} = \frac{2 \cdot 6^{1/3} \Gamma^2(2/3)}{\pi^2} \frac{K^2 e^2 \gamma^2}{c} p_{\perp}^{-2/3}. \quad (4.21)$$

Таким образом, с ростом поля при постоянстве периода ондулятора энергия излучения в линии в рассматриваемой области частот падает как  $H_m^{-2/3}$ . Поэтому ондуляторы с большими полями выгодно использовать для работы на частотах, значительно превышающих  $\Omega \gamma^2$ .

**4.4. Излучение в спиральном ондуляторе.** В спиральном ондуляторе в соответствии с видом траектории частиц (3.9) угловое распределение излучения аксиально симметрично. Как и в плоском ондуляторе, в направлении его оси отсутствует излучение четных гармоник, а из нечетных присутствует только первая, которая полностью циркулярно поляризована. Спектрально-угловое распределение излучения при дипольном приближении отличается от выражения (4.17) только тем, что в нем вместо  $\cos^2 \varphi$  стоит  $1/2$ . Что касается спектрального распределения, то оно имеет тот же вид, как и в случае плоского ондулятора.

В общем случае спектрально-угловую энергию излучения можно записать в виде <sup>17,18,21,90-93</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathcal{E}}{d\xi d\vartheta} &= \frac{6\mathcal{E}\gamma^2}{\pi^3 K} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \pi K k [(\xi/\xi_k) - 1]}{k^2 [(\xi/\xi_k) - 1]^2} \xi^2 F_k(\vartheta), \\ F_k(\vartheta) &= J_k'^2(k\kappa) + \left(\frac{T}{\kappa}\right)^2 J_k^2(k\kappa), \\ \kappa(\vartheta) &= \frac{\sqrt{2} \vartheta p_{\perp}}{1 + \vartheta^2 + (p_{\perp}^2/2)}, \quad T = \frac{1 - \vartheta^2 + p_{\perp}^2/2}{1 + \vartheta^2 + (p_{\perp}^2/2)}, \end{aligned} \quad (4.22)$$

где

$$\mathcal{E} = \frac{e^2 \Omega^2 p_{\perp}^2 \gamma^2}{3c} \frac{K \lambda_0}{\beta_{\parallel} c}$$

— полная энергия излучения,  $J_k$ ,  $J_k'$  — функция Бесселя и ее производная; по-прежнему

$$\xi = \frac{\omega}{2\Omega \gamma^2}, \quad \vartheta = \theta \gamma$$

Спектр излучения на  $k$ -й гармонике при движении электрона по правой винтовой линии представим в виде суммы излучения с правой (+) и левой (–) круговой поляризацией ( $K \gg 1$ )<sup>18,91,93</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} &= 6\mathcal{E}\xi (W_{k+}(\xi) + W_{k-}(\xi)), \\ W_{k\pm} &= \frac{1}{2} (J'_k(k\kappa) \pm \frac{2\eta\xi - k}{k\kappa} J_k(k\kappa))^2; \end{aligned} \quad (4.23)$$

здесь

$$\kappa(\xi) = \frac{\sqrt{2}}{k} p_{\perp} [\xi(k - \eta\xi)]^{1/2}, \quad \eta = 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2}.$$

Условия генерации становятся оптимальными, когда спектрально-угловая или угловая энергия излучения первой гармоники достигают максимума. Согласно (4.22) и (4.23) спектрально-угловая энергия излучения имеет максимум при  $p_{\perp} = \sqrt{2}$ , а угловая — при  $p_{\perp} = 1$ <sup>57,91,93</sup>. Для  $p_{\perp} = 1$ , как и в плоском ондуляторе, в спектре имеется резко выраженный пик, соответствующий излучению основной гармоники. Спектральные распределения же высших гармоник отличаются большей плавностью. Степень циркулярной поляризации в максимуме спектра достигает  $\sim 80\%$ . В пределах пика она проходит через нуль и для низкочастотных фотонов имеет противоположный знак. При оптимальном поле большая часть излучаемой энергии сосредоточена вблизи оси ондулятора в диапазоне углов  $\Delta\vartheta = 1/2$ , где излучается в основном первая гармоника. Для излучения, заключенного внутри конуса с  $\vartheta \leq 1/2$ , характерна высокая степень циркулярной поляризации  $p \sim 95\%$ . В остальных направлениях излучение эллиптически поляризовано с отношением полуосей эллипса поляризации<sup>17,18</sup>

$$\frac{b}{a} = \frac{\kappa J'_k(k\kappa)}{J_k(k\kappa)}. \quad (4.24)$$

Из этой формулы следует, что вблизи поверхности конуса с углом раствора

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right)^{1/2}$$

излучение в спиральном ондуляторе становится линейно поляризованным. Плоскость его поляризации касательна к поверхности конуса. Это довольно очевидно, поскольку в сопутствующей системе при наблюдении под соответствующими углами окружность выглядит как отрезок прямой.

В отличие от плоского случая, при увеличении поля в спиральном ондуляторе излучение уходит с его оси. При больших полях луч ондуляторного излучения описывает коническую поверхность с углом при вершине конуса  $\alpha_m$ . На экране ондуляторный «зайчик» будет равномерно двигаться по окружности радиусом  $R\alpha_m$ ,  $R$  — расстояние от ондулятора до экрана.

**4.5. Основные энергетические соотношения.** Здесь мы остановимся только на соотношениях, позволяющих количественно оценить характерные значения основных параметров источников ОИ, построенных на базе плоского ондулятора. Аналогичные соотношения для спирального ондулятора могут быть получены простой заменой  $H_m$  на  $\sqrt{2}H_m$  (см. также<sup>94,95</sup>).

Максимальная энергия фотонов  $k$ -й гармоники

$$\hbar\omega_k (\text{кэВ}) = \frac{0,949k (E (\text{ГэВ}))^2}{[1 + (p_{\perp}^2/2)] \lambda_0 (\text{см})}, \quad (4.25)$$

где  $p_{\perp} = 0,0934 H_m (\text{кэВ}) \lambda_0 (\text{см})$ .

Энергии фотонов в максимуме спектра основной гармоники для ондулятора с характерным периодом  $\lambda_0 = 4$  см и оптимальным полем  $H_m = 2,65$  кЭ ( $p_\perp = 1$ ) приведены в нижеследующей таблице.

Т а б л и ц а I

$E$ , ГэВ	0,1	1	10	50	100	400	$10^3$	$5 \cdot 10^3$
$\hbar\omega$ , кэВ	$1,58 \cdot 10^{-3}$	0,158	15,8	395,6	$1,58 \cdot 10^3$	$25,32 \cdot 10^3$	$158 \cdot 10^3$	$3,96 \cdot 10^6$

Ондуляторное излучение обладает своеобразной масштабной инвариантностью. Так, полная энергия излучения в данной области спектра зависит только от приведенной частоты  $\xi = \omega/2\Omega\gamma^2$ . Следствием этого факта является независимость вида спектрального распределения (по  $\xi$ ) числа испущенных фотонов от энергии электронов. Для числа фотонов с энергией

$$\hbar\omega_{(2p+1)m} = \frac{2(2p+1)\hbar\Omega\gamma^2}{1+(p_\perp^2/2)},$$

испущенных под нулевым углом при пролете через ондулятор одного электрона, имеем (см. (4.10))

$$\frac{d^2 N_{2p+1}}{d\omega d\phi} = \frac{\alpha K^2 \lambda_0}{4\pi c} \frac{1+(p_\perp^2/2)}{2p+1} F_{2p+1}(p_\perp), \quad (4.26)$$

где  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  — постоянная тонкой структуры.

Излучение в единицу времени пучка электронов с током 1 А в интервале частот шириной 1 % от  $\omega_{(2p+1)m}$  в угол 1 (мрад)<sup>2</sup> составляет

$$\frac{dN_{2p+1}/dt}{d\omega/\omega d\phi} = 3,52 \cdot 10^{15} (E(\text{ГэВ}))^2 I(A) K^2 F_{2p+1}(p_\perp) \left( \frac{\text{фотон}}{\text{с} \cdot \text{мрад}^2 \cdot 1\%} \right); \quad (4.27)$$

ее вид для нескольких первых гармоник изображен на рис. 7. Полная просуммированная по всем гармоникам мощность излучения в ондуляторе

$$W(\text{Вт}) = 0,127 (E(\text{ГэВ}))^2 \langle (H(\text{кЭ}))^2 \rangle L(\text{см}) I(A), \quad (4.28)$$

$\langle H^2 \rangle$  — среднее от квадрата поля на периоде ондулятора. Для плоского ондулятора  $\langle H^2 \rangle = (1/2) H_m^2$ , для спирального  $\langle H^2 \rangle = H_m^2$ .

4.6. К в а н т о в ы е п о п р а в к и к о н д у л я т о р н о м у и з л у ч е н и ю . Область применимости классической электродинамики ограничена условием малости энергии излучаемого фотона по сравнению с энергией электрона  $\hbar\omega/\mathcal{E} \ll 1$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка.

При умеренном релятивизме поперечного движения ( $p_\perp \ll 1$ ) энергия излучаемого в ондуляторе фотона равна  $\hbar\omega \sim \hbar\Omega\gamma^2$  и квантовые эффекты излучения удобно характеризовать параметром<sup>17,78</sup>

$$\chi = \frac{2\hbar\Omega\gamma^2}{\mathcal{E}} = 2 \frac{\lambda_{ce}}{\lambda_0} \gamma, \quad (4.29)$$

где  $\lambda_{ce} = h/mc = 2,426 \cdot 10^{-10}$  см — комптоновская длина волны электрона.

Для ультрарелятивистского поперечного движения ( $p_\perp \gg 1$ ) квантовые эффекты в ондуляторе проявляются так же, как при движении в однородном магнитном поле. При этом условие применимости классической теории

$$H_m \gamma \ll H_c, \quad (4.30)$$

где  $H_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13}$  Э.

Влияние квантовых эффектов при малых полях особенно легко проследить на примере ондулятора с плоской электромагнитной волной. В таком ондуляторе волна с частотой  $\omega_b$  и релятивистский электрон движутся на-

встречу друг другу. Энергия фотона, испущенного под углом  $\theta$  относительно-направления движения электрона,

$$\omega = \frac{2\omega_b}{1 - \beta \cos \theta + (\omega_b/\mathcal{E})(1 - \cos \theta)};$$

здесь и далее в этом параграфе полагаем  $\hbar = c = 1$ . Максимальная энергия  $\omega_m$  наблюдается для фотонов, рассеянных в направлении движения электрона (обратное комптоновское рассеяние):

$$\omega_m = \frac{\mathcal{E}\chi}{1 + \chi}, \quad (4.32)$$

где учтено, что для релятивистской частицы в поле волны  $\Omega = 2\omega_b$ . При  $\chi \ll 1$  это выражение переходит в классическую формулу

$$\omega_m = 4\omega_b\gamma^2. \quad (4.33)$$

В качестве электромагнитной волны могут быть использованы отраженные от зеркала фотоны, ранее испущенные пучком в ондуляторе. Источником фотонов могут быть и встречные электронные или позитронные пучки. Это приводит к испусканию жестких фотонов:  $\omega_b \approx 2\Omega\gamma^2$ ,  $\omega_m \approx 8\Omega\gamma^4$ .

Квантовый характер поперечного движения электронов проявляется при их распространении в квадрупольных полях электромагнитных линз или кристаллов, если фазовый объем поперечного движения недостаточно велик,  $p_{\perp}x_m \lesssim \hbar$ <sup>80</sup>.

## 5. Излучение пучка частиц в ондуляторе.

5.1. Влияние параметров электронного пучка и диафрагмирования ОИ на его свойства. Ранее мы рассмотрели свойства излучения одной частицы, движущейся вдоль оси ондулятора. Рассмотрим теперь свойства ОИ, испускаемого пучком частиц.

Каждой частице пучка ставится в соответствие точка в шестимерном фазовом пространстве, положение которой задается поперечными координатами  $x, y$ , углами  $(x', y')$ , образованными с осью ондулятора, продольной координатой  $z$  относительно центра пучка и отклонением ее энергии от средней. Как правило, это распределение можно описать гауссовым законом с дисперсиями:  $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_{x'}^2, \sigma_{y'}^2, \sigma_z^2, \sigma_{\gamma}^2$ . Эмиттанс в заданной плоскости движения определяется как произведение стандартных отклонений смещений и углов частиц относительно оси пучка ( $\epsilon_{x,y} = \pi\sigma_{x,y}\sigma_{x',y'}$ ). При этом принимается, что центр пучка всегда находится на оси ондулятора.

Наблюдаемые на опыте характеристики ОИ (дифференциальные или интегральные) определяются помимо параметров пучка также и акцептансом экспериментальной установки: формой входного отверстия и его размерами  $r_x$  и  $r_y$ . Угловой интервал излучения в направлении наблюдения, выделяемый входным отверстием экспериментальной установки, составляет

$$\Delta\theta_{dx,y} = \frac{r_{x,y}}{l}, \quad \Delta\theta_d = (\Delta\theta_{dx}^2 + \Delta\theta_{dy}^2)^{1/2}, \quad \Delta\vartheta_d = \gamma\Delta\theta_d. \quad (5.1)$$

В ряде случаев параметры пучка удобнее описывать шириной эффективного углового распределения на полувисоте<sup>96</sup>:

$$\Delta\theta_e = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_e \approx 2,36\sigma_e, \quad (5.2)$$

$$\sigma_{ex'} = \left[\sigma_{x'}^2 + \left(\frac{\sigma_x}{l}\right)^2\right]^{1/2}, \quad \sigma_{ey'} = \left[\sigma_{y'}^2 + \left(\frac{\sigma_y}{l}\right)^2\right]^{1/2}, \quad \sigma_e^2 = \sigma_{ex'}^2 + \sigma_{ey'}^2, \quad (5.3)$$

где  $l$  — расстояние от центра ондулятора до точки наблюдения.

а) Влияние параметров пучка на спектрально-угловые характеристика ОИ становится заметным, если  $\Delta\vartheta_e$  ( $\Delta\vartheta_e = \gamma\Delta\theta_e$ ) приближается по порядку

величины к  $\Delta\vartheta_k$  ( $\Delta\vartheta_k = \gamma\Delta\theta_k$  (4.9)). При наблюдении излучения вдоль оси ондулятора это условие принимает вид  $\Delta\vartheta_e \leq \Delta\vartheta_{k0}$  (см. (4.10)). Как следует из (4.9) и (4.8), чувствительность свойств излучения к параметрам пучка становится наибольшей при  $\lambda = \lambda_{km} [2 + (p_\perp^2/2)]$ , когда  $\vartheta_m = \gamma\theta_m = 1$ .

Отметим, что ширина  $\Delta\vartheta$  на полувысоте кривой углового распределения излучения в выделенной плоскости ( $x, z$  или  $y, z$ ) в основном зависит от углового разброса частиц в этой же плоскости, и при  $\Delta\vartheta_{ex'y'} > \Delta\vartheta_k$  она будет пропорциональна  $\sigma_{ex'y'}^{28,96}$ .

Уширение углового распределения ОИ происходит также и с ростом энергетического разброса  $\Delta\gamma$ . При  $\vartheta_m \sim 1$  оно пропорционально  $\Delta\gamma/\gamma$  ( $\Delta\vartheta \sim \{[2 + (p_\perp^2/2)]/2kK\} \Delta\gamma/\gamma$ ).

При  $\vartheta_m \gg \Delta\vartheta_{k0}$  увеличение разброса частиц  $\Delta\vartheta_e$  в пучке приводит также к смещению максимума спектрально-угловой интенсивности излучения в сторону меньших углов. Это смещение  $\Delta\vartheta_m$  в выделенной плоскости зависит от углового разброса частиц в перпендикулярной к ней плоскости, и при  $\vartheta_m \gg \sigma_{ex'y'}$  его величина пропорциональна  $\sigma_{ex'y'}^2/\vartheta_m$ . В общем случае  $\Delta\vartheta_m$  зависит также и от углового распределения вектора  $\mathbf{a}_k$  ( $\vartheta, \varphi$ ) в (4.4).

б) Ширину спектральной линии ОИ с учетом углового и энергетического разброса частиц в пучке, а также углового аксептанса диафрагмы можно оценить из выражения

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \left\{ \left( \frac{1}{kK} \right)^2 + \left[ \frac{\Delta\vartheta_e^2 + \Delta\vartheta_d^2}{1 + (p_\perp^2/2)} \right]^2 + \left( \frac{2\Delta\gamma}{\gamma} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (5.4)$$

Интенсивность излучения, распространяющегося под нулевым углом на длине волны  $\lambda_{km}$ , с раскрытием выделяемого диафрагмой угла  $\Delta\vartheta_d$  вплоть до

$$\Delta\vartheta_{k0} = \left[ \frac{1 + (p_\perp^2/2)}{kK} \right]^{1/2}$$

возрастает без существенного уширения линии. Оптимальные условия для монохроматизации ОИ с помощью диафрагмы можно записать в виде<sup>96</sup>

$$\Delta\vartheta_e \sim \Delta\vartheta_d \leq \Delta\vartheta_{k0} \quad (p_\perp \leq 1). \quad (5.5)$$

Заметим, что в оптической области спектра выделение монохроматического излучения можно осуществить и с помощью зеркала. Требования к угловому размеру зеркала задаются теми же условиями (5.5).

Отсюда следует, что в ряде экспериментов, не требующих очень высокой монохроматизации пучка излучения, ОИ можно использовать без монохроматора<sup>15,64</sup>.

Существенно отметить, что энергетический разброс частиц приводит к симметричному уширению, тогда как угловой разброс — к деформации кривой спектрального распределения излучения. Распределение становится несимметричным с более пологим спадом со стороны длинноволновой области спектра<sup>96,97</sup>.

При конечных размерах сечения пучка уширение спектральной линии ОИ может вызываться также и неоднородностью магнитного поля ондулятора по межполюсному зазору. Эта неоднородность может быть описана посредством формулы:

$$p_\perp = p_{\perp 0} + p_{\perp 1}y + \frac{1}{2} p_{\perp 2}y^2 + \dots,$$

где

$$p_{\perp 1} = \frac{\partial p_\perp}{\partial y}, \quad p_{\perp 2} = \frac{\partial^2 p_\perp}{\partial y^2}.$$

Для симметричных магнитных полей ( $p_{\perp}(-y) = p_{\perp}(y)$ ) в выражении для  $p_{\perp}$  линейный член исчезает ( $p_{\perp 1} = 0$ ), и в случае, например, плоского ондулятора<sup>29,96,98</sup> уширение линии составит

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{p_{\perp 0}^2/2}{1 + (p_{\perp 0}^2/2)} \left( \frac{1}{H_m} \frac{\partial^2 H_m}{\partial y^2} \right) \sigma_y^2, \quad (5.6)$$

где  $(1/H_m) \partial^2 H_m / \partial y^2$  — порядка  $1/\lambda_0^2$ .

Наличие углового разброса электронов приводит также к появлению в направлении оси плоского ондулятора излучения и на четных гармониках.

в) Одной из важных характеристик источника электромагнитного излучения является яркость в данном участке спектра, т. е. интенсивность с единицы площади излучающей поверхности источника в единицу телесного угла. Площадь  $S$  излучающей поверхности пучка частиц в ондуляторе зависит от его поперечных размеров, углового разброса, длины ондулятора и угла наблюдения

$$S = \pi \Delta_x \Delta_y \quad (\theta \ll 1), \quad (5.7)$$

где

$$\Delta_{x,y} = \left[ \sigma_{x,y}^2 + \left( \frac{1}{4} \sigma_{x',y'}^2 + \theta^2 \right) L^2 + d_k^2 \right]^{1/2} -$$

видимые горизонтальный и вертикальный размеры пучка. В направлении  $\theta = 0$  она принимает минимальное значение при  $\sigma_{x',y'} = (2\varepsilon_{x,y}/\pi L)^{1/2}$ .

Спектральная энергия излучения в единицу телесного угла в направлении  $\theta = 0$  уменьшается с ростом углового разброса пучка обратно пропорционально квадрату уширения углового распределения излучения:

$$\frac{\Delta\theta_{x,y}}{\Delta\theta_{k0}} = \left( 1 + \frac{\sigma_{x',y'}^2}{\Delta\theta_{k0}^2} \right)^{1/2}.$$

Тогда, согласно (5.7), спектральная яркость источника ОИ в этом направлении определяется выражением<sup>18,95</sup>

$$B(\lambda, \theta = 0) = \frac{d^2 I_n / d\lambda d\theta}{\pi \Delta_x \Delta_y [1 + (\sigma_x^2 / \Delta\theta_{k0}^2)]^{1/2} [1 + (\sigma_{y'}^2 / \Delta\theta_{k0}^2)]^{1/2}} \quad (\lambda, \theta = 0), \quad (5.8)$$

где

$$\frac{d^2 I_n}{d\lambda d\theta} = \frac{J}{e} \frac{d^2 \mathcal{E}}{d\lambda_0 d\theta} -$$

спектрально-угловая интенсивность излучения вдоль оси ондулятора пучка с током  $J$  и с нулевым эмиттансом.

г) В плоском ондуляторе угловой разброс приводит к уменьшению линейной поляризации излучения. Для излучения, распространяющегося вблизи оси ондулятора ( $\lambda \sim \lambda_{km} [1 + (p_{\perp}^2/2)]$ ), отношение компонент поляризации зависит как от горизонтального, так и от вертикального углового разброса<sup>96</sup>:

$$\frac{g_{\perp}}{g_{\parallel}} \sim 4\gamma^4 \sigma_{ex}^2 \sigma_{ey}^2. \quad (5.9)$$

С отклонением от оси ондулятора на угол  $\vartheta_m \sim 1$  ( $\lambda \sim \lambda_{km} \times [2 + (p_{\perp}^2/2)]$ ), поляризация излучения на азимуте  $\varphi = \pi/2$  определяется, в основном, угловым разбросом в плоскости колебаний частиц ( $\varphi = 0$ )

$$\frac{g_{\perp}}{g_{\parallel}} \sim \gamma^2 \sigma_{ex}^2, \quad \sigma_{ex} \ll \frac{1}{\gamma}. \quad (5.10)$$

При выполнении оптимальных условий монохроматизации (5.5) излучение сохраняет высокую, порядка 0,99 и выше, степень линейной поляризации.

При движении частицы в спиральном ондуляторе угловой разброс частиц в пучке приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации излучения. Так, вдоль оси ондулятора ( $\theta = 0$ )<sup>96</sup>

$$\frac{g_-}{g_+} \sim \gamma^4 (3\sigma_{ex}^4 + 2\sigma_{ex}^2 \sigma_{ey}^2 + 3\sigma_{ey}^4), \quad (5.11)$$

где  $g_+$ ,  $g_-$  — компоненты, соответствующие правой и левой поляризации.

Более детальный анализ свойств излучения реальных пучков в ондуляторе можно найти в работах<sup>96,99</sup>.

**5.2. Условия генерации когерентного ОИ.** Пучок заряженных частиц, движущийся в ондуляторе, представляет собой совокупность осцилляторов, фазы колебаний которых в общем случае зависят от взаимного расположения частиц в пучке и от угла их влета в ондулятор. При определенных условиях фазы электромагнитных волн, испускаемых отдельными частицами в ондуляторе, могут быть согласованы между собой и сгруппированы около некоторой выделенной фазы, т. е. частицы пучка будут излучать в заданном направлении когерентно.

Рассмотрим основные особенности генераторов когерентного ОИ, к числу которых относятся источники спонтанного когерентного и индуцированного ОИ.

**5.2.1. Спонтанное когерентное ОИ.** Для получения спонтанного когерентного излучения пучок должен быть сгруппирован в сгустки с малыми продольными и поперечными размерами<sup>100</sup>

$$z_e \ll \lambda_{km}, \quad x_e \approx y_e \ll \lambda_{km} \gamma \quad (5.12)$$

и иметь малый угловой и энергетический разброс

$$\Delta\theta_e < \Delta\theta_{k0}, \quad \frac{\Delta\gamma}{\gamma} < \frac{1}{kK}. \quad (5.13)$$

Интенсивность излучения такого пучка пропорциональна квадрату числа частиц в нем. Пучок заряженных частиц, состоящий из серии сгустков, удовлетворяющий этим условиям, будет испускать когерентное ОИ, которое помимо высокой интенсивности будет иметь более резкую направленность и монохроматичность по сравнению с излучением одного сгустка.

Применяемая в настоящее время техника формирования коротких электронных сгустков с длиной  $\sim 0,1$  мм<sup>101</sup> открывает возможность создания генераторов субмиллиметровых волн с выходной мощностью  $\sim 10^5$  Вт. Используя эффект группировки пучка частиц при его прохождении через вещество<sup>102</sup>, можно осуществить генерацию когерентного ОИ и в области более коротких длин волн.

При не слишком больших отклонениях от условий (5.12), (5.13) полная энергия излучения будет оставаться существенно выше энергии некогерентного излучения. В таком случае говорят о частично когерентном ОИ, свойства которого подробно рассмотрены в работах<sup>100,103</sup>.

Отметим, что при когерентном излучении потери энергии частиц могут стать настолько велики, что возникнет необходимость учета их влияния как на динамику частиц, так и на свойства самого излучения.

**5.2.2. Пространственная когерентность ОИ.** Излучение пучка заряженных частиц в ондуляторе, подобно излучению других квазимонохроматических источников света, обладает свойством пространственной когерентности. Степень пространственной когерентности ОИ, которая характеризует соотношение фаз электромагнитных колебаний в различных точках наблюдения, зависит от размеров и формы пучка заряженных частиц, а также от углового и энергетического разброса частиц в пучке<sup>104</sup>. Максимальное значение она приобретает при выполнении условий (5.12), (5.13). Следует иметь



в виду, что для любого заданного направления область пространственной когерентности излучения ограничена интервалом углов  $\Delta\theta_k$  (4.9).

При малых углах и энергетическом разбросе (5.13) степень пространственной когерентности ОИ зависит только от поперечных размеров пучка частиц. При равномерном распределении частиц в поперечном сечении пучка, имеющем форму круга радиусом  $r_e$ , электромагнитные волны, испускаемые вдоль оси ондулятора, будут когерентны в интервале углов<sup>104</sup>

$$\Delta\theta_{\text{ког}} < \frac{\lambda}{r_e}. \quad (5.14)$$

Существенно отметить, что источники ОИ позволяют получить высокую степень пространственной когерентности излучения без предварительной его монохроматизации и могут найти применение в голографии микрообъектов.

**5.3. Индуцированные процессы в ондуляторе.** Рассмотрим взаимодействие электронного пучка с плоской электромагнитной волной длины  $\lambda$ , распространяющейся вдоль оси ондулятора, пренебрегая эффектами, обусловленными пространственным зарядом пучка, — «комптоновский режим». Взаимодействие пучка электронов с волной может привести к обмену энергией между ними. С электрическим полем волны взаимодействует поперечная компонента скорости частицы. Интенсивность взаимодействия зависит от их взаимной ориентации, т. е. от соотношения фаз колебаний частицы и волны.

Для определенности рассмотрим движение частицы в спиральном ондуляторе, а электромагнитную волну будем считать циркулярно поляризованной с вектором электрического поля, вращающимся в том же направлении, что и частицы пучка. В п. 2.4 было выведено условие синхронизма волны и частицы. Если частота волны задана, то это условие определяет энергию

$$\gamma_s = \left\{ \frac{\lambda_0 [1 + (p_{\perp}^2/2)]}{\lambda} \right\}^{1/2} \quad (5.15)$$

синхронной частицы. Частицы с другой энергией  $\gamma = \gamma_s + \Delta\gamma$  в отсутствие волны будут смещаться относительно синхронной частицы со скоростью

$$c\Delta\beta = c \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) \gamma_s^{-3} \Delta\gamma. \quad (5.16)$$

При этом частицы с большей энергией будут опережать синхронную частицу, а с меньшей — будут отставать от нее. Наличие внешней волны приводит к изменению этой картины. На рис. 8 показана проекция траекторий частиц на плоскость, перпендикулярную оси спирального ондулятора, и ориентация вектора электрического поля волны в некоторый момент времени<sup>42,66</sup>. Для частиц с синхронной энергией с течением времени эта картина будет вращаться как целое вокруг оси ондулятора. На траектории имеются выделенные частицы: 2 и 4, поперечная скорость которых направлена нормально к вектору электрического поля волны  $E_b$ . Энергия таких частиц сохраняется. Вектор скорости частицы 3 направлен по вектору электрического поля, а частицы 1 — против. Поэтому в соответствии с формулой<sup>52</sup>  $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e(E_b v)$  частица 3 будет ускоряться и ее энергия будет возрастать, а частица 1 станет тормозиться и терять энергию на электромагнитное излучение. Таким образом, в результате взаимодействия с волной в однородном равномерно распределенном вдоль оси ондулятора первоначально моноэнергетическом пучке появится энергетический разброс, ведущий, в свою очередь, к взаимному смещению частиц в продольном направлении.

Относительное движение частиц и изменение их энергии можно наглядно представить на фазовой плоскости  $\Delta\gamma, \varphi$  (рис. 9)<sup>42,45,81,105</sup>. По оси абсцисс отложена фаза частиц  $\varphi = 2\pi\Delta z/\beta_{||}\lambda$  ( $\Delta z$  — смещение относительно синхронной частицы), причем фаза равновесной частицы 2 принята за нуль. По оси ординат отложено отклонение  $\Delta\gamma$  энергии от равновесной  $\gamma_s$ . Частицы 1, 3 будут совершать фазовые колебания вокруг равновесной фазы частицы 2: работает известный в теории ускорителей механизм автофазировки, и

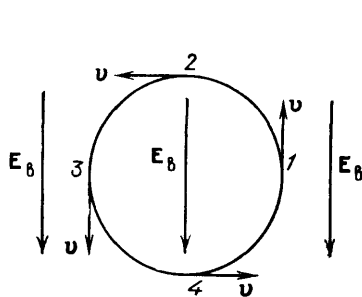


Рис. 8. Движение частиц с различной фазой в полях плоской циркулярно-поляризованной волны и спирального ондулятора

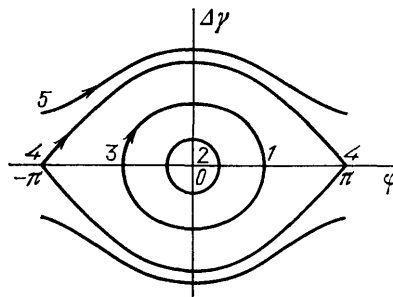


Рис. 9. Фазовые движения частиц в лазере на свободных электронах

определенная доля частиц захватывается волной. Однако волной будут захватываться далеко не все частицы. Например, частица 5, первоначально имевшая такую же фазу, как и частица 4, но несколько большую (меньшую) энергию  $\gamma_5$ , будет ускоряться (замедляться) волной и смещаться по фазе. Перейдя в область тормозящих фаз, эта частица затормозится до исходной энергии  $\gamma_5$ . В дальнейшем характер движения сохранится и фаза таких частиц до момента выхода из ондулятора будет возрастать. Кривыми, проходящими через точку 4, фазовая плоскость разбивается на две области: во внутренней области совершается движение частиц, ограниченное по фазе, во внешней — неограниченное. Кривая, разделяющая эти две области, называется сепаратрисой. Размер сепаратрисы, очевидно, зависит от амплитуды внешней волны. Моноэнергетический пучок частиц с равновесной энергией в среднем не обменивается энергией с волной: сколько частиц тормозится, столько же и ускоряется.

Передачу энергии волне можно осуществить, если выбрать энергию частиц пучка выше равновесной на некоторую величину  $\Delta\gamma$ . Через полпериода фазовых колебаний энергия частиц пучка уменьшится примерно на  $2\Delta\gamma$  и станет ниже равновесной. Потерянная пучком энергия будет затрачена на усиление внешней волны.

Для осуществления генерации индуцированного излучения на оси ондулятора размещают зеркала оптического резонатора. В резонаторе происходит накопление и усиление спонтанного ондуляторного излучения. Его высокая направленность позволяет при сравнительно небольших размерах зеркал резонатора осуществить удержание основной части энергии спонтанного излучения заданной длины волны. При выборе геометрии оптического резонатора учитывается дифракционный размер излучателя в ондуляторе (4.11). Очевидно, что при этом, в отличие от свободного пространства, будет возбуждаться дискретный набор электромагнитных волн (мод). Расстояние между зеркалами выбирается таким, чтобы синхронизовать электронные сгустки с оптическими импульсами излучения от соседних с ними сгустков пучка. Монохроматичность излучения определяется протяженностью электронных сгустков.

Устройства, работающие по такому принципу, принято называть лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) в отличие от обычных лазеров, в которых используются связанные атомарные электроны. В роли активной среды

в ЛСЭ выступает электронный пучок, а пространственно-периодическое поле ондулятора является полем накачки<sup>106</sup>. Достоинство такого генератора состоит в возможности плавной перестройки длины волны генерируемого излучения посредством изменения амплитуды магнитного поля ондулятора или энергии электронов.

Коэффициент усиления ЛСЭ определяется как отношение приращения  $\Delta I$  интенсивности поля излучения на длине ондулятора к интенсивности  $I$  на входе в ондулятор:  $G = \Delta I/I$ . Как показано в<sup>105,107,108</sup>, в режиме слабого сигнала ( $\Delta I \ll I$ ) коэффициент усиления для немодулированного пучка электронов пропорционален крутизне спектральной линии спонтанного ОИ при одинаковом состоянии поляризации усиливаемого и спонтанного излучения. Данное свойство указывает на характерную для индуцированного излучения<sup>109</sup> прямую связь параметров ЛСЭ со спектрально-угловыми характеристиками спонтанного излучения.

Для излучения, распространяющегося под углом  $\theta$  к направлению движения моноэнергетического пучка, коэффициент усиления на фиксированной длине волны  $\lambda$  можно записать в виде

$$G_k = \frac{J}{J_A} \frac{4\pi^2 K^3 \lambda_0 \lambda}{S \gamma} \frac{p_{\perp}^2}{2} \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) f_k(\lambda, \theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial \sigma_k} \left( \frac{\sin \sigma_k}{\sigma_k} \right)^2, \quad (5.17)$$

где

$$\sigma_k = \pi k K \left( \frac{\lambda_k}{\lambda} - 1 \right), \quad \lambda_k = \frac{\lambda_0 [1 + \theta^2 + (p_{\perp}^2/2)]}{2k\gamma^2},$$

$J$  — ток пучка,  $J_A = mc^3/e$  — альвеновский ток,  $S$  — сечение пучка, не превышающее сечение волны, функция  $f_k(\lambda, \theta, \varphi)$  описывает угловое распределение интенсивности спонтанного ОИ на длине волны  $\lambda$ . Последний множитель в (5.18) определяет хорошо известную зависимость усиления от энергии электронного пучка и длины волны излучения.

Согласно (5.17) усиление является нечетной функцией  $\sigma_k$ , которая обращается в нуль при  $\sigma_k = 0$  ( $\lambda = \lambda_k$ ) и принимает положительные значения при  $\sigma_k < 0$  (длинноволновый участок спектральной линии ОИ  $\lambda > \lambda_k$ ). Усиление достигает максимального значения на длине волны

$$\lambda = \frac{\lambda_{km}}{1 - (1/3/\pi k K)}. \quad (5.18)$$

С уменьшением длины волны оно падает как  $\lambda^{3/2}$ , что и ограничивает возможности создания коротковолновых генераторов.

Коэффициент усиления ЛСЭ зависит как от параметров ондулятора, так и от параметров пучка частиц. В частности, наличие углового разброса частиц в пучке приводит к более медленному спаду интенсивности излучения со стороны длинноволновой области спектра и, следовательно, к смещению положения максимума коэффициента усиления в длинноволновую область и заметному его уменьшению<sup>110</sup>. Поэтому для сохранения высокого уровня коэффициента усиления необходимо, чтобы это смещение лежало в пределах спектральной линии спонтанного излучения.

Взаимодействие электронного пучка с волной в ЛСЭ сопровождается его модуляцией по энергии в продольном направлении, которая при наличии за ондулятором достаточно длинного пространства дрейфа переходит в продольную модуляцию плотности пучка с периодом волны  $\lambda$ . В свободном пространстве максимальная модуляция плотности имеет место по прохождении участка дрейфа длиной  $L_D \approx \lambda \gamma_s^3 / 4 \Delta \gamma$ . Пропускание промодулированного таким образом пучка электронов через следующий ондулятор позволяет существенно повысить коэффициент усиления внешней волны<sup>111,112</sup>. Иногда может оказаться полезным использовать в качестве группирующего элемента ондулятор с плавно меняющимися по его длине параметрами<sup>113</sup> или группировку под действием собственного излучения в длинном ондуляторе<sup>75,114,115</sup>.

Значительного увеличения коэффициента усиления можно добиться в оптическом клистроне (ОК), предложенном в ИЯФ СО АН СССР<sup>116</sup>, который удачно сочетает в себе функции модулятора и генератора. В этом приборе пространственная группировка пучка осуществляется в помещенном между двумя ондуляторами магните с большим полем чередующейся полярности. Такая магнитная структура, аналогичная одному периоду ондулятора с  $p_{\perp}^2 \gg 1$ , обеспечивает требуемую модуляцию пучка на существенно меньшей длине по сравнению с  $L_D$ .

Электромагнитные волны, испускаемые электроном в первом и втором ондуляторах оптического клистрона, интерферируют, в результате чего в направлении их общей оси наблюдается серия узких спектральных линий. Ширины этих линий, определяемые соотношением фаз интерферирующих волн, обратно пропорциональны числу периодов  $K_{0k}$  электромагнитных колебаний, укладываемых на длине волнового импульса света, испускаемого в ОК. Размещение в пространстве дрейфа длиной  $d$  дисперсионного магнита с полем  $p_{\perp d} = eH_m d / 2\pi mc^2 \gg 1$  позволяет существенно увеличить число  $K_{0k}$ :

$$K_{0k} = 2K + K_d, \quad K_d \approx \frac{d}{2\lambda\gamma^2} \left( 1 + \frac{p_{\perp d}^2}{2} \right). \quad (5.19)$$

Огибающая спектральных линий излучения в оптическом клистроне повторяет форму спектральной линии излучения одного ондулятора.

Зависимость коэффициента усиления ЛСЭ от энергетического разброса можно уменьшить, применяя ондуляторы с поперечным градиентом магнитного поля<sup>117</sup>. Распределения амплитуды магнитного поля и энергии частиц в поперечном сечении пучка подбираются такими, чтобы частицы с разными энергиями испускали излучение одной и той же длины волны (см. (2.4)).

В режиме слабой волны ( $\Delta I \ll I$ ) коэффициент усиления (5.17) не зависит от ее интенсивности  $I$ . С возрастанием  $I$  коэффициент усиления уменьшается (режим насыщения). При интенсивности волны такой, что на длине ондулятора совершается приблизительно половина периода малых фазовых колебаний, он становится минимальным. При этом эффективность передачи энергии (КПД) пучка волне становится максимальной. Для ондуляторов с постоянными параметрами она ограничена величиной  $\Delta\gamma/\gamma \leq 1/K$ . Действительно, при  $G > 0$  энергия частиц пучка при прохождении ондулятора в результате взаимодействия с электромагнитной волной уменьшается. Соответственно с этим спектр спонтанного излучения таких частиц в ондуляторе постепенно смещается в длинноволновую область. Такое смещение уменьшает расстройку  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_k$  относительно уровня максимального усиления (5.17), и, когда  $\Delta\lambda$  изменит свой знак, усиление волны сменится ее ослаблением (поглощением).

КПД ЛСЭ можно существенно поднять, используя ондулятор с параметрами  $p_{\perp 0}$ ,  $\lambda_0$ , изменяющимися вдоль его оси<sup>117</sup> таким образом, чтобы с уменьшением энергии частиц условие синхронизма частицы и волны (5.15) сохранялось (см. п. 2).

Для повышения эффективности ЛСЭ целесообразно обеспечить рекуперацию отработанного электронного пучка<sup>118</sup> или использовать многократное прохождение пучка через ондулятор (например, в электронных накопительных кольцах<sup>119,120</sup>).

## 6. Источники ондуляторного излучения на синхротронах и накопителях.

6.1. Характеристики действующих синхротронов и накопителей. В современных электронных синхротронах и электрон-позитронных накопительных кольцах циркулируют электронные и позитронные пучки с энергиями от десятков мегаэлектронвольт до

десятков гигаэлектронвольт. Эти пучки обладают высокой плотностью, малыми эмиттансом и энергетическим разбросом, что делает их весьма пригодными для генерации ондуляторного излучения.

Установившиеся поперечные размеры пучка в электронном накопителе определяются главным образом синхротронным излучением<sup>81</sup>. Горизонтальный размер пучка находится из условия равновесия между радиационным затуханием (сжатием) пучка и его раскачкой квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. Типичное значение вертикального эмиттанса составляет около 10% от горизонтального ( $\epsilon_y/\epsilon_x = 0,1$ )<sup>94</sup>. Размеры пучка и угловой разброс частиц в накопителях линейно зависят от энергии частиц.

Размер пучка  $\sigma_{x,y}$  и его угловая расходимость  $\sigma_{x',y'}$  в заданной точке орбиты (при постоянстве эмиттанса) определяются магнитной структурой накопителя, которая, в свою очередь, характеризуется огибающей бетатронных колебаний ( $\beta$ -функция). В соответствии с требованиями эксперимента  $\beta$ -функция в заданной точке орбиты может перестраиваться<sup>94</sup>. Для размещения ондулятора целесообразно организовать участок с большим значением  $\beta$ -функции (high  $\beta$ -function)<sup>17</sup>, а следовательно, и с малой угловой расходимостью пучка. Другой важной характеристикой магнитной структуры является дисперсионная функция ( $\eta$ ), которая определяет смещение частиц при отклонении их импульса от равновесного. В месте установки ондулятора целесообразно, чтобы эта функция принимала минимальное значение<sup>121</sup>.

**6.2. Выбор параметров источника ОИ.** Сразу же заметим, что так как интенсивность спонтанного ОИ пропорциональна току пучка, то совершенно очевидно, что наиболее перспективным является использование ондуляторов в синхротронах и накопителях, поскольку в этих приборах электроны используются многократно. Накопители по сравнению с синхротронами обладают более высокими средними значениями тока циркулирующих частиц и лучшим качеством пучка.

Существующие накопители на энергии порядка ( $E = 1\text{--}10$  ГэВ) позволяют перекрыть широкую область спектра от видимого до жесткого рентгеновского излучения. Для генерации ОИ в инфракрасной области спектра предпочтительно использовать ондуляторы на низкоэнергетичных ускорителях непрерывного действия ( $E \lesssim 0,1$  ГэВ) с хорошим качеством пучка. Продвижение в более жесткую область спектра (до энергий фотонов порядка десятков МэВ) возможно на электронных накопителях на энергию  $E = 10\text{--}50$  ГэВ<sup>122</sup> или на вторичных электронных пучках, получаемых на крупнейших протонных ускорителях<sup>93</sup>.

Для получения максимальной спектральной плотности излучения на основной гармонике целесообразно выбирать поля в ондуляторе близкими к оптимальным ( $p_{\perp} \sim 1$ ).

При необходимости генерации, наряду с основной, нескольких первых гармоник ОИ следует выбирать амплитуду поля, соответствующую переходной области  $p_{\perp} \gtrsim 1$ . Это условие будет оптимальным и для генерации когерентного ОИ<sup>100</sup>. Для генерации излучения более жесткого и мощного, чем обычное СИ, следует использовать ондуляторы с большими полями или виглеры (см. п. 4). Практически во всех случаях тонкая перестройка частоты излучения может осуществляться изменением амплитуды магнитного поля в ондуляторе.

Увеличение жесткости и интенсивности ОИ при заданной длине ондулятора возможно осуществить путем уменьшения его периода. Для ондуляторов с большими полями ( $p_{\perp} \gg 1$ ) период определяется из соображений получения требуемого значения магнитного поля.

Ширина спектральной линии ОИ и ее интенсивность задаются числом элементов периодичности ондулятора. С увеличением числа периодов ширина линии будет уменьшаться, а интенсивность — возрастать. Однако увеличение  $K$  выше некоторого значения нецелесообразно, поскольку с дальнейшим

ростом  $K$  увеличивается влияние параметров пучка частиц на ширину спектральной линии и ее интенсивность.

Оптимальные условия монохроматизации ОИ посредством его диафрагмирования (5.5) нарушаются при увеличении энергии частицы вследствие возрастания направленности излучения ( $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$ ) и увеличения углового разброса пучка ( $\sigma_e \sim \gamma$ ). В накопительных кольцах на участках орбиты с малым угловым разбросом требуемые условия монохроматизации выполняются, как правило, вплоть до энергий электронов  $E \lesssim 1$  ГэВ. Что касается синхротронов, то здесь угловой разброс частиц больше, чем в накопителях, поэтому условия монохроматизации, близкие к оптимальным, могут быть выполнены лишь при  $E \lesssim 100$  МэВ, т. е. в оптическом диапазоне длин волн ( $\lambda_0 \sim 3\text{--}4$  см).

Так как эмиттанс пучка  $\varepsilon$  в ускорителе при заданной энергии обычно остается постоянным, то, в принципе, путем надлежащей подстройки его магнитной системы можно подобрать оптимальную величину углового разброса, при котором спектральная яркость (см. (5.8)) будет максимальна<sup>18</sup>. Для аксиально-симметричного пучка частиц при условии

$$\varepsilon \gg \Delta\theta_{k0} d_k = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \frac{1 + (p_1^2/2)}{k} = \lambda_k \quad (\theta = 0)$$

этот разброс равен

$$\sigma_{x'm} = \sigma_{y'm} = \left( \frac{\sqrt{2} \varepsilon \Delta\theta_{k0}}{\pi L} \right)^{1/2}, \quad (6.1)$$

а максимальная яркость определяется выражением<sup>18,95</sup>

$$B_m(\lambda, \theta = 0) = \frac{\pi (\Delta\theta_{k0})^2}{\varepsilon^2} \frac{d^2 I_n}{d\lambda d\theta} \quad (\lambda, \theta = 0). \quad (6.2)$$

Дальнейшее увеличение спектральной яркости потребует уменьшения эмиттанса пучка частиц.

**6.3. Магнитная система ондулятора.** Ондулятор является основным элементом любого источника ОИ. В настоящее время в источниках ОИ используются два типа магнитных ондуляторов: плоский и спиральный. Наряду с этим продолжают поиски путей дальнейшего улучшения конструкций ондуляторов, разрабатываются новые типы устройств, позволяющие существенно расширить их функциональные возможности.

Рассмотрим основные особенности магнитных систем различных ондуляторов и определим соотношения для их параметров.

**6.3.1. Плоский ондулятор.** Магнитное поле плоского ондулятора создается или токовыми обмотками (рис. 10, а), или системой постоянных магнитов (рис. 10, б).

В электромагнитных ондуляторах требуемое магнитное поле возбуждается системой параллельных проводников, ориентированных перпендикулярно к оси ондулятора  $z$  и соединенных таким образом, чтобы направление тока в соседних проводниках было противоположным. Для увеличения амплитуды возбуждаемого магнитного поля проводники размещаются в пазах магнитопроводов (см. 10, а).

Распределение поперечной составляющей магнитного поля вдоль оси  $z$  в таком ондуляторе довольно сложно зависит от геометрии магнитной системы, а именно, периода структуры  $\lambda_0$ , зазора  $h$  и ширины проводников  $b$ <sup>123,124</sup>. Численный анализ показывает, что амплитуда магнитного поля вблизи оси ондулятора быстро возрастает с увеличением отношения его периода к высоте магнитного зазора и достигает максимальной величины при  $\lambda_0/h \approx 5$ <sup>123,124</sup>. Вид этой зависимости при  $h = 1$  см показан на рис. 11, где  $H_m/J$  — отношение амплитуды поля на оси ондулятора к величине тока.

в его проводниках. Эта зависимость рассчитана в приближении бесконечной магнитной проницаемости ( $\mu \rightarrow \infty$ ) и бесконечно тонких проводников ( $b \rightarrow 0$ ). При конечной ширине проводников  $b$  нарастание амплитуды поля с ростом  $\lambda_0/h$  происходит более плавно. При конечном  $\mu$  амплитуда поля после достижения максимума с ростом  $\lambda_0/h$  слабо убывает.

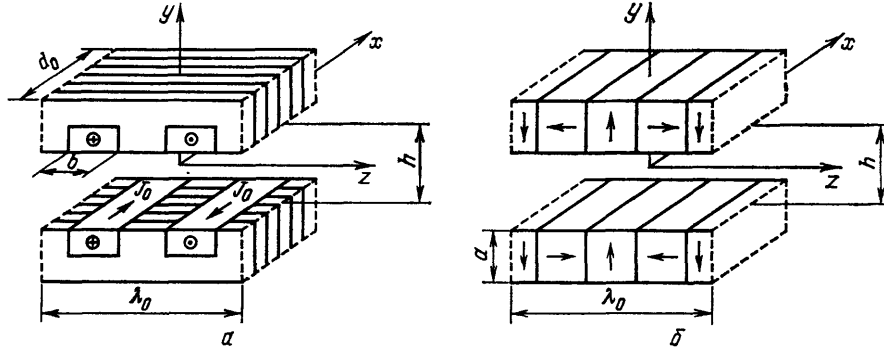


Рис. 10. Геометрия одного периода ондулятора. а — Электромагнитный ондулятор; стрелками показано направление тока в обмотке. б — Ондулятор из постоянных магнитов; стрелками показано направление вектора магнитной индукции

Для ондулятора, набранного из постоянных магнитов<sup>125</sup>, амплитуду магнитного поля удастся представить в сравнительно простой аналитической форме<sup>126</sup>

$$H_m = 2H_c \frac{\sin(\pi/M)}{\pi/M} (1 - e^{-2\pi a/\lambda_0}) e^{-\pi h/\lambda_0}, \quad (6.3)$$

где  $H_c$  — коэрцитивная сила,  $a$  — высота магнитного блока,  $M$  — число блоков на одном периоде. Компоновка магнитных блоков на одном периоде ондулятора для  $M = 4$  показана на рис. 10, б. Характер изменения амплитуды поля с ростом  $\lambda_0/h$  примерно таков же, как и в электромагнитном ондуляторе.

Следует отметить, что в обоих вариантах при значениях  $\lambda_0/h > 4$  закон изменения поля вдоль оси ондулятора заметно отличается от синусоидального<sup>123,127</sup>. При этом характер изменения также сильно зависит от числа магнитных блоков  $M$ , а в электромагнитном ондуляторе — от ширины проводника  $b$ .

Неоднородность магнитного поля в зазоре плоского ондулятора в основном определяется длиной его периода  $\lambda_0$ . Если ширина ондулятора  $d_0 > \lambda_0$ , то согласно<sup>127</sup>

$$\frac{1}{H_m} \frac{\partial^2 H_m}{\partial y^2} \approx \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2, \quad (6.4)$$

откуда следует, что неоднородность поля, а следовательно, и уширение спектральной линии ОИ (5.6), убывает с ростом периода ондулятора.

Учитывая вид кривой на рис. 11, для получения максимальной величины  $p_{\perp} \sim H_m \lambda_0$  при фиксированном периоде отношение  $\lambda_0/h$  следует выбрать равным  $2 \div 3$ . При этом форма распределения магнитного поля близка к синусоидальной.

В литературе обсуждаются также периодические доменные структуры, занимающие промежуточное положение между макроскопическими системами, рассмотренными выше, и атомными полями кристаллов<sup>128</sup>. Например,

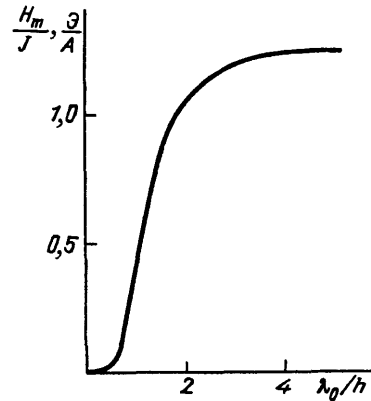


Рис. 11. Зависимость амплитуды магнитного поля от периода ондулятора при  $h = 1$  см

в кобальте, где  $\lambda_0 \leq 10^{-2}$  см, поле достигает величины  $H_{\text{ym}} \sim 3$  кЭ ( $p_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ ).

6.3.2. *Спиральный ондулятор.* Конструкция спирального ондулятора рассматривалась в <sup>57</sup>. Такой ондулятор представляет систему, состоящую из двух одинаковых соосных соленоидов, смещенных относительно друг друга на половину шага намотки  $\lambda_0/2$ .

С одного конца обмотки соленоидов соединены последовательно, а источник питания подключен с другого конца, что создает токи в соленоидах противоположного направления. При такой коммутации обмоток на оси ондулятора создается поперечное винтовое магнитное поле (3.8), у которого направление вращения вектора совпадает с направлением намотки соленоидов.

Амплитуду магнитного поля вблизи оси такого ондулятора можно представить в виде <sup>91</sup>

$$H_R(\vartheta) = \frac{0,4J(A)}{R_1} \frac{\sin \chi_0}{\chi_0} f(\alpha, \chi_1), \quad (6.5)$$

где

$$f(\alpha, \chi_1) = \frac{1}{\alpha} \left[ K_0(\chi_1) - K_0(\chi_1(1+\alpha)) \right] + \frac{\chi_1}{\alpha} \left[ K_1(\chi_1) - (1+\alpha) K_1(\chi_1(1+\alpha)) \right],$$

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1}, \quad \chi_0 = \frac{\pi b}{\lambda_0 \sin \psi}, \quad \chi_1 = \frac{2\pi R_1}{\lambda_0},$$

$\psi$  — угол намотки спирали,  $\tan \psi = \lambda_0/\pi(R_1 + R_2)$ ;  $R_1$  и  $R_2$  — соответственно внутренний и внешний радиусы цилиндрической обмотки ( $R_2 - R_1 = d$  — толщина),  $b$  — ширина проводника, образующего обмотку,  $K_0$  и  $K_1$  — функции Макдональда. Отметим, что выражение (6.5) напоминает выражение (6.3) для плоского ондулятора.

Коэффициент  $\sin \chi_0/\chi_0$  характеризует влияние ширины  $b$  проводника на величину магнитного поля. Поскольку  $b$  не превышает  $\lambda_0 \sin \psi/2$ , то этот коэффициент может изменяться в пределах  $2/\pi \leq \sin \chi_0/\chi_0 \leq 1$ . Функция  $f(\alpha, \chi_1)$  выражает зависимость амплитуды магнитного поля от толщины проводника  $d$ .

Амплитуда поля вблизи оси спирального ондулятора достигает максимального значения при  $\lambda_0/R_1 \sim 2\pi$ . Здесь, как и в плоском ондуляторе, нижнее значение периода ограничено внутренним радиусом ондулятора. При удалении от оси ондулятора на расстояние  $\Delta R$  не больше чем  $0,1\lambda_0$  выражение (6.5) с хорошей точностью (лучше 1 %) описывает магнитное поле в ондуляторе <sup>76</sup>. При  $\Delta R > 0,1\lambda_0$  амплитуда магнитного поля быстро увеличивается с радиусом, а в его распределении вдоль оси  $z$  становятся заметными высшие гармоники. В этом случае при движении вдоль оси ондулятора конец вектора поля будет при своем вращении описывать не круг, а эллипс.

Таким образом, при поперечных размерах пучка, заметно превышающих  $0,1\lambda_0$ , излучение в направлении оси ондулятора даже в случае параллельного пучка не будет полностью циркулярно поляризовано. Кроме того, неоднородность поля по сечению приведет к уширению спектральной линии ОИ (5.6), а в его спектре, помимо основной, появятся высшие гармоники излучения.

Для изготовления спирального ондулятора могут быть использованы также постоянные магниты.

6.3.3. *Универсальный спиральный ондулятор.* В ФИАНе был предложен и изготовлен вариант спирального ондулятора <sup>91,129</sup>, названный авторами универсальным, в котором вид поляризации электромагнитного излучения может легко перестраиваться. Такой ондулятор состоит из двух concentрично расположенных простых спиральных ондуляторов, вставленных один в другой. Шаг намотки в обоих ондуляторах одинаков, а направление намотки противоположно. Питание каждого из них независимое.



Включение только внешней или только внутренней обмотки задает направление вращения вектора магнитного поля и соответственно поляризацию излучения (правую или левую).

Последовательное включение обеих обмоток создает магнитное поле вида (3.1) с  $H_m = 2H_R$ , вектор которого лежит в заданной плоскости. В этом случае частицы будут двигаться в одной плоскости по закону (3.2) и, следовательно, испускать линейно поляризованное излучение. Изменение направления тока в одной из обмоток на противоположное приводит к повороту вектора поля и соответственно плоскости поляризации излучения на  $90^\circ$ .

Все сказанное об универсальном спиральном ондуляторе относится к его излучению на основной гармонике. В работе <sup>130</sup> предложена модификация конструкции универсального спирального ондулятора, позволяющая получать циркулярно поляризованное излучение и на высших гармониках.

6.3.4. *Краевые поля ондулятора.* Для исключения влияния ондулятора на форму равновесной орбиты циклического ускорителя и предотвращения искажения спектра ОИ необходимо, чтобы распределение магнитного поля было антисимметрично относительно центра ондулятора. Несоблюдение этого условия может быть вызвано наличием краевых эффектов. В случае необходимости регулировка краевых полей осуществляется либо корректирующими обмотками <sup>131</sup>, либо изменением зазора между полюсами концевых блоков <sup>35</sup>, либо, наконец, поворотом специальных краевых магнитных блоков <sup>126</sup>.

Следует учитывать, что величина и форма краевого поля влияет также и на спектральные характеристики излучения.

6.3.5. *Ондуляторы для ЛСЭ.* Усиление ЛСЭ пропорционально кубу числа элементов периодичности ондулятора (5.17). Эффективное число элементов периодичности можно заметно повысить, используя магнитные системы типа оптического клистрона. Обсуждается модификация оптического клистрона, в которой период второго ондулятора в целое число раз меньше периода первого <sup>132</sup>. Такая система позволяет осуществить генерацию когерентного ОИ и на высших гармониках.

С целью повышения эффективности передачи энергии пучка частиц электромагнитной волне сооружаются ондуляторы с монотонно изменяющимися вдоль его оси параметрами  $\lambda_0(z)$  и  $H_m(z)$  <sup>133,134</sup>. В таких «переменных» ондуляторах осуществляется постепенное по ходу пучка изменение зазора  $h(z)$  между полюсами магнитов. Глубина модуляции магнитного поля  $\delta_h = \Delta H_m / H_m$  в этом случае определяется величиной изменения зазора  $\Delta h(z)$  (см., например, (6.3)). Такие системы позволяют повысить эффективность генерации в несколько раз. Однако следует иметь в виду, что с увеличением глубины модуляции  $\delta_h$  растет ширина линии спонтанного излучения и соответственно возрастает стартовый ток ЛСЭ. Для уменьшения стартового тока используют так называемый «многокомпонентный» ондулятор, состоящий из нескольких ондуляторов с постоянными и переменными параметрами <sup>135</sup>.

6.4. *Сопряжение ондулятора с циклическим ускорителем.* Для размещения ондулятора на орбите необходимо наличие достаточно длинных прямолинейных промежутков в магните ускорителя.

Минимальная высота магнитного зазора ондулятора задается поперечными размерами рабочей области ускорителя. Зазор ондулятора может быть уменьшен только в том случае, когда для инжекции используется предварительно хорошо сформированный пучок частиц. Если пучок электронов недостаточно хорошо сформирован (что всегда имеет место при инжекции пучка с малой энергией), то ондулятор может быть расположен за пределами рабочей области, а пучок ускоренных электронов в заданный момент времени специальной магнитной системой отклоняется от равновесной орбиты

и пропускается через ондулятор. При этом минимальная высота зазора определяется поперечным размером  $\sigma_y$  ускоренного пучка. В накопителях высота зазора ондулятора должна быть согласована с заданным временем жизни пучка.

6.4.1. *Ондулятор на синхротроне «Пахра».* Синхротрон «Пахра» стал первым циклическим ускорителем, с орбиты которого было получено ондуляторное излучение. Он имеет сравнительно большую рабочую область ( $\Delta x \cdot \Delta y = 15 \times 6 \text{ см}^2$ ). Угловой разброс и поперечные размеры пучка ускоренных электронов в диапазоне энергий 100–700 МэВ составляют  $\sigma_x \lesssim 3 \text{ мм}$ ,  $\sigma_y \lesssim 2 \text{ мм}$ ,  $\sigma_{x'} \lesssim 0,45 \text{ мрад}$ ,  $\sigma_{y'} \lesssim 0,35 \text{ мрад}$  соответственно. Частота повторения циклов магнитного поля  $f = 50 \text{ Гц}$ .

При указанных размерах рабочей области ускорителя размещение на его равновесной орбите плоского (симметричного) ондулятора с малым периодом ( $\lambda_0 < 6 \text{ см}$ ) из-за его диафрагмирующего действия резко снизило бы интенсивность ускоренного пучка. Поэтому был использован «несимметричный» ондулятор, состоящий только из одной половины, который был помещен у границы рабочей области несколько выше медианной плоскости. Ускоренные электроны подводились к нему до расстояния  $y \sim 1,5 \text{ см}$  радиальной составляющей магнитного поля, создаваемой самим ондулятором. Величина этого смещения регулировалась с помощью небольшого изменения градиента ведущего магнитного поля синхротрона. По своим параметрам такой ондулятор эквивалентен симметричному ондулятору с  $h = 2y^{123}$ .

Ондулятор выполнен в виде ферромагнитной гребенки с размещенными в ее пазах проводниками тока, ориентированными перпендикулярно оси электронного пучка. Период ондулятора  $\lambda_0$  был выбран равным 4 см. Аналогичный симметричный ондулятор с периодом около трех миллиметров разработан в <sup>136</sup> применительно к ЛСЭ.

Питание обмотки ондулятора импульсное. Максимальная амплитуда тока  $J = 8 \text{ кА}$ , длительность плоской вершины импульса 2 мс, частота следования 50 Гц. Току  $J = 8 \text{ кА}$  и расстоянию до плоскости ондулятора  $\sim 1 \text{ см}$  соответствует значение  $p_{\perp} = 0,7$ .

6.4.2. *Источники ОИ на синхротронах и накопителях.* В нижеследующей табл. II приводятся основные параметры действующих ускорителей (накопителей) и ондуляторов, а также характеристики полученного с их помощью ОИ.

Как следует из таблицы, существующие источники ОИ (в режиме малых и оптимальных полей в ондуляторе ( $p_{\perp} \lesssim 1$ )) перекрывают широкий спектральный интервал частот от оптического до мягкого рентгеновского излучения. Представленные в таблице ондуляторы с большими полями предназначены для использования в области еще более коротких длин волн. Полная мощность излучения таких источников ( $p_{\perp} \gg 1$ ) доведена в настоящее время до нескольких киловатт <sup>30</sup>. Однако в ряде случаев в связи с необходимостью применения монохроматоров используется только часть этой мощности. В работах последних лет <sup>31–37 137</sup> показано, что, используя ондулятор с полями, близкими к оптимальным, можно создать источник излучения, в котором практически вся полезная мощность сосредоточена в заданном интервале спектра.

Заметим, что из тринадцати представленных в таблице ондуляторов одиннадцать является плоскими, а среди них преобладают устройства на постоянных магнитах. Спиральные ондуляторы представлены беднее. Однако в связи с возможностью получения с их помощью циркулярно поляризованного излучения следует ожидать, что число таких устройств в ближайшее время будет возрастать.

Приведенные в табл. II ондуляторы на накопителях AGO (Франция) и ADONE (Италия) используются в программе создания коротковолновых ЛСЭ <sup>33,138</sup>. Для тех же целей в Новосибирске был разработан оптический

Т а б л и ц а 11. Основные параметры источников ОИ на синхротронах и накопителях

Источники электронов			Омдуляторы					Излучение			
Название, город, страна	Тип	$E_{\text{и}},$ ГэВ	$J, \text{ А}$	$\lambda_0, \text{ см}$	$K$	$H_{\text{и}}, \text{ кЭ}$	$p_{\perp}$	Тип	$\lambda_0/2\pi^2, \text{ \AA}$	$\lambda_{1\text{и}}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda/\lambda_{1\text{и}}$
SOR — RING, Токио <sup>36</sup>	Накопитель	0,38		4	19	1,34	0,5	Плоский, постоянные маг- ниты	350	405	0,047
ACO, Орсе, Франция <sup>34</sup>	»	0,56	0,1	4	23	5,1	1,9	Плоский сверхпроводящий электромагнит	166	765	0,039
<sup>35</sup>	»	0,56	0,1	7,8	17	3,1	2,3	Плоский, постоянные маг- ниты	323	1 177	0,053
ВЭПП-2М, Новосибирск СССР <sup>37</sup>	»	0,67	0,1	2,4	10	1,3	0,4	Спиральный электромаг- нит	69	74	0,089
<sup>149</sup>	»			2,4	8	4,7	1,5	Сверхпроводящий спираль- ный	69	146	0,111
«Пахра», Москва, СССР <sup>22-26</sup>	Синхротрон	1,2	0,03	4	20	1,9	0,7	Плоский электромагнит	36	45	0,045
«Сириус», Томск, СССР <sup>27-29</sup>	»	1,5	0,03	14	5	1,5	2,0	То же	81	243	0,178
ADONE, Фраскати, Италия <sup>33</sup>	Накопитель	1,5	0,06	11,6	20	3,2	3,5	»	67	477	0,045
ВЭПП-3, Новосибирск, СССР <sup>30</sup>	»	2,2	0,12	9	10	35	30	Плоский, сверхпроводящий электромагнит	24	10 824	0,089
DORIS-II, Гамбург, ФРГ <sup>38</sup>	»	3,7	0,06	13,2	16	6	7,4	Плоский, постоянные маг- ниты	12	341	0,056
SSRL, Стэнфорд, США <sup>31, 32</sup>	»	4,0	0,09	6,1	30	2,4	1,4	То же	5	10	0,030
Фотонная фабрика, Япония <sup>37</sup>	»	2,5	0,15	6	60	3,2	1,8	»	12,5	32	0,015
ВЭПП-4, Новосибирск, СССР <sup>163</sup>	»	8,5	0,02	22	5	16	32,9	Плоский электромагнит	4	2 147	0,178

клистрон<sup>139</sup>. Следует отметить, что надежность работы таких генераторов зависит от качества зеркал, в том числе от их стойкости к воздействию жесткой части спектра спонтанного ОИ и СИ, что ограничивает работу ЛСЭ областью относительно низких энергий электронов и полей в ондуляторе, близких к оптимальному  $p_{\perp} \sim 1$ <sup>138</sup>.

## 7. Экспериментальные исследования свойств ондуляторного излучения.

Изучение свойств ОИ и измерения с его использованием существенно отличаются от измерений, проводимых с обычными источниками света. Ограниченный доступ к экспериментальной установке требует тщательной и надежной предварительной юстировки оптических элементов измерительных систем относительно пучка излучения. Режим работы ускорителя или накопителя (энергия частиц, эмиттанс пучка и т. д.) устанавливается с учетом заданного спектрального диапазона, требуемых значений интенсивности и временных характеристик излучения. Временная структура импульса ОИ определяется режимом работы ондулятора и числом сгустков на орбите.

При постановке эксперимента следует учитывать, что в направлении оси ондулятора помимо ОИ распространяется и излучение электронов из краевых полей поворотных магнитов синхротрона или накопителя, которое образует фон<sup>22,140–144</sup>.

**7.1. Спектрально-угловые характеристики.** В оптической области спектра спектрально-угловые характеристики излучения регистрировались в фокальной плоскости объектива, установленного на пучке ОИ. Такая редакция эксперимента позволила исключить влияние размеров электронного пучка на результаты измерений.

Наглядное представление о спектрально-угловых распределениях ондуляторного излучения дают цветные фотографии. На них изображение ОИ выглядит как серия концентрических цветных дуг, в совокупности напоминающих радугу, в которой с увеличением радиуса дуги длина волны излучения возрастает.

Эксперименты, выполненные на синхротроне «Пахра» при фиксированной длине волны (длина волны  $\lambda_{\phi} = 3850 \text{ \AA}$  выделялась ультрафиолетовым светофильтром с относительной полосой пропускания  $\Delta\lambda/\lambda_{\phi} = 4,4 \%$ ), показывают, что вид угловых распределений существенно изменяется с энергией электронов<sup>22–24,26</sup>. Здесь, как и в других экспериментах на синхротроне «Пахра», значение параметра поля ондулятора  $p_{\perp} = 0,1$ , что соответствует дипольному излучению. Монохроматичность излучающих электронов достигалась своевременным выключением высокочастотного напряжения на ускоряющем резонаторе синхротрона. При энергии электронов, близкой к пороговой  $E_{\text{пор}} = 116 \text{ МэВ}$  ( $\lambda_{\text{min}} = \lambda_{\phi}$ ), появляется симметричное пятно, приведенное на фотографии 1 (рис. 12, а). С ростом энергии сначала размер этого пятна увеличивается, а форма сохраняется. При дальнейшем увеличении энергии центральная часть пятна исчезает, и на фотографиях (рис. 12, а) появляются кольцевые области, радиус которых увеличивается, а ширина уменьшается,— излучение концентрируется вблизи поверхности конуса (4.8), угол раствора которого возрастает с энергией. Общий характер пространственного распределения излучения (в поперечном сечении) показан на рис. 12, б для  $E = 158 \text{ МэВ}$ . Сплошными линиями здесь изображены уровни одинаковой интенсивности. Этот рисунок доказывает, что излучение основной гармоники сосредоточено в двух областях, имеющих в сечении фазовидную форму и симметрично ориентированных относительно горизонтальной плоскости, что согласуется с отмеченным выше выводом (см. п. 4) о виде азимутальной зависимости углового распределения ОИ, испускаемого в плоском ондуляторе. В условиях эксперимента плоскость колебаний частиц в ондуляторе ориентирована горизонтально, и соответственно с этим максимум интенсивности ОИ лежит в вертикальной плоскости.

Зависимость вида углового распределения излучения в выделенной плоскости от длины волны исследовалась в<sup>25</sup> с помощью спектрографа, а в<sup>33</sup> — с помощью монохроматора. Входная щель спектральных приборов ориентировалась перпендикулярно плоскости колебаний частиц и ондуляторе.

Для случая недипольного излучения ( $p_{\perp} = 3,5$ ) угловые распределения первой гармоники ОИ для различных длин волн ( $5200 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 6400 \text{ \AA}$ ) получены на накопителе ADONE ( $E = 625 \text{ МэВ}$ ,  $\lambda_0 = 11,6 \text{ см}$ ). Пучок излучения сканировался в плоскости колебаний электронов ( $\varphi = 0, \pi$ ) монохроматором, помещенным на расстоянии 24 м от центра ондулятора (рис. 13)<sup>33</sup>.

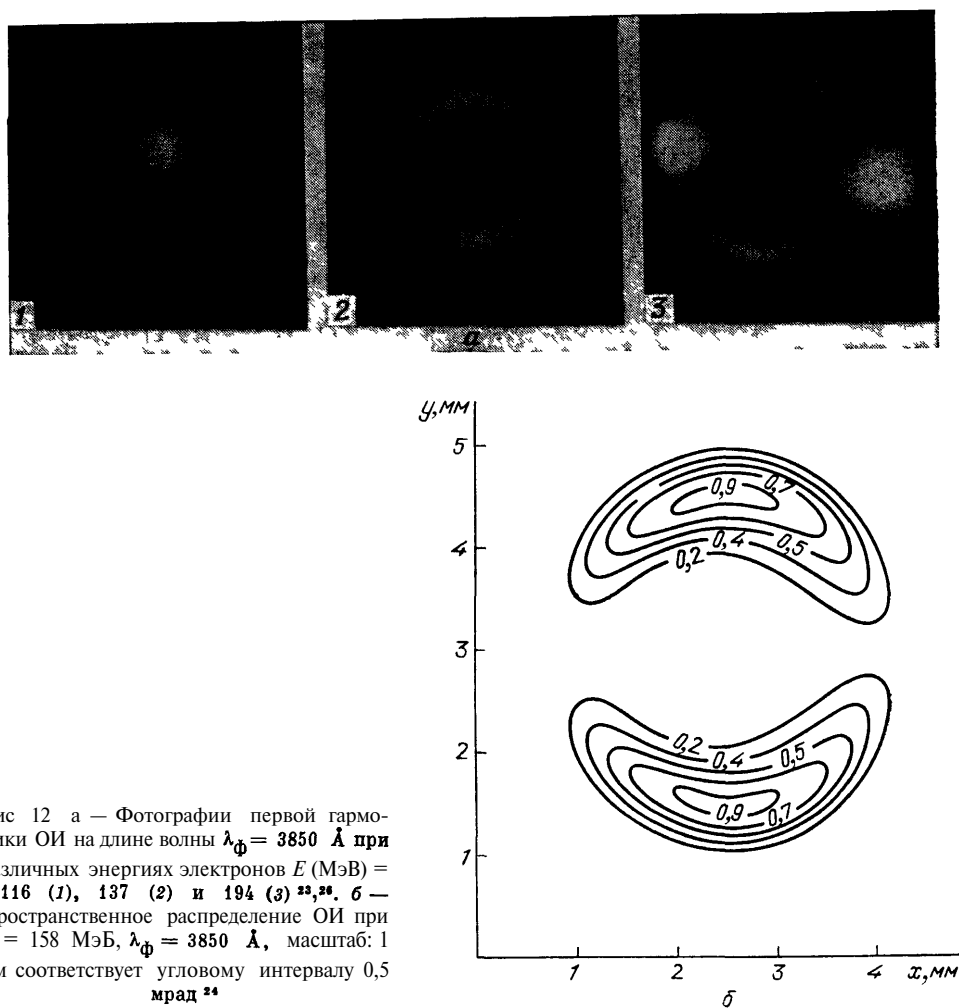


Рис. 12 а — Фотографии первой гармоники ОИ на длине волны  $\lambda_{\phi} = 3850 \text{ \AA}$  при различных энергиях электронов  $E \text{ (МэВ)} = 116 \text{ (1)}, 137 \text{ (2)} \text{ и } 194 \text{ (3)}$ <sup>23,26</sup>. б — Пространственное распределение ОИ при  $E = 158 \text{ МэВ}$ ,  $\lambda_{\phi} = 3850 \text{ \AA}$ , масштаб: 1 мм соответствует угловому интервалу 0,5 мрад<sup>24</sup>

Рисунок показывает, что при  $\theta = 0$  максимум излучения приходится на длину волны  $\lambda = 5200 \text{ \AA}$ , примерно в 7 раз превышающую длину волны дипольного излучения ( $\lambda_{1m} = \lambda_0/2\gamma^2$ ). Также видно, что, как и в дипольном случае, с ростом длины волны в распределении ОИ появляются два максимума, расстояние между которыми постепенно увеличивается.

Влияние на спектрально-угловые характеристики ОИ параметров электронного пучка детально исследовано на синхротроне «Пахра»<sup>96,97</sup>. Полученные в этих опытах результаты показаны на рис. 14. Точки относятся к угловому распределению интенсивности излучения первой гармоники в вертикальной полуплоскости ( $\varphi = \pi/2$ ), полученному с помощью ультра-

фиолетового светофильтра ( $\lambda_{\Phi} = 1,37\lambda_m$ ) при энергии электронов  $E = 135,6$  МэВ. Положение максимума распределения определяет с погрешностью не более 5 % угол раскрытия конуса ОИ. На этом же рисунке приведено угловое распределение, рассчитанное при аналогичных условиях для параллельного пучка (пунктирная кривая). Как видно, наблюдаемое распределение примерно в 3 раза шире расчетного, что в основном обусловлено угловым разбросом частиц в пучке.

Были выполнены расчеты с различными значениями углового разброса электронного пучка. Так как распределение частиц в синхротроне «Пахра»

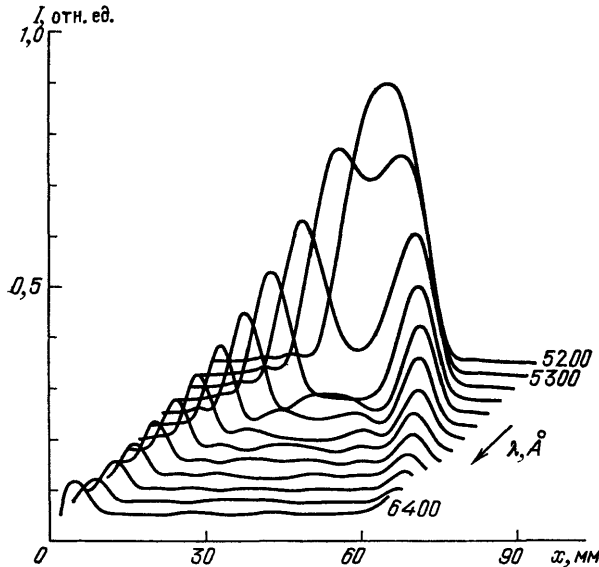


Рис. 13. Спектрально-угловое распределение первой гармоники ОИ ( $\varphi = 0, \pi$ )<sup>93</sup>.  $E = 625$  МэВ. 1 см соответствует  $\sim 0,42$  мрад

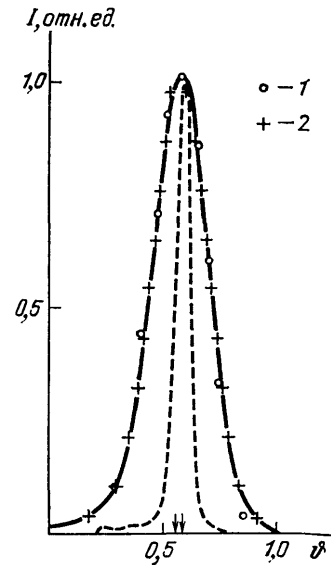


Рис. 14. Угловое распределение ОИ ( $\varphi = \pi/2$ ) при  $E = 136,6$  МэВ,  $\lambda_{\Phi} = 3850$  Å. 1 — эксперимент, штриховая кривая — расчет для параллельного пучка, 2 — расчет для пучка с аксиально-симметричным угловым распределением ( $\sigma_e = 0,44$  мрад)<sup>96,97</sup>

близко к аксиально-симметричному, то оно может быть описано одним параметром  $\sigma_e$  (5.1)<sup>96,97</sup>. Наилучшее согласие с экспериментальными данными получено при значении дисперсии  $\sigma_e^2 = 0,194$  (мрад)<sup>2</sup> ( $\sigma_e \gamma = 2,4/K$ , крестики на кривой). Найденная таким образом угловая дисперсия достаточно хорошо согласуется с данными оптических измерений по СИ<sup>145</sup>. Кривые на рис. 14 нормированы на единицу в максимуме. Отсюда следует, что ондуляторы с большим числом элементов периодичности ( $K \geq 20$ ) могут быть использованы для измерений углового разброса пучков заряженных частиц в циклических ускорителях и накопителях<sup>97,146</sup>.

В данном опыте также наблюдалось вызываемое угловым разбросом смещение положения максимума углового распределения ОИ в сторону меньших углов  $\theta$  на  $\Delta\theta_m \gamma \sim 0,02$  относительно угла  $\theta_m$  (4.8), что хорошо согласуется с приведенными в гл. 5 оценками. Угловое разрешение составляло около  $10^{-7}$  стерад.

Следует отметить, что сравнительно малый период ондулятора ( $\lambda_0 = 4$  см) позволил провести все измерения при низких фоновых помехах от СИ. Укажем, например, что при энергии электронов  $E = 100$ – $160$  МэВ интенсивность ОИ в ультрафиолетовой области спектра превышает интенсивность СИ более чем на порядок. С дальнейшим ростом энергии электронов ( $E > 160$  МэВ) усредненная по времени энергия СИ на длине волны  $\lambda_{\Phi}$  стано-

вится сравнимой с энергией в импульсе ОИ (длительностью  $\tau \sim 0,1$  мс), и тогда появляются четко различимые на снимке (см. рис. 12, а) два боковых пучка, соответствующих СИ от ближнего и дальнего квадрантов ускорителя. Все это ярко показывает различие между ОИ и СИ.

Отмеченные выше особенности углового распределения ОИ наблюдались и в других экспериментах. Так, на синхротроне «Сириус»<sup>28</sup>, кроме измерений угловых распределений основной гармоники (для  $\lambda_{\Phi} = 5000$  Å,  $p_{\perp} = 0,52$ ,  $K = 5$ ) при различных значениях энергии ( $\gamma_1 = 398,6$  и  $\gamma_2 = \sqrt{2}\gamma_1$ ) впервые наблюдалось распределение ОИ на более высоких гармониках.

На накопителях SOR — RING<sup>36,37</sup> и ВЭПП-2М<sup>137</sup> проведены измерения спектрально-углового распределения интенсивности ОИ в мягкой рентгеновской области спектра и в вакуумном ультрафиолете (ВУФ).

В работах<sup>36,37</sup> исследована зависимость длины волны  $\lambda_{1m}$ , соответствующей максимуму в спектре первой гармоники, от угла наблюдения, параметра поля ондулятора и энергии электронов. Каждая из полученных зависимостей  $\lambda_{1m}$  от  $\theta^2$ ,  $p_{\perp}^2$  и  $\gamma^{-2}$  носит линейный характер, что хорошо согласуется с (4.5). Влияние эмиттанса пучка электронов в этих опытах проявлялось в небольшом ( $\sim 2$  %) сдвиге  $\lambda_{1m}$  в длинноволновую область.

**7.2. Поляризационные свойства.** Своеобразные поляризационные характеристики излучения электронов в плоском ондуляторе исследовались в оптическом диапазоне длин волн.

Фотографии распределения  $\parallel$  и  $\perp$  компонент поляризации первой гармоники ОИ, полученные с помощью поляроидной пленки на синхротроне «Пахра»<sup>23</sup> ( $\theta_m = 1$ ), показаны на рис. 15. Параллельный компонент ОИ (рис. 15, а) имеет два максимума, расположенных вблизи вертикальной плос-

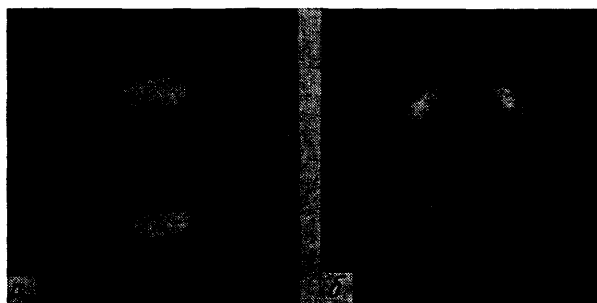


Рис. 15. Угловое распределение поляризации первой гармоники ОИ:  $E = 163$  МэВ,  $\lambda = 3850$  Å<sup>23</sup>.  
а —  $\parallel$ -компонента  
б —  $\perp$ -компонента

кости (дипольное распределение), а в угловом распределении перпендикулярной компоненты ОИ (рис. 15, б) выделяются четыре симметричных максимума (квадрупольное распределение).

Видно, что наблюдаемая картина углового распределения в первой гармонике ОИ тождественна теоретически ожидаемому мгновенному угловому распределению ОИ.

Угловое распределение компонент поляризации гармоник ОИ при  $p_{\perp} = 1,1$  наблюдалось на синхротроне «Сириус»<sup>29</sup>. Показано, что распределение компонент поляризации первой гармоники ( $E = 473$  МэВ,  $\lambda_{\Phi} = 5000$  Å,  $\theta = 1,74$ ) обладает такими же свойствами, как и в дипольном случае ( $p_{\perp} \ll 1$ ). При меньших энергиях электронов ( $E = 162$ — $215$  МэВ) появляется излучение второй гармоники. В угловом распределении ее параллельной компоненты наблюдается два максимума, а в распределении перпендикулярной компоненты — шесть. Наличие четного числа максимумов в азимутальном распределении обеих компонент излучения характерно и для более высоких гармоник (см. п. 4). Отметим, что эти угловые распределения излучения напоминают конфигурацию поперечных мод газоразрядных лазеров (см., например,<sup>147</sup>).

В работе <sup>148</sup> измерены спектры компонент поляризации основной гармоники ОИ ( $p_{\perp} = 1,05$ ). Показано, что спектр параллельной компоненты близок по форме к полному спектру излучения. Спектр перпендикулярной компоненты представляет собой плавную кривую с небольшим максимумом, лежащим при

$$\frac{\lambda}{\lambda_m} \left( 1 + \frac{p_{\perp}^2}{2} \right) \sim 0,3.$$

Отношение максимумов спектров этих компонент составляет  $\approx 5,7$ .

Экспериментальное исследование поляризационных характеристик излучения электронов в спиральном ондуляторе выполнено на накопителе ВЭПП-2М в области мягкого рентгена <sup>149</sup>. Результаты измерений свидетельствуют о высокой степени циркулярной поляризации ОИ.

7.3. Спектральное распределение. Ондуляторное излучение обладает той характерной особенностью, что его спектральные свойства зависят от угла наблюдения. Спектр излучения, распространяющегося вдоль оси ондулятора, где интенсивность излучения наибольшая, исследовался в работах <sup>25,26,28-37,137</sup>. Использовалась круглая диафрагма, расположенная на продолжении оси ондулятора.

В работах <sup>25,26</sup>, выполненных при энергии электронов  $E = 143,3$  МэВ, угловой размер диафрагмы был выбран оптимальным (5.5) и составлял  $\Delta\theta_d = 0,8$  мрад ( $\Delta\theta_d = K^{-1/2} = 0,22$ ). Полученные экспериментальные результаты приведены на рис. 16, где они изображены точками.

Результаты теоретического расчета, выполненного для параллельного пучка электронов, показаны на этом же рисунке пунктирной кривой. Справа от максимума экспериментальные точки отклоняются от этой кривой в сторону более длинных волн. В расчеты были внесены поправки на угловой разброс электронного пучка ( $\sigma_e = 0,44$  мрад). С учетом этих поправок пунктирная кривая трансформируется в сплошную кривую, которая хорошо совпадает с данными эксперимента.

Полуширина измеренного спектра составляет  $\sim 8\%$ , тогда как для параллельного пучка она составила бы  $5\%$ . Максимум спектрального распределения приходится на длину волны  $\lambda = 2610$  Å. Для бесконечно малой диафрагмы ( $\Delta\theta_d \ll K^{-1/2}$ ) этот максимум должен бы приходиться на длину волны  $\lambda_m = 2534$  Å. Смещение максимума вызвано конечным размером используемой диафрагмы. В описываемых опытах использовался спектрограф ИСП-28. Положение максимума спектра измерялось с точностью  $\sim 1\%$ . Измерения, выполненные при фиксированной энергии электронов с помощью обычных спектральных приборов, позволили с хорошей точностью определить форму спектрального распределения излучения.

В работах <sup>28,29</sup> использовался способ измерения спектрального распределения, основанный на универсальной зависимости спектра от величины  $u = 2\gamma^2\lambda/\lambda_0$ . Широкий диапазон изменения  $U$  при фиксированной длине

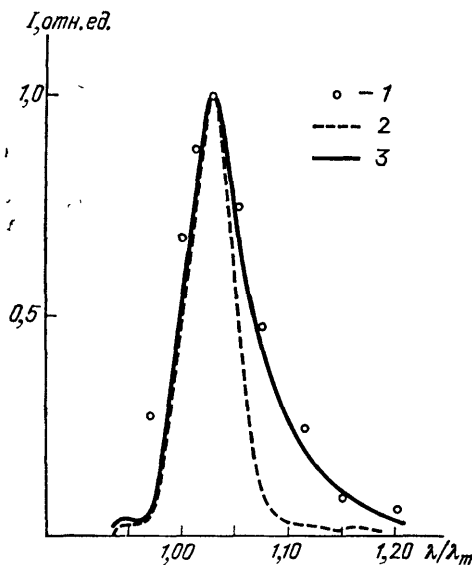


Рис. 16. Спектральное распределение первой гармоники ОИ при  $E = 143,3$  МэВ,  $\Delta\theta_d = 0,225$ . 1 — эксперимент, 2 — расчет для параллельного пучка, 3 — кривая — расчет для пучка с  $\sigma_e = 0,44$  мрад



волны ( $\lambda_{\Phi} = 5000 \text{ \AA}$ ) достигался путем изменения энергии электронов. Следует, однако, заметить, что такие измерения требуют введения поправок, учитывающих зависимость от энергии электронов углового разброса пучка и доли излучения, пропускаемого диафрагмой (5.4), что не всегда легко сделать.

В этих экспериментах найдено, что в соответствии с теорией<sup>17,57</sup> наибольшее значение амплитуды спектра наблюдается при  $p_{\perp} = 1,1-1,3$  (оптимальное поле ондулятора). Здесь также наблюдалось уширение спектральной линии в сторону длинных волн, обусловленное влиянием углового разброса частиц в пучке. Угловые размеры диафрагмы составляли  $\Delta\theta_d \ll K^{-1/2}$ .

На электронных накопительных кольцах измерения спектрального распределения ОИ в оптическом диапазоне длин волн при сравнительно низких энергиях электронов выполнены в<sup>30,33,35</sup>. Вследствие малой угловой расходимости пучка электронов ширины линий, измеренные в этих опытах, оказались близкими к теоретически ожидаемым для параллельных пучков.

При повышении энергии электронов спектр излучения перемещается в ВУФ-область. Вследствие возрастания направленности излучения и увеличения углового разброса пучка при измерениях профиля спектральной линии основной гармоники излучения наблюдается некоторое отклонение от расчета, выполненного в одночастичном приближении<sup>36-38</sup>.

Измерения абсолютной спектральной интенсивности ОИ в мягкой рентгеновской области и в области вакуумного ультрафиолета с помощью ионизационных камер, наполненных инертным газом, выполнены на накопителе ВЭПП-2М<sup>137</sup> и Фотонной фабрике (Япония)<sup>36,37</sup>. В<sup>36</sup> при поле ондулятора  $p_{\perp} = 0,47$ ,  $\gamma = 743,6$ , ( $\lambda_0 = 4 \text{ см}$ ,  $K = 19$ ) поток фотонов с длиной волны  $\lambda = 400 \text{ \AA}$  оказался равным  $N_{\lambda} = 6,6 \cdot 10^{11} \text{ фотон/с} \cdot \text{мА} \cdot \text{мрад}^2 \cdot 1\%$ . Примерно такой же поток фотонов получен в<sup>137</sup> на длине волны  $\lambda = 133 \text{ \AA}$  при  $p_{\perp} = 0,24$ ,  $\gamma = 998$  ( $\lambda_0 = 2,4 \text{ см}$ ,  $K = 10$ ). Значительно более высокая спектральная плотность излучения  $N_{\lambda} \lesssim 10^{14} \text{ фотон/с} \cdot \text{мА} \cdot \text{мрад}^2 \cdot 1\%$ , получена в<sup>37</sup> на длине волны  $\lambda \sim 28 \text{ \AA}$  ( $\hbar\omega \sim 450 \text{ эВ}$ ) в ондуляторе с  $\lambda_0 = 6 \text{ см}$ ,  $K = 60$ ,  $p_{\perp} \approx 1$  при  $\gamma = 4900$ . Отметим, что эта величина была бы примерно на два порядка выше, если бы пучок имел пренебрежимо малый эмиттанс.

Таким образом, интенсивность излучения, получаемого на ондуляторе, на один-два порядка превышает соответствующую интенсивность СИ, получаемую на аналогичных установках (см., например,<sup>5</sup>).

В идеальном случае (при отсутствии в пучке углового разброса) в направлении пучка электронов в плоском ондуляторе наблюдатель имеет дело только с нечетными гармониками. При наличии у пучка некоторого углового разброса вдоль оси ондулятора могут излучаться и четные гармоники, что и наблюдалось в упомянутых выше работах<sup>29,36,137</sup> (вторая гармоника).

Спектральное распределение полной (проинтегрированной по всем углам) интенсивности ОИ при полях, близких к оптимальным, исследовалась в<sup>27,148</sup>. Наблюдаемое распределение весьма близко по форме к расчетным кривым, приведенным на рис. 7, а. Отличие сводится в основном к сглаженной форме пиков, что обусловлено конечной длиной ондулятора, который в рассматриваемых опытах имел только 5 элементов периодичности. Форма интегрального спектра ОИ в рентгеновской области ( $\hbar\omega = 1-7 \text{ кэВ}$ ) при  $p_{\perp} = 0,3-1,35$  и  $E = 3 \text{ ГэВ}$  и в ВУФ-области: ( $\hbar\omega = 20-200 \text{ эВ}$ ) при  $p_{\perp} = 6,41$  и  $E = 3,7 \text{ ГэВ}$  измерена в работах<sup>32</sup>, где также наблюдается квазилинейчатый характер спектра излучения.

Подводя итог, интересно отметить, что наблюдаемая в экспериментах на ондуляторах форма интегрального спектра излучения имеет много общего со спектрами излучения ультрарелятивистских позитронов, возникающего при их каналировании в кристаллах<sup>70,71,150,151</sup>. Амплитуда первой гармоники излучения при некоторой (оптимальной) энергии частиц достигает максимальной величины<sup>151</sup>. Этого и следовало ожидать, поскольку в том и другом

случае мы имеем дело с периодическим движением быстрых заряженных частиц<sup>57</sup>.

7.4. Пространственная когерентность ОИ. Волны по выходе из ондулятора обладают свойством пространственной когерентности. Впервые на это явление было указано в работе<sup>104</sup>.

Последующее экспериментальное подтверждение было сделано на накопителе ВЭПП-2М<sup>137</sup>. В этой работе на длине волны  $\lambda = 130 \text{ \AA}$  при энергии электронов  $E = 0,51 \text{ ГэВ}$  и поперечных размерах пучка  $\sim 0,06 \times 0,02 \text{ см}^2$  наблюдалась интерференция ОИ, проходящего через два отверстия диаметром  $\sim 6 \text{ мкм}$  в кремниевой мембране толщиной  $\sim 2 \text{ мкм}$ . Мембрана располагалась на расстоянии 520 см от ондулятора. Этими опытами был определен угол  $\theta_{\text{ког}}$ , ограничивающий область пространственной когерентности ОИ, оказавшийся в хорошем согласии с величиной, определяемой формулой (5.14).

7.5. Когерентное ОИ. В настоящее время в ряде лабораторий ведутся работы по созданию генераторов когерентного ондуляторного излучения в оптической области спектра (ЛСЭ). Результаты этих работ частично отражены в предшествующих параграфах настоящей главы.

В работе<sup>139</sup> исследовались свойства спонтанного излучения в оптическом клистроне. Здесь каждый из двух ондуляторов оптического клистрона имел три периода длиной по 10 см, а амплитуда магнитного поля каждого из ондуляторов составляла  $H_m \approx 3 \text{ кЭ}$  ( $p_{\perp} = 2,8$ ). Дисперсионная секция имела длину  $d = 34 \text{ см}$ , а магнитное поле в ней составляло  $H_d \approx 5,7 \text{ кЭ}$  ( $p_{\perp d} = 19,5$ ).

На этом оптическом клистроне получено спонтанное излучение, лежащее в видимой области спектра. Участок спектра, измеренный при энергии электронов  $E = 350 \text{ МэВ}$ , показан на рис. 17, а. Спектр состоит из узких спектральных линий с относительной шириной каждой из них  $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/170$ ,

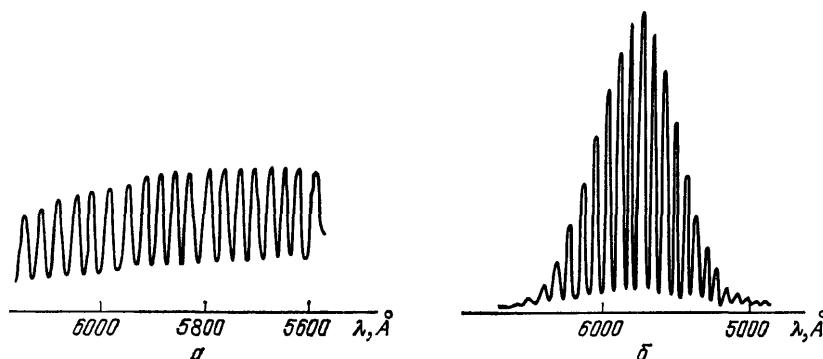


Рис. 17. Участок спектра спонтанного излучения электронов в оптическом клистроне. а —  $E = 350 \text{ МэВ}$ <sup>139</sup>. б —  $E = 240 \text{ МэВ}$ <sup>139</sup>

что удовлетворительно согласуется с оценками эффективного числа периодов такого оптического клистрона (5.20)  $K_{\text{ок}} \approx 150$ .

С целью улучшения характеристик излучения там же был создан новый оптический клистрон<sup>152</sup> с эффективным числом элементов периодичности  $K_{\text{ок}} \approx 290$ .

Измеренный коэффициент усиления составил 1,5%. В обычных же ондуляторах на накопителях коэффициент усиления<sup>33,35</sup> имеет величину порядка нескольких единиц на  $10^{-4}$ .

Генерация когерентного ОИ была получена с помощью оптического клистрона на накопителе АСО<sup>138</sup>. Оптический клистрон был создан путем замены трех центральных периодов на трехполюсную дисперсионную секцию в ондуляторе, состоящем из 17 элементов периодичности (см. табл. II). Число-

$K_d$  (см. (5.20)) определялось по результатам измерений спектра спонтанного ОИ. При энергии электронов  $E = 240$  МэВ и  $p_{\perp} = 2,1$  оно оказалось равным 65 (см. рис. 17, б), в то время как теория предсказывает величину  $K_d = 68$ <sup>35</sup>. Ширина огибающей спектра соответствует  $K = 8,1$ . С уменьшением энергии электронов и соответствующим уменьшением поля ондулятора, требуемым для сохранения длины волны ( $\lambda = 6328$  Å) величина  $K_d$  увеличивается (см. (5.20)) и при  $E = 150$  МэВ составляет  $K_d = 84$ .

В режиме генерации использовался резонатор длиной 5,6 м, состоящий из двух сферических зеркал с радиусом кривизны 3 м и коэффициентом отражения в диапазоне длин волн 6200–6800 Å, равным 99,965 %. Максимальная генерация была получена на длине волны  $\lambda \sim 6500$  Å (участок максимальной крутизны спектра спонтанного излучения (см. п. 5)<sup>138</sup>). При энергии электронов  $E = 166$  МэВ,  $p_{\perp} = 1,1 \div 1,2$  и токе пучка  $J = 50$  мА средняя мощность выведенного когерентного излучения составляла  $\sim 75$  мВт, что соответствует  $\sim 60$  мВт в импульсе длительностью порядка 1 нс. Импульсная мощность, накопленная в резонаторе, составила  $\sim 2$  кВт. Интересно отметить, что средняя мощность когерентного излучения составляет  $2,4 \cdot 10^{-5}$  от полной мощности СИ электронного пучка той же энергии и тока.

Наряду с созданием оптических генераторов когерентного ОИ на накопителях интенсивно ведутся поиски новых способов повышения эффективности ЛСЭ на линейных электронных ускорителях<sup>49,133–135</sup>. Недавно в Стэнфорде на сверхпроводящем линейном ускорителе (энергия электронов.  $E = 66$  МэВ, ток пучка  $J = 0,5\text{--}2,5$  А, энергетический разброс  $\Delta\gamma/\gamma \sim 0,03\%$ , эмиттанс  $\sim 0,15 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ ) получена генерация когерентного ОИ на длине волны  $\lambda = 1,57$  мкм<sup>135</sup>. В этой работе использовался «многокомпонентный» ондулятор, состоящий из двух обычных ондуляторов ( $K = 5^{1/2} + 15$ ), расположенных по краям генератора, и основного «переменного» ондулятора ( $K = 90$ ), размещенного после дисперсионной секции перед последним ондулятором (см. п. 6). Ондулятор собран из постоянных магнитов  $\text{SmCo}_5$  и имеет период  $\lambda_0 = 3,6$  см, полное число элементов периодичности  $K = 131$ . Максимальное значение поля  $H_m = 2,9$  кЭ ( $p_{\perp} \approx 0,98$ ). Уменьшение магнитного поля  $H_m$  «переменного» ондулятора достигается путем постепенного увеличения его зазора. В описываемых экспериментах максимальное значение  $\delta_h$  на выходе ондулятора достигало  $\sim 0,02$ .

Исследовалась форма спектральной линии спонтанного излучения. При  $\delta_h = 0,01$  ширина линии на полувысоте составляла  $\Delta\lambda/\lambda \sim 3\%$ , что более чем втрое превышает величину  $1/K$ . Линия имеет несимметричную форму, напоминающую кривую, приведенную на рис. 16 (см. также<sup>152</sup>).

В режиме генерации использовался оптический резонатор длиной 12,68 м, состоящий из сферических зеркал с радиусом кривизны 7,5 м и коэффициентом отражения на длине волны  $\lambda = 1,6$  мкм, равным 99,84 %. При  $\delta_h \sim 0,01\text{--}0,02$  в этом эксперименте существенно увеличена эффективность генерации (КПД) от  $\eta = 0,4\%$  при  $\delta_h = 0$  до  $\eta = 1,1\text{--}1,2\%$ . Наряду с основной в этих опытах наблюдалась также генерация на второй (0,8 мкм) и третьей (0,52 мкм) гармониках. В режиме, далеком от насыщения, получен коэффициент усиления  $\sim 7\%$  за проход.

Генерация излучения в далекой инфракрасной области спектра ( $\lambda = 400$  мкм) получена на ЛСЭ с восстановлением (рекуперацией) энергии ( $\geq 90\%$ ) электронного пучка<sup>163</sup>. Источником электронов служил электростатический ускоритель Ван-де-Граафа на энергию 3 МэВ. Ондулятор на постоянных магнитах имел период  $\lambda_0 = 3,6$  см и полную длину  $L = 715$  см. Поле на оси ондулятора  $H_m = 460$  Э. Достигнута пиковая мощность излучения 10 кВт в импульсе длительностью 50 мкс.

**7.6. Ондуляторное излучение протонов и антипротонов.** В последнее время в связи с созданием протонных ускорителей на сверхвысокие энергии (сотни ГэВ) выяснилось, что для определения

важных геометрических параметров пучков может быть использовано магнитотормозное излучение протонов. Очевидно, что использование синхротронного излучения здесь не очень эффективно, поскольку даже при столь высоких энергиях оно лежит в далекой инфракрасной области спектра, где регистрация излучения весьма затруднена.

Однако, используя ондулятор, можно получить излучение протонов, лежащее в более коротковолновой области спектра, поддающейся измерению<sup>154,155</sup>. Это впервые было осуществлено на протонных и антипротонных пучках коллайдера в ЦЕРНе<sup>156</sup>. Используемый для этих целей плоский магнитный ондулятор имел следующие параметры: максимальное магнитное поле  $H_m \approx 3,6$  кЭ, период  $\lambda_0 = 8,8$  см; число периодов  $K = 5$ . Параметр поля такого ондулятора для протонов составлял  $p_{\perp} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$ .

Достаточно высокая интенсивность ондуляторного излучения пучков протонов ( $N_p = 5 \cdot 10^{11}$ ) и антипротонов ( $N_{\bar{p}} = 5 \cdot 10^9$ ) с энергией 270 ГэВ позволила выполнить измерения профиля пучков частиц с пространственным разрешением  $\sim 0,1 \div 0,2$  мм при характерных размерах пучков 2—3 мм. В рассматриваемой работе попутно были выполнены измерения спектрально-угловых характеристик излучения протонов в диапазоне длин волн  $\lambda = 5000\text{—}6000$  Å. Как и следовало ожидать, полученные результаты оказались в хорошем согласии с данными теоретических расчетов.

**8. Заключение.** В настоящее время источники ОИ находят практическое применение при исследованиях в вакуумном ультрафиолете и более жестких областях спектра, где ощущается нехватка интенсивных перестраиваемых источников электромагнитного излучения. Уже имеются интересные результаты их применения в исследованиях по рентгено-флуоресцентному элементному анализу, ядерной спектроскопии, медицинской диагностике, спектроскопии в ВУФ<sup>157,158</sup>.

Нет сомнения, что в ближайшее время их использование станет более широким. Так, например, во всех реализуемых и разрабатываемых к настоящему времени проектах специализированных источников СИ ондулятор становится существенным элементом. Наличие на крупнейших протонных синхротронах интенсивных пучков моноэнергетических электронов высокой энергии (в десятки и сотни гигаэлектронвольт) и создание в недалеком будущем встречных электрон-позитронных пучков с энергией до 100 ГэВ позволит при их торможении в ондуляторе осуществить генерацию интенсивных потоков поляризованных квазимонохроматических фотонов высокой энергии (порядка нескольких мегаэлектронвольт и выше; см. табл. II<sup>93,122,159</sup>). Такие фотоны представляют самостоятельный интерес для получения поляризованных электронов и позитронов на линейных встречных электрон-позитронных пучках (ВЛЭПП)<sup>159,160</sup> и для исследований в области фотоядерной физики и физики высоких энергий.

Используя излучение спирального ондулятора, установленного в электрон-позитронном коллайдере, можно получить потоки монохроматических циркулярно поляризованных фотонов, возникающие при комптоновском рассеянии ондуляторного излучения одного из пучков на встречном пучке<sup>161</sup>. Энергии таких фотонов будут близки к энергии сталкивающихся частиц. По их угловому распределению можно судить о поляризации электрон-позитронных пучков<sup>162</sup>.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность К. А. Беловинцеву, Е. Г. Бессонову, Б. М. Болотовскому и В. Л. Гинзбургу, просмотревшим рукопись и сделавшим ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- <sup>1</sup> Синхротронное излучение в исследовании твердых тел: Сб. статей.— М.: Мир, 1970.
- <sup>2</sup> Годвин Р.//УФН. 1970. Т. 101. С. 493.
- <sup>3</sup> Якименко М. Н.//УФН. 1974. Т. 144. С. 55.

- <sup>4</sup> Капица С. П. // Вестн. АН СССР. 1975. № 8. С. 28.
- <sup>5</sup> Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н. // УФН. 1977. Т. 122. С. 309.
- <sup>6</sup> Synchrotron Radiation Research/Ed. by H. Winick, S. Doniach.— New York; London: Plenum, 1980.
- <sup>7</sup> Синхротронное излучение: Свойства и применения: Сб. статей/Под ред. К. Кунца: Пер. с нем.— М.: Мир, 1981.
- <sup>8</sup> Тернов И. М., Михайлин В. В. Синхротронное излучение: Теория и эксперимент.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
- <sup>9</sup> Гинзбург В. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1947. Т. 11. С. 165.
- <sup>10</sup> Motz H. // J. App. Phys. 1951. V. 22. P. 547; перевод: // <sup>12</sup>— С. 194.
- <sup>11</sup> Motz H., Thon W., Witerhurst R. N. // Ibidem. 1953. V. 24. P. 856; перевод: // <sup>12</sup>— С. 317.
- <sup>12</sup> Миллиметровые и субмиллиметровые волны: Сб. статей: Пер. с англ.— М.: ИЛ, 1959.
- <sup>13</sup> Гришаев И. А., Мякота В. И., Колосов В. И. и др. // ДАН СССР. 1960. Т. 131. С. 61.
- <sup>14</sup> Алиханян А. И., Есин С. К., Испарян К. А. и др. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 142.
- <sup>15</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1921.
- <sup>16</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Беловинцев К. А. и др. // Труды 3-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.— М.: Наука, 1973.— Т. 1. С. 39.
- <sup>17</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. // Тр. ФИАН СССР. 1975. Т. 80. С. 100.
- <sup>18</sup> Alferov D. F., Bashmakov Yu. A., Belovintsev K. A., Bessonov E. G., Cherenkov P. A. // Part. Acceler. 1979. V. 9. P. 223.
- <sup>19</sup> Тернов И. М., Халилов В. Р., Багров В. Г., Никитин М. М. // Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1980. № 2. С. 5.
- <sup>20</sup> Korkhmazian N. A. // Rad. Eff. 1981. V. 56. P. 33.
- <sup>21</sup> Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1348.
- <sup>22</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Беловинцев К. А., Бессонов Е. Г., Черенков П. А. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 525.
- <sup>23</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Беловинцев К. А., Бессонов Е. Г., Черенков П. А. // УФН. 1979. Т. 128. С. 177.
- <sup>24</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Черенков П. А. // ДАН СССР. 1980. Т. 251. С. 1106.
- <sup>25</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Лерман А. С., Лившиц А. Н., Михайлин В. В., Черенков П. А. // ДАН СССР. 1981. Т. 256. С. 574.
- <sup>26</sup> Alferov D. F., Bashmakov Yu. A., Cherenkov P. A. // Rad. Eff. 1981. V. 56. P. 47.
- <sup>27</sup> Диденко А. Н., Кожевников А. В., Медведев А. Ф., Никитин М. М. // Письма ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 699.
- <sup>28</sup> Диденко А. Н., Кожевников А. В., Медведев А. Ф., Никитин М. М., Эпп В. Я. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1919.
- <sup>29</sup> Никитин М. М., Медведев А. Ф., Моисеев М. Б. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 584, 592.
- <sup>30</sup> Vinokurov N. A., Gluskin E. S., Kornukhin G. A., Kochubei V. A., Kulipanov G. N., Mezentsev N. A., Pindiurin V. F., Skrinisky A. N., Khorev V. M. // Nucl. Instr. and Meth. 1980. V. 177. P. 239.
- <sup>31</sup> Winick H., Brown G., Halbach K., Harris J. // Phys. Today. 1981. V. 34, No. 5. P. 50.
- <sup>32</sup> Winick H., Boyce R., Brown G. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 208. P. 127.
- <sup>33</sup> Barbini R., Vignola G., Trillo S. et al. Preprint presented to the «Colloque Intern. sur les Lasers a Electrons Libres». Bendor, France, Sept. 26 — Oct. 1, 1982.
- <sup>34</sup> Farge Y. // App. Opt. 1980. V. 19. P. 4021.
- <sup>35</sup> Billardon M., Deacon D. A. G., Elleaume P. et al. // J. de Phys. 1983. T. 44. P. C1-29.
- <sup>36</sup> Maezawa H., Mitani S., Suzuki K. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 208. P. 151.
- <sup>37</sup> Maezawa H., Suzuki Y., Kitamura H. et al. // App. Opt. 1986. V. 25. P. 3260.
- <sup>38</sup> Gürtler P. // Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1986. V. 246. P. 91.
- <sup>39</sup> Deacon D. A. G., Elias L. R., Madey J. M. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 892.
- <sup>40</sup> Benson S., Deacon D. A. G., Eckstein J. N. et al. // Ibidem. 1982. V. 48. P. 235.

- <sup>41</sup> Pellegrini C.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. V. NS-26. P. 3791.
- <sup>42</sup> Motz H.//Contem. Phys. 1979. V. 20. P. 547.
- <sup>43</sup> Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 930.
- <sup>44</sup> Ванштейн Л. А.//ЖТФ. 1979. С. 1129.
- <sup>45</sup> Варфоломеев А. А. Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития.—М.: ИАЭ, 1980.
- <sup>46</sup> Федоров М. В.//УФН. 1981. Т. 135. С. 213.
- <sup>47</sup> Диденко А. Н., Кожевников А. В.//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1983. № 3. С. 12.
- <sup>48</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Беловинцев К. А., Бессонов Е. Г., Серов А. В., Черенков П. А.//ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 270.
- <sup>49</sup> Генераторы когерентного излучения на свободных электронах: Сб. статей/Пер. с англ. Под ред. А. А. Рухадзе.—М.: Мир, 1983.
- <sup>50</sup> Лебедев А. Н.//Природа. 1984. № 9. С. 28.
- <sup>51</sup> Спрэнгл Ф., Коффи Т.//УФН. 1985. Т. 146. С. 303.
- <sup>52</sup> Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля — М.: Наука, 1967.
- <sup>53</sup> Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика.— М.: Наука, 1975.
- <sup>54</sup> Джексон Дж. Классическая электродинамика.—М.: Мир, 1965.
- <sup>55</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР. 1972. № 8. С. 47.
- <sup>56</sup> Корхмазян Н. А.//ИЗВ. АН АрмССР. Сер. «Физика». 1972. Т. 7. С. 114.
- <sup>57</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1973. Т. 43, С. 2126.
- <sup>58</sup> Schott G. A. Electromagnetic Radiation.— Cambridge: Univ. Press, 1912.
- <sup>59</sup> Матвеев А. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1951. № 10. С. 33.
- <sup>60</sup> Корхмазян Н. А.//ИЗВ. АрмССР. Сер. «Физика». 1970. Т. 5. С. 287.
- <sup>61</sup> Sarachik E. S., Schappert G. T.//Phys. Rev. 1970. V. 1. P. 2738.
- <sup>62</sup> Combe R., Feix M.//C. R. Ac. Sci., Paris. 1953. Т. 237. P. 1318; перевод://<sup>12</sup>. — С. 340.
- <sup>63</sup> Bashmakov Yu. A., Bessonov E. G.//Rad. Eff. 1982. V. 66. P. 85.
- <sup>64</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Препринт ФИАН СССР № 23.— Москва, 1972.
- <sup>65</sup> Levush B., Antonsen T. M., Jr., Manheimer W. M.//J. App. Phys. 1986. V. 60. P. 1584.
- <sup>66</sup> Зарецкий Д. Ф., Нерсесов Э. А., Оганесян К. Б., Федоров М. В.//КЭ. 1986. Т. 13. С. 685.
- <sup>67</sup> Бенфорд А. Транспортировка пучков заряженных частиц.— М.: Атомиздат, 1969.
- <sup>68</sup> Линхард И.//УФН. 1969. Т. 99. С. 249.
- <sup>69</sup> Кумахов М. А.//ДАН СССР. 1976. Т. 230. С. 1077.
- <sup>70</sup> Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф.//УФН. 1982. Т. 137. С. 561.
- <sup>71</sup> Базылев В. А., Жеваго Н. К.//Ibidem. С. 605.
- <sup>72</sup> Байер В. Н., Катков В. Н., Страховенко В. М.//ДАН СССР. 1984. Т. 275. С. 1369.
- <sup>73</sup> Барышевский В. Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях.— Минск: Изд-во Бел. ун-та, 1982.
- <sup>74</sup> Калашников Н. П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристалле.— М.: Атомиздат. 1981.
- <sup>75</sup> Palmer R. B.//J. App. Phys. 1972. V. 43. P. 3014.
- <sup>76</sup> Blewett J., Chasman R.//Ibidem. 1977. V. 48. P. 2692.
- <sup>77</sup> Eberly J. H.//Progress in Optics/Ed. by E. Wolf.—Amsterdam: North-Holland, 1967.—V. 7. P. 359.
- <sup>78</sup> Байер В. Н., Катков В. Н., Страховенко В. М.//ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 2121.
- <sup>79</sup> Никишов А. И., Ритус В. И.//Тр. ФИАН СССР. 1979. Т. 111. С. 5, 152.
- <sup>80</sup> Gemell D. S.//Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. P. 129.
- <sup>81</sup> Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей.— М.: Физматгиз, 1962.
- <sup>82</sup> Байер В. Н., Катков В. Н., Страховенко В. М.//ДАН СССР. 1979. Т. 246. С. 1347.
- <sup>83</sup> Hofman A.//Nucl. Inst. and Meth. 1978. V. 151. P. 17.
- <sup>84</sup> Coisson R., Guiducci S., Preger M. A.//Ibidem. 1982. V. 201. P. 3.
- <sup>85</sup> Тер-Микаэлян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.— Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.
- <sup>86</sup> Павленко Ю. Г., Петухов В. И., Мусса А. Х.//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1973. № 10. С. 88.

- <sup>87</sup> Башмаков Ю. А. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— М.: ФИАН СССР, 1979.
- <sup>88</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//Труды 6-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1978.— Дубна: ОИЯИ, 1979.— Т. 2. С. 216.
- <sup>89</sup> Моисеев М. Б., Никитин М. М., Эпп В. Я.//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1981. Т. 34. С. 95.
- <sup>90</sup> Мусса А. Х., Павленко Ю. Г., Петухов В. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. «Физика, астрономия». 1974. № 3. С. 335.
- <sup>91</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 2392.
- <sup>92</sup> Kincaid B.//J. App. Phys. 1977. V. 48. P. 2684.
- <sup>93</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г., Говорков Б. Б.//ЯФ, 1978. Т. 27. С. 971; Тр. ФИАН СССР. 1983. Т. 147. С. 27.
- <sup>94</sup> European Synchrotron Radiation Facility. Supplement II: The Machine/Ed. by D. Y. Thompson, M. W. Poole.— Strasbourg, ESF, 1979.
- <sup>95</sup> Krinsky S.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. V. NS-30. P. 3078.
- <sup>96</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А.//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 829, 1090.
- <sup>97</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А.//Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.— Дубна: ОИЯИ, 1981.— Т. 2. С. 130.
- <sup>98</sup> Poole M. W., Walker R. P.//Nucl. Instr. and Meth. 1980. V. 176. P. 487.
- <sup>99</sup> Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 2361.
- <sup>100</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 1592, 1598.
- <sup>101</sup> Техника субмиллиметровых волн/Под ред. Р. А. Валитова.— М.: Сов. радио, 1969.
- <sup>102</sup> Ораевский А. Н.//КЭ. 1980. Т. 7. С. 495.
- <sup>103</sup> Корхмазян Н. А., Геворгян Л. А., Петросян М. П.//ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1583.
- <sup>104</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Препринт ФИАН СССР. № 234.—Москва, 1978.
- <sup>105</sup> Коломенский А. А., Лебедев А. Н.//КЭ. 1978. Т. 5. С. 1543.
- <sup>106</sup> Madey J. M. J.//J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 1906.
- <sup>107</sup> Madey J. M. J.//Nuovo Cimento. Ser. B. 1979. V. 50. P. 64.
- <sup>108</sup> Бессонов Е. Г. Препринт ФИАН СССР № 289.—Москва, 1983.
- <sup>109</sup> Эйштейн А. Собрание научных трудов.— М.: Наука, 1966.— Т. 3. С. 386.
- <sup>110</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 1926.
- <sup>111</sup> Bair V. N., Milstein A. I.//Phys. Lett. Ser. A. 1978. V. 65. P. 319.
- <sup>112</sup> Алферов Д. Ф., Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 777.
- <sup>113</sup> Бессонов Е. Г., Серов А. В.//ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 383.
- <sup>114</sup> Кондратенко А. М., Салдин Е. Л.//ДАН СССР. 1979. Т. 249. С. 843.
- <sup>115</sup> Chan Y. W.//Phys. Lett. Ser. A. 1980. V. 76. P. 25.
- <sup>116</sup> Винокуров Н. А., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-59.— Новосибирск, 1977.
- <sup>117</sup> Colson W. B., Freedman R. A.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 27. P. 1399.
- <sup>118</sup> Elias L. R.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 16. P. 977.
- <sup>119</sup> Pellegrini C.//Nucl. Instr. and Meth. 1980. V. 177. P. 227.
- <sup>120</sup> Deacon D. A.//Ibidem. 1983. V. 208. P. 171.
- <sup>121</sup> Korchuganov V. N., Kulipanov G. N., Mezentsev N. A., Skrin-sky A. N., Vinokurov N. A.//Ibidem. P. 11.
- <sup>122</sup> Hofmann A.//Phys. Rep. 1980. V. 64. P. 253.
- <sup>123</sup> Алферов Д. Ф. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— ФИАН СССР " 1979
- <sup>124</sup> Poole M. W., Walker R. P. Preprint DL/SCI/P283A.— Daresbury, 1981.
- <sup>125</sup> Halbach K.//Nucl. Instr. and Meth. 1980. V. 169. P. 1.
- <sup>126</sup> Brown G., Winick H., Eisenberger P.//Ibidem. 1983. V. 204. P. 543.
- <sup>127</sup> Fan M. W., Poole M. W., Walker R. P. Preprint DL/SCI/TM30A.— Daresbury, 1981.
- <sup>128</sup> Братман В. Л., Генкин Г. М., Зильберберг В. В.//Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 970.
- <sup>129</sup> Алексеев В. И., Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А. и др. Препринт ФИАН СССР № 186.—Москва, 1983.
- <sup>130</sup> Бессонов Е. Г. Препринт ФИАН СССР № 18.— Москва, 1982.
- <sup>131</sup> Медведев А. Ф., Никитин М. М.//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1978. № 9. С. 87.
- <sup>132</sup> Coisson R.//Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 108. P. 185.
- <sup>133</sup> Grossman W. M., Slater J. M., Quimby D. C. et al.//App. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 745.

- <sup>134</sup> Boyer K., Brau C. A., Newman B. E. et al.//IEEE Trans. Nucl. Sci, 1983. V. NS-30. P. 3076.
- <sup>136</sup> Edinoffe r J. A., Neil G. R., Hess C. E. et al.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 344.
- <sup>136</sup> Granatstein V. L., Destler W. W., Mayergoyz I. O.//App. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 643.
- <sup>137</sup> Глузский Е. С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-145.— Новосибирск, 1983.
- <sup>138</sup> Billardon M., Elleaume P., Ortega J. M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1652.
- <sup>139</sup> Винокуров Н. А., Скринский А. К.//Релятивистская высокочастотная электроника/Под ред. А. В. Гапонова-Грехова.— Горький: ИПФ АН СССР, 1981.— С. 204.
- <sup>140</sup> Никитин М. М., Медведев А. Ф., Моисеев М. Б., Эпп В. Я.// ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 763.
- <sup>141</sup> Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 15.
- <sup>142</sup> Артемьев З. Л., Мороз Е. М., Орлов В. А. и др.// Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР. 1981. № 8. С. 58.
- <sup>143</sup> Бессонов Е. Г.//ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 1368.
- <sup>144</sup> Башмаков Ю. А.//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 515.
- <sup>145</sup> Башмаков Ю. А., Карпов В. С., Яров А. С.//ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 905.
- <sup>146</sup> Медведев А. Ф., Никитин М. М., Эпп В. Я.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 359.
- <sup>147</sup> Мэйтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров.— М.:Наука, 1978.
- <sup>148</sup> Медведев А. Ф., Никитин М. М., Эпп В. Я.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 795.
- <sup>149</sup> Gluskin E. S., Garonov S. N., Gusev S. A. et al. Preprint of INP, Sib. Branch of USSR Ac. Sci. No. 83-163.— Novosibirsk, 1983.
- <sup>150</sup> Мирошниченко И. И., Мерри Д. Д., Авакян Р. О., Фигут Т. Х.// Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 786.
- <sup>151</sup> Авакян Р. О., Мирошниченко И. И., Мюррей Д., Фигут Т.// ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1825.
- <sup>152</sup> Bochmer H., Caroni M. Z., Edighoffer J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 141.
- <sup>153</sup> Elias L. R., Hu J., Ramian G.//Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1985. V. 237. P. 203.
- <sup>154</sup> Алферов Д. Ф., Бессонов Е. Г.//Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 828.
- <sup>155</sup> Coisson R.//Nucl. Instr and Meth. 1977. V. 143. P. 241.
- <sup>156</sup> Bosser J., Burnod L., Coisson R. et al.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. V. NS-30. P. 2164.
- <sup>157</sup> Анашин В. В., Барышев В. Б., Винокуров Н. А. и др.//Доклады Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения СИ-82.— Новосибирск., 1982.—С. 3.
- <sup>158</sup> Umbach E.//SSRL Report. 1982. P. VIII—131.
- <sup>159</sup> Скринский А. Н.//УФН. 1982. Т. 138. С. 3.
- <sup>160</sup> Балакин В. Е., Михайленко А. А.//<sup>97</sup>.— Т. 2. С. 302.
- <sup>161</sup> Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.//Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий.— Серпухов, 1977.— Т. 2. С. 118.
- <sup>162</sup> Кезерашвили Г. Я., Лысенко А. П., Хорев В. М., Черных Г. М., Шатунов Ю. М.//<sup>157</sup>.—С. 109.
- <sup>163</sup> Vínokurov N. A.//Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1986. V. 246. P. 105.