Дальневосточный федеральный университет

Ю.Н. Кульчин

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Учебное пособие

В двух частях

Часть 1

Владивосток

2021

УДК 620.22(075.8)

ББК 22.383я73

К90

Рецензенты:

Александр Сергеевич Самардак, проректор
по научной работе ДВФУ, д.ф.-м.н., доцент;
Роман Владимирович Ромашко, директор Института
автоматики и процессов управления ДВО РАН,
член-корреспондент РАН, д.ф.-м.н., профессор

Кульчин, Юрий Николаевич.

К90

Ускорители заряженных частиц и синхротронное излучение : учебное пособие. В двух частях. Часть 1 / Ю.Н. Кульчин ; Дальневосточный федеральный университет. – Владивосток : Издательство Дальневосточного федерального университета, 2021. – 106 с. : ил.

ISBN 978-5-7444-5133-2.

DOI <https://doi.org/10.24866/7444-5133-2>.

Основные цели данного пособия – представить в доступной форме базовые знания об ускорителях заряженных частиц и источниках синхротронного излучения, сформировать качественное представление и понимание о протекающих в них процессах. Рассмотрены основные элементы синхротронных ускорителей, встраиваемые в накопительные кольца синхротронов источники электромагнитного излучения: поворотные магниты, ондуляторы, вигглеры и лазеры на свободных электронах, а также приведены обсуждения ряда физических явлений, лежащих в основе принципов их функционирования. Рассмотрены общие принципы организации центров синхротронных исследований. На примере синхротрона НИЦ «Курчатовский институт» показаны примеры использования синхротронного излучения для изучения объектов живой и неживой природы.

Предназначено для студентов и исследователей, ставящих своей задачей повышение общего уровня образования и планирующих использование синхротронное излучение в своей работе.

УДК 620.22(075.8)

ББК 22.383я73

ISBN 978-5-7444-5132-5

ISBN 978-5-7444-5133-2 (ч. 1)

© ФГАОУ ВО ДВФУ, 2021

Оглавление

1. Движение заряженных частиц в статических электрическом и магнитном полях.....	8
1.1. Движение заряженной частицы в однородном электрическом поле.....	10
1.2. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле.....	13
1.3. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда начальная скорость перпендикулярна вектору магнитной индукции.....	15
1.4. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда ее начальная скорость направлена под углом к вектору магнитной индукции	16
1.5. Индукционное ускорение заряженных частиц	17
Вопросы для самоконтроля	19
2. Ускорители заряженных частиц.....	21
2.1. Линейный резонансный ускоритель	21
2.2. Циклические ускорители	23
2.2.1. Циклотрон.....	24
2.2.2. Синхроциклотрон	26
2.2.3. Синхротрон.....	28
2.2.4. Синхрофазотрон	30
2.2.5. Микротрон.....	30
Вопросы для самоконтроля	32
3. Излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися в вакууме.....	33
3.1. Преобразования Лоренца.....	33
3.2. Для статических электрического и магнитного полей.....	34

3.3. Для изменяющихся во времени электрического и магнитного полей	34
3.4. Электромагнитное поле равномерно и прямолинейно движущегося в вакууме заряда	38
3.5. Электромагнитное поле заряда ускоренно движущегося в вакууме	42
Вопросы для самоконтроля	50
4. Синхротронное излучение.....	52
4.1. Элементы синхротронного источника излучения	52
4.2. Излучение электрона в магнитном поле поворотного магнита накопительного кольца	57
4.3. Излучение ондулятора и вигглера	67
4.3.1. Излучение ондулятора	68
4.3.2. Излучение вигглера	73
4.3.3. Лазеры на свободных электронах	79
Вопросы для самоконтроля	86
5. Синхротронные источники излучения.....	88
5.1. Основные конструктивные элементы синхротрона	88
5.2. Экспериментальные станции синхротронных источников излучения.....	95
Вопросы для самоконтроля	102
Список литературы	103

Введение

Развитие современной науки во многом зависит от набора имеющихся инструментальных средств. Выделяют группы методов, в которых используют радиочастотное, инфракрасное, видимое, ультрафиолетовое, рентгеновское излучение (рис. 1). Для получения нужного спектрального диапазона излучения, как правило, используют специализированные источники излучения: радиочастотные генераторы, газоразрядные трубки, лазеры, рентгеновские трубки и т.п. В настоящее время значительный интерес исследователей привлекают источники синхротронного излучения, уникальность которых состоит в генерации электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне от инфракрасного до жесткого рентгеновского излучения, каждый из которых имеет большую практическую ценность. В источниках синхротронного излучения электромагнитные волны порождают релятивистские электроны, движущиеся по искривленной орбите в постоянном магнитном поле со скоростью близкой к скорости света.

Рис. 1. Шкала электромагнитных волн

Преимущества источников синхротронного излучения перед остальными источниками электромагнитных волн состоят в их унификации, а также следующих основных характеристиках их излучения: синхротронное излучение имеет широкий непрерывный спектр, излучение сильно поляризовано, возникает короткими импульсами, сильно коллимировано (его лучи распространяются узким пучком

типа света прожектора), обладает яркостью на много порядков (до 10^{20}) раз выше, чем излучение других известных источников.

Сегодня практически невозможно найти какую-либо область деятельности человека, от медицины и биологии, физики, химии, материаловедения, машиностроения, химической промышленности до гуманитарных наук, где бы синхротронное излучение не применялось с большой пользой. В частности, синхротронное излучение в рентгеновской области позволяет значительно увеличить скорость рентгеноструктурных и рентгеноспектральных измерений, что позволяет не только исследовать структуру молекул, но и наблюдать динамику процессов образования и изменения конформации молекул и кластеров, а также процессы разрыва и образования химических связей. Уже сегодня с помощью синхротронного излучения проводятся исследования таких сложных явлений, как магнитное и структурное упорядочение вблизи фазовых переходов в конденсированных средах, включая аморфные и жидкие фазы. Появление рентгеновских лазеров позволяет проводить измерения с временным разрешением порядка 10^{-15} с. Высокая интенсивность синхротронного излучения позволяет уменьшить размеры исследуемых объемов вещества до субмикронных размеров (менее 100 нм), благодаря чему становится возможным изучать свойства веществ с неомогенным составом и наноструктуры. Широкая перестройка спектра синхротронного излучения на любую длину волны значительно расширила использование методов аномальной дифракции для решения фазовой проблемы в рентгеноструктурном анализе макромолекулярных кристаллов. Уникальные поляризационные свойства и возможность получения когерентных рентгеновских лучей открывают огромные перспективы для исследования важных процессов в полимерах, таких как формирование структуры, переориентация полимерных цепочек, влияние трения, кристаллизация, нуклеация или диффузия. Еще одним новым методом исследования, появившимся с созданием способов генерации на синхротронах когерентного рентгеновского излучения, является трехмерная голография строения вещества с атомным разрешением.

Учитывая вышесказанное, в последнее время синхротронное излучение стало важнейшим инструментом исследования свойств вещества.

В связи с чем во всем мире создаются центры по использованию синхротронного излучения и строятся дорогостоящие его источники. С этой целью в России принята Федеральная научно-техническая программа развития синхротронных и нейтронных исследований на 2019–2027 годы, головной научной организацией которой определен Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт». В рамках этой программы предусмотрено формирование сетевой синхротронной и нейтронной научно-исследовательской инфраструктуры на территории Российской Федерации, включая создание уникальных синхротронных научных установок класса «мегасайенс» нового поколения, которые будут созданы в Москве, Новосибирске и на о. Русский во Владивостоке. Программа нацелена на ускоренное развитие исследований и разработок с использованием синхротронного и нейтронного излучений в различных областях науки и техники для реализации приоритетных направлений научно-технологического и инновационного развития Российской Федерации, необходимых для ответов на большие вызовы, обозначенные в Стратегии научно-технологического развития Российской Федерации. В программе также предусмотрены мероприятия по подготовке специалистов в области создания установок класса «мегасайенс», основанных на синхротронном и нейтронном излучении, и исследователей, проводящих исследования на них на мировом уровне. На создаваемых в России установках синхротронного излучения будут представлены все основные методы исследований, использующие электромагнитное излучение. Существенным организационным преимуществом этих установок будет то, что все перспективные методы и современная экспериментальная база исследования вещества будут сконцентрированы в едином центре. Это позволит проводить комбинированные исследования, привлекая широкий спектр различных методик.

Настоящее учебное пособие написано, как вводный курс, для студентов и начинающих исследователей Дальневосточного федерального университета и институтов ДВО РАН, планирующих посвятить себя использованию и развитию методов и средств изучения материальных объектов живой и неживой природы с использованием источников синхротронного излучения.

1. Движение заряженных частиц в статических электрическом и магнитном полях

При движении заряженной частицы массой m , зарядом q и скоростью $\mathbf{v}$ в электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}$ и магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}$ на нее действует сила

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (1.1)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ – векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей, соответственно (рис. 1.1).

Рис. 1.1. Схематическое изображение сил, действующих на заряженную частицу движущуюся в смешанных электрическом и магнитном полях

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (1.2)$$

При малых скоростях ($v \ll c$, где c – скорость света), масса частицы m может быть отождествлена с ее массой покоя, можно записать

$$\mathbf{F} = \frac{m d(\mathbf{v})}{dt} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (1.3)$$

Рис. 1.2. Схематическое изображение движения заряженной частицы между точками P_1 и P_2 , заданных радиус-векторами $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, в статических электрическом и магнитном полях

Пусть заряженная частица в течение интервала времени от t_1 до t_2 движется между точками P_1 и P_2 по некоторой выбранной траектории (рис. 1.2). Проинтегрируем обе части уравнения (1.3) вдоль указанной траектории:

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{m d(\mathbf{v})}{dt} d\mathbf{r} = q \int_{P_1}^{P_2} \mathbf{E} d\mathbf{r} + q \int_{P_1}^{P_2} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] d\mathbf{r}. \quad (1.4)$$

Левую часть уравнения (1.4) можно переписать в виде:

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{m d(\mathbf{v})}{dt} d\mathbf{r} = \int_{P_1}^{P_2} \frac{m d\mathbf{r}}{dt} d\mathbf{v} = \int_{P_1}^{P_2} m \mathbf{v} d\mathbf{v} = \frac{1}{2} m \mathbf{v}_2^2 - \frac{1}{2} m \mathbf{v}_1^2, \quad (1.5)$$

где $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ – скорость частицы в начале (P_1) и в конце (P_2) траектории движения частицы.

Первый член в правой части уравнения (1.4) можно представить в виде:

$$q \int_{P_1}^{P_2} \mathbf{E} d\mathbf{r} = -q \int_{P_1}^{P_2} \text{grad} U \cdot d\mathbf{r} = -q \int_{P_1}^{P_2} \nabla U \cdot d\mathbf{r} = q(U_1 - U_2), \quad (1.6)$$

где U_1 и U_2 – потенциалы электрического поля в точках P_1 и P_2 траектории движения частицы.

Второй член в правой части уравнения (1.4) равен нулю, так как векторы $\mathbf{v}$ и $\mathbf{r}$ параллельны, в результате чего:

$$[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] d\mathbf{r} = 0. \quad (1.7)$$

Используя (1.4)-(1.7) получаем:

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = q(U_1 - U_2). \quad (1.8)$$

Левая часть уравнения (1.8) представляет изменение кинетической энергии частицы, а правая часть – изменение ее потенциальной энергии при перемещении между точками P_1 и P_2 с потенциалами U_1 и U_2 , соответственно.

Форма траектории движения частицы, также зависит от магнитного поля, но оно изменяет только направление движения, а не скорость частицы, т.к. сила, обусловленная воздействием магнитного поля, в любой точке траектории перпендикулярна направлению вектора скорости частицы.

1.1. Движение заряженной частицы в однородном электрическом поле

На заряженную частицу со стороны электрического поля действует сила $\mathbf{F}=q\mathbf{E}$. Уравнение движения заряженной частицы имеет вид

$$\frac{m d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E}. \quad (1.9)$$

Если в момент времени $t = t_0$ частица имела скорость равную $\mathbf{v}_0$, для любого момента времени t скорость частицы будет равна

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + q \frac{\mathbf{E}}{m} (t - t_0). \quad (1.10)$$

Если в момент времени $t = t_0$ радиус-вектор частицы был $\mathbf{r}_0$, то в момент времени t ее положение будет описываться как:

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 = \int_{t_0}^t \frac{d\mathbf{r}}{dt} dt, \quad (1.11)$$

или

$$\mathbf{r}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\mathbf{E}}{m} (t - t_0)^2 + \mathbf{v}_0(t - t_0) + \mathbf{r}_0. \quad (1.12)$$

Траектория движения частицы представлена на рис. 1.3.

Рис. 1.3. Движение заряженной частицы в однородном электрическом поле:
а) – в полярной, б) – в прямоугольной системе координат.
($\mathbf{a}$ -ускорение частицы)

Выберем систему координат таким образом, чтобы ось y была параллельна и противоположно направлена по отношению к вектору $\mathbf{E}$ (рис. 1.3б)). Пусть частица в момент времени $t = 0$ начинает двигаться из исходной точки $\mathbf{r}_0 = 0$ с начальной скоростью $\mathbf{v}_0$. Тогда уравнения движения могут быть разложены на компоненты по соответствующим координатам и записаны в виде:

$$\left[\begin{array}{l} a_x = 0, \\ a_y = -qE/m, \\ v_x = v_{0x}, \\ v_y = -qEt/m + v_{0y}, \\ x = v_{0x}t, \\ y = -qEt^2/2m + v_{0y}t, \end{array} \right. \quad (1.13)$$

где $\mathbf{a} = (a_x, a_y)$ – ускорение частицы, а $\mathbf{v}_0 = (v_{0x}, v_{0y})$ – ее начальная скорость.

Таким образом, траектория движения заряженной частицы в однородном электрическом поле имеет вид параболы.

На практике важное значение имеет случай, когда заряженная частица начинает двигаться из начала системы координат с начальной скоростью, равной нулю ($v_0=0$). Тогда уравнение движения (1.13) для свободно движущейся частицы в стационарном электрическом поле имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_x=0, \\ a_y=-qE/m, \\ v_x=0, \\ v_y=-qEt/m, \\ x=0 \\ y=-qEt^2/2m. \end{array} \right.$$

Эти уравнения описывают свободное движение частицы в стационарном электрическом поле.

Если известен потенциал электрического поля U то соотношение (1.8) можно использовать для определения скорости частицы в любой точке пространства. В случае, если начальная скорость частицы равна нулю, то

$$v_y = \sqrt{\frac{2q\Delta U}{m}}, \quad (1.14)$$

где $\Delta U=(U_2-U_1)$ – разность потенциалов, между точками перемещения частицы.

Рис. 1.4. Система цилиндрических дрейфовых трубок и распределение электрического потенциала между ними

Настоящее явление используется для линейного ускорения заряженных частиц. На рис 1.4. изображены два металлических цилиндра, между которыми создана разность потенциалов $\Delta U = U_2 - U_1$. Поскольку внутри проводящего цилиндра напряженность электрического поля равно нулю, заряженная частица движется в ней без ускорения. Вследствие этого, такая конструкция носит название дрейфовой трубки. Попадая в зазор между двумя дрейфовыми рубками заряженная частица испытывает ускорение и ее кинетическая энергия изменяется на величину:

$$W = \frac{1}{2}mv^2 = q\Delta U. \quad (1.15)$$

Таким образом, система дрейфовых трубок представляет собой низкоэнергетичный линейный ускоритель.

При движении в пределах ускоряющего промежутка частица не может получить суммарное приращение энергии больше, чем определяемое выражением (1.15). Максимальная энергия, до которой могут быть ускорены частицы с помощью рассмотренного метода ускорения, ограничивается сверху величиной приложенного напряжения (разности потенциалов) ΔU , которое в свою очередь ограничивается возможностью возникновения электрического пробоя между электродами. Поэтому использование высоких напряжений в системах ускорения заряженных частиц предъявляет серьезные требования к конструкции установки, источников питания, качеству электрической изоляции и используемых материалов и т. д.

1.2. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле

В случае, когда заряженная частица движется со скоростью $\mathbf{v}$ в однородном магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}$, то, в отсутствии электрического поля, на нее действует сила Лоренца, направленная по нормали к плоскости, в которой лежат векторы $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$.

Рис. 1.5. Схема движения заряженной частицы в однородном магнитном поле

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (1.16)$$

Поскольку сила Лоренца всегда направлена перпендикулярно скорости, то при движении заряженной частицы в магнитном поле сила Лоренца работы не совершает. Это означает, что модуль вектора скорости при движении частицы не изменяется, покажем это, скалярно умножив выражение (1.16) на $\mathbf{v}/2$:

$$\mathbf{F} \cdot \frac{\mathbf{v}}{2} = \frac{m}{2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} = \frac{q}{2} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (1.17)$$

Из (1.17) следует, что

$$\frac{d\left(\frac{mv^2}{2}\right)}{dt} = 0,$$

т.е. кинетическая энергия частицы остается неизменной:

$$\frac{mv^2}{2} = \text{const}$$

или $v^2 = \text{const}$ и $|\mathbf{v}| = \text{const}$.

Таким образом, магнитное поле влияет только на направление движения заряженной частицы, но не изменяет величины ее скорости.

1.3. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда начальная скорость перпендикулярна вектору магнитной индукции

Рассмотрим движущуюся частицу с зарядом q , скорость которой $\mathbf{v}$ перпендикулярна вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$, как показано на рис. 1.6.

Рис. 1.6. Схема движения заряженной частицы
в однородном магнитном поле для случая, когда ее скорость
перпендикулярна вектору индукции магнитного поля

В данном случае вектор скорости, так же как и вектор силы Лоренца, лежит в плоскости, перпендикулярной к $\mathbf{B}$, так что движение частицы является плоским, причем действующая сила все время направлена перпендикулярно скорости, величина которой не изменяется. Но это означает, что движение частицы является равномерным движением по окружности. Тогда уравнение движения частицы запишется в следующем виде

$$\frac{mv^2}{r} = qvB. \quad (1.18)$$

Из (1.18) получаем радиус траектории заряженной частицы:

$$r = \frac{mv^2}{qB}. \quad (1.19)$$

Как видно, величина радиуса траектории частицы r пропорциональна ее импульсу.

Время одного оборота частицы можно рассчитать, как

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (1.20)$$

В этом случае частота обращения частицы будет равна:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}, \quad (1.21)$$

а угловая скорость ее вращения

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}. \quad (1.22)$$

Как видно, частота обращения и угловая скорость частицы не зависят от ее скорости, а зависят лишь от величины индукции магнитного поля и удельного заряда частицы (q/m).

Движущаяся по окружности радиуса r частица имеет кинетическую энергию

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{qBr}{m} \right)^2 = \frac{q^2 B^2 r^2}{2m}. \quad (1.23)$$

Если частица перед входом в область с однородным магнитным полем приобрела скорость v , проходя ускоряющую разность потенциалов $\Delta U = U_2 - U_1$, то

$$v = \sqrt{\frac{2q\Delta U}{m}},$$

и частица будет двигаться по окружности радиуса

$$r = \sqrt{\frac{2m}{q}} \cdot \frac{\sqrt{\Delta U}}{B}. \quad (1.24)$$

Как видно из (1.24), радиус траектории частицы зависит от ее удельного заряда, т. е. от типа частицы. Если разные частицы ускоряются одним и тем же напряжением, то радиусы их траекторий окажутся различными.

1.4. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда ее начальная скорость направлена под углом к вектору магнитной индукции

Рассмотрим общий случай, при котором скорость v заряженной частицы образует произвольный угол с вектором магнитной индукции $\mathbf{B}$, как это показано на рис.1.7.

Рис. 1.7. Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле в случае, когда ее скорость $\mathbf{v}$ направлена под углом к вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$

Разложим вектор скорости $\mathbf{B}$ на компоненты: $v_{||}$, параллельную $\mathbf{B}$, и $v_{\perp}$ перпендикулярную $\mathbf{B}$, как показано на рис. 1.7. Компонента $v_{\perp}$ создает движение по окружности радиуса $r = (mv_{\perp}/qB)$, а компонента $v_{||}$ обеспечивает прямолинейное равномерное движение вдоль оси z . Обе скорости вместе дают движение по винтовой линии. Проекция частицы на плоскость (x,y) , перпендикулярную вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$, движется по круговой траектории с угловой частотой

$$\omega = |q| \frac{B}{m}. \quad (1.25)$$

1.5. Индукционное ускорение заряженных частиц

Альтернативным физическим принципом ускорения заряженных частиц является метод индукционного ускорения, т. е. ускорения в квазистационарном вихревом электрическом поле. В основе данного метода лежит явление, описываемое законом электромагнитной индукции Фарадея.

Рис. 1.8. Принцип индукционного ускорения заряженной частицы. Линейное (а) и циклическое (б) ускорение соответственно. $\mathbf{B}$ – магнитная индукция, $\mathbf{E}$ – напряженность вихревого электрического поля, $\mathbf{I}$ – ток, протекающий через обмотку возбуждения магнитного потока

Выражение для приращения энергии частицы ΔW прошедшей контур (рис. 1.8а)) имеет вид:

$$\Delta W = -q \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (1.26)$$

где Φ – магнитный поток через поверхность S , охваченную этим контуром, t – время, q – заряд частицы.

Из выражения (1.26) видно, что приращение энергии частицы ΔW происходит за счет изменения магнитного потока Φ . В отличие от высоковольтного ускорения в потенциальном поле, прирост энергии зависит и от самой траектории частицы, а не только от конечных точек ее положения на траектории движения. В этом случае систему, состоящую из траектории движения заряженной частицы и обмотки возбуждения магнитного потока, можно рассматривать как трансформатор, где траектория частицы представляет собой вторичную обмотку, а обмотка возбуждения магнитного потока – первичную.

Для ускорения частиц могут использоваться вихревые электрические поля на всей длине замкнутой орбиты, как это делается в циклических индукционных ускорителях – бетатронах, либо на отрезке прямой линии, как это делается в линейных бетатронах.

Используя (1.26) можно оценить характерную величину приращения энергии, которая может быть получена в процессе индукцион-

ного ускорения. Пусть L и R – характерные размеры ускорительной системы, где L – продольные размеры, а R – поперечные, тогда их произведение дает характерную площадь поверхности $S = LR$. Величина приращения энергии ΔW равна модулю скорости изменения магнитного потока, умноженному на величину заряда частицы, и выражается следующим образом:

$$\Delta W = q \left| \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right| \approx q \frac{\Phi_{\max}}{T} = q \frac{B_{\max} LR}{T}, \quad (1.27)$$

где T – характерное время изменения магнитного потока, $\Phi_{\max}$ – максимальное значение создаваемого индукционного потока, $B_{\max}$ – максимальное значение индукции магнитного поля. Пусть параметры имеют значения: $T = 1$ мкс, $L = 10$ м, $R = 1$ м, $B_{\max} = 1$ Тл, q – элементарный заряд электрона, тогда характерная величина приращения энергии составляет:

$$\Delta W \approx 10 \text{ МэВ.}$$

Существенное сокращение размеров ускоряющей системы может быть достигнуто, если в процессе ускорения частица будет многократно проходить ускоряющий промежуток, особенно, если при этом индукционное электрическое поле распределено вдоль всей орбиты движения частиц.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие силы действуют на движущуюся заряженную частицу в постоянных электрическом и магнитном полях?
2. Чем будет определяться изменение кинетической энергии заряженной частицы движущейся в потенциальном поле сил?
3. По какой траектории будет двигаться заряженная частица влетающая под углом к направлению вектора индукции однородного магнитного поля?
4. От чего зависит частота обращения и угловая скорость заряженной частицы при ее движении в постоянном магнитном поле, когда ее скорость перпендикулярна вектору индукции магнитного поля?

5. Какую кинетическую энергию приобретет заряженная частица после прохождения разности потенциалов ΔU постоянного электрического поля?

6. Что такое дрейфовая трубка и для чего она используется?

7. Каким образом осуществляется индукционное ускорение заряженных частиц?

2. Ускорители заряженных частиц

Ускорителями заряженных частиц называют устройства применяемые для ускорения заряженных частиц до высоких энергий. Ускорители заряженных частиц делятся на два больших класса: линейные и циклические ускорители (рис. 4.2).

В циклических ускорителях “ведущее” магнитное поле изгибает траектории ускоряемых частиц, свёртывая их в окружности (кольцевые ускорители или синхротроны) или спирали (циклотроны, фазотроны, бетатроны и микротроны). Такие ускорители содержат одно или несколько ускоряющих устройств, к которым частицы многократно возвращаются в течение ускорительного цикла.

2.1. Линейный резонансный ускоритель

Принцип резонансного ускорения является основой современной ускорительной техники, так как он позволяет получать большие энергии частиц при использовании относительно невысоких ускоряющих напряжений. Принцип заключается в том, что частица либо один раз проходит несколько ускоряющих промежутков, либо один и тот же промежуток, но многократно. За каждый проход частица получает небольшое приращение энергии. Электрическое поле ускоряющего промежутка не постоянно, а изменяется синхронно с движением частиц. Оно принимает необходимые для ускорения значения только в те моменты времени, когда частица находится в ускоряющем промежутке. Такая синхронная работа изменения поля и движения частицы дает основания называть данный принцип резонансным.

В линейных ускорителях частицы разгоняются в вакууме под действием электрического поля, создаваемого разностью потенциалов. В линейных ускорителях заряженная частица подвергается многократному ускорению, пролетая сквозь ряд цилиндрических трубок, присоединенных к электрическому генератору высокой частоты (используют радиочастотные генераторы) (рис. 2.1). Пучок частиц движется вдоль оси трубок. Внутри каждой трубки электрическое поле равно нулю. Соседние трубки имеют противоположную полярность.

Таким образом, ускорительное поле находится в зазорах между трубками. Частота генератора и размеры трубок подбираются так, чтобы сгусток ускоряемых частиц подходил к очередному зазору в тот момент, когда полярность трубок изменяется на противоположную. Длина трубок с ростом энергии частицы увеличивается. Величина приращения энергии в ускоряющем промежутке зависит от фазы напряжения в момент пролета частицы. Длина каждой n -й трубки ускорителя l_n , скорость частицы в ней v_n и период высокочастотного поля T связаны соотношением $l_n = (v_n T)/2 = \lambda v_n / 2c$.

Схема линейного резонансного ускорителя приведена на рис 2.1. Ускоряющее электрическое поле E сосредоточено в зазорах между трубками дрейфа, соединенными через одну с СВЧ-генератором, длина волны излучения которого равна $\lambda = cT$, где c – скорость света в вакууме. Заряженная частица пролетает первую трубку со скоростью v_0 и ускоряется в промежутке электрическим полем до скорости v_1 . Длина второй трубки выбирается таким образом ($l_1 = 0.5 \lambda v_1 / c$), что время пролета $t_1 = l_1 / v_1$ равно периоду СВЧ-колебаний T СВЧ, и заряженная частица во втором зазоре вновь оказывается в ускоряющем поле. Аналогично выбраны размеры всех последующих трубок дрейфа. Преимуществом линейных ускорителей является отсутствие потерь на излучение.

Рис. 2.1. Схема линейного резонансного ускорителя

В линейных ускорителях траектории ускоряемых частиц близки к прямым линиям. Линейные ускорители позволяют получать мощные потоки частиц, но при больших энергиях оказываются слишком

дорогими. Наибольший из работающих линейных ускорителей (электронный ускоритель в Стэнфорде) имеет длину 3.05 км (рис. 2.2).

Рис. 2.2. Линейный ускоритель в Стэнфорде (США)

Он работал в период 1989-1998 гг., и ускорял как электроны, так и позитроны до энергии 50 ГэВ. Для достижения такой энергии частицы испытывают около 80 000 актов ускорения. Этот ускоритель также работал в режиме коллайдера, когда пучок электронов с энергией 50 ГэВ сталкивается с пучком позитронов такой же энергии.

Рис. 2.3. Ускорение частицы при помощи электромагнитной волны

В линейных ускорителях частицы могут ускоряться также электромагнитной волной, распространяющейся внутри цилиндрических полостей (ускорители бегущей волны) (рис. 2.3).

2.2. Циклические ускорители

Циклические ускорители делятся на два класса – резонансные и нерезонансные. К резонансным относятся: циклотрон, синхротрон, фазотрон, синхрофазотрон, микротрон, а также их разновидности. Единственным представителем нерезонансных циклических ускорителей является бетатрон.

2.2.1. Циклотрон

Циклотрон – циклический резонансный ускоритель протонов (или ионов), в котором и магнитное поле, и частота ускоряющего электрического поля постоянны. Циклотрон является ускорителем непрерывного действия. Схема циклотрона изображена на рис. 2.4а), а внешний вид со снятыми магнитами – на рис. 2.4б). Два полых металлических D-образных дуанта, полости которых повернуты друг к другу, помещаются в однородное магнитное поле $\mathbf{B}$, направленное по нормали к их поверхности. От высокочастотного генератора к дуантам подается напряжение, которое создает в зазоре между ними переменное электрическое поле $\mathbf{E}$.

Рис. 2.4. Циклотрон: а) – схема, б) – внешний вид без магнитов

Частицы, выходящие из источника ионов, расположенного между электродами, ускоряются электрическим полем и попадают внутрь одного из дуантов, где электрического поля нет. Там действует магнитное поле, заставляющее частицы двигаться по круговой траектории радиуса $r = mv/qB$. После прохождения полукруга частицы выходят в зазор между дуантами, где электрическое поле увеличивает их энергию на величину $\Delta W = q\Delta U$.

Таким образом, частицы с возросшей скоростью входят в другой дуант. Там они описывают полукруг уже большего радиуса, соответствующий достигнутой ими скорости. Выйдя в зазор, частицы снова

получают дополнительную энергию от электрического поля, направление которого уже изменилось, так что оно снова стало ускоряющим, и, двигаясь еще быстрее, проходят следующий полукруг еще большего радиуса. Наконец, когда частицы, обладающие максимальной энергией, движутся по траектории наибольшего радиуса, определяемого размерами дуантов, они выходят из левого дуанта по касательной и с помощью отклоняющего электрода направляются на мишень.

За счет многократного прохождения ускоряющих зазоров удастся получить очень большие энергии ускоряемых частиц при сравнительно низких ускоряющих напряжениях. Действию циклотрона способствует тот факт, что период обращения заряженной частицы в однородном магнитном поле не зависит ни от ее энергии, ни от скорости (1.20):

$$T = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (2.1)$$

Для правильной работы циклотрона должно выполняться условие фазового синхронизма, при этом заряженная частица всегда должна проходить зазор между дуантами в фазе ускоряющего напряжения. Это условие выполняется, если электрическое поле, прикладываемое между электродами, имеет частоту $\nu_{\text{Ген}} = 1/T$ и заряженная частица стартует в фазе ускоряющего напряжения. Таким образом, частота высокочастотного генератора должна равняться:

$$\nu_{\text{Ген}} = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (2.2)$$

Максимальная энергия, которую заряженная частица может достичь при помощи циклотрона, определяется наибольшей достигнутой скоростью заряженной частицы

$$V_{\text{max}} = \frac{qBr_{\text{max}}}{m}, \quad (2.3)$$

где r_{max} — наибольший возможный радиус, близкий к радиусу дуанта. Конечная энергия частицы выразится формулой

$$W = \frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 B^2}{2m}. \quad (2.4)$$

Циклотрон настраивают на ускорение заряженных частиц с определенной величиной удельного заряда q/m . Для ускорения частиц с иным удельным зарядом необходимо изменить $\nu_{\text{ген}}$ или величину B для выполнения условия фазового синхронизма. Из-за того, что высокочастотные генераторы большой мощности заведомо проектируются на заданную частоту, произвести изменение $\nu_{\text{ген}}$ на практике достаточно трудно. Проще изменить индукцию B за счет раздвижения полюсов постоянного магнита или изменения намагничивающего тока в электромагните.

Если $\nu_{\text{ген}}$ постоянна, то значение величины магнитной индукции B выражается в виде

$$B = \frac{2\pi m}{q} \nu_{\text{ген}}. \quad (2.5)$$

Тогда для максимальной энергии частицы получим значение:

$$W = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 B^2}{2m} = \frac{r_{\text{max}}^2 q^2 4\pi^2 m^2}{2mq^2} \nu_{\text{ген}}^2 = 2\pi^2 r_{\text{max}}^2 \nu_{\text{ген}}^2 m. \quad (2.6)$$

Таким образом, максимально достижимая энергия зависит от размеров магнитных полюсов и удельного заряда ускоряемой частицы. Если использовать электрическое поле с частотой $\nu_{\text{ген}} = 15$ МГц, для получения пучка дейтронов с энергией 20 МэВ диаметр дуантов должен быть почти 1 м. Этот же циклотрон может дать пучок протонов с энергией 10 МэВ и α -частиц с энергией 40 МэВ.

2.2.2. Синхроциклотрон

При ускорении заряженных частиц до релятивистских скоростей масса частицы $m = (m_0/\sqrt{1 - (v^2/c^2)})$ возрастает, в результате чего период обращения увеличивается, и, как следствие, нарушается условие фазового синхронизма (рис. 2.5). При этом, пролетая между дуантами, заряженная частица попадает в тормозящее поле, ее энергия и масса уменьшаются, и частица вновь попадает в ускоряющее поле. После нескольких колебаний установится стационарный режим, при котором частица проходит промежуток между дуантами при отсутствии электрического поля.

Рис. 2.5. Иллюстрация нарушения условия фазового синхронизма при релятивистском возрастании массы частицы

Для дальнейшего ускорения частицы необходимо восстановить условие фазового синхронизма:

$$v_{\text{ген}} = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (2.7)$$

Рис. 2.6. Иллюстрация принципа подстройки частоты генератора в синхротроне

Как видно, добиться этого можно только за счет непрерывного уменьшения частоты генератора при увеличении массы частицы, т.к. $v_{\text{ген}} \sim 1/m$. В этом случае период T колебаний напряжения генератора возрастает и частица проходит зазор при ускоряющем электрическом поле, как показано на рис. 2.6.

Синхроциклотрон эффективен при ускорении протонов и более тяжелых заряженных частиц при небольших, порядка единиц – десяти процентов, изменениях массы. Недостатком синхроциклотрона

является изменение радиуса траектории заряженной частицы практически от нуля до значения, определяемого конечной энергией, что требует использования полюсов электромагнита большого размера. Поэтому для ускорения частиц с энергией более 1 ГэВ используют синхрофазотроны.

Синхроциклотрон является ускорителем импульсного действия, и новая порция заряженных частиц вводится в ускоритель после эмиссии предыдущей. Это связано с необходимостью изменения частоты генератора к исходному состоянию после окончания каждого цикла ускорения.

2.2.3. Синхротрон

В синхротроне условие синхронизма при релятивистском возрастании массы ускоряемой частицы достигается за счет плавного возрастания индукции пропорционально увеличению массы. В этом случае, если отношение $B/m = \text{const}$, период обращения частицы $T_{\text{част}}$ остается постоянным и частоту генератора менять не надо (рис. 2.7).

Рис. 2.7. Принцип действия синхротрона

Синхротрон пригоден для ускорения любых заряженных частиц, в том числе и электронов. Если ускоряются электроны, то их масса сильно меняется в соотношении 1:100 или даже 1:1000. Изменить в соответствующем масштабе частоту генератора технически очень сложно. Поэтому в данном случае изменяют магнитное поле. При релятивистских скоростях $v \approx c$ и электрон движется по ор-

бите почти постоянного радиуса $r \cong mv/qV$. Это достигается за счет плавного возрастания индукции пропорционально релятивистскому увеличению массы частицы, при этом отношение $V/m = \text{const}$. Поэтому в данном случае нет необходимости создавать магнитное поле всюду, начиная от середины полюса до расстояния r_{max} , а достаточно создать его в пределах небольшой кольцеобразной площадки вокруг окружности радиуса r_{max} .

Рис. 2.8. Схема синхротрона. Внизу — поперечное сечение ускоряющей системы. 1 — инжектор с одним или двумя каскадами предварительного ускорения; 2 — кольцевая вакуумная камера; 3 — 90°-й магнит; 4 — пучок частиц; 5 — равновесная орбита; 6 — прямолинейный участок; 7 — ускоряющая система; 8 — ферритовый сердечник; 9 — обмотка с ускоряющим напряжением; 10 — мишень

Схема синхротрона приведена на рис. 2.8. Заряженные частицы предварительно ускоряются в одном или нескольких каскадах предварительного ускорения 1 и инжектируются в кольцевую вакуумную камеру 2 со скоростями, близкими к скорости света. Четыре “90 градусных” магнита 3 отклоняют пучок заряженных частиц 4 и направляют его по орбите равновесного радиуса 5. На одном или нескольких линейных участках 6 размещены ускоряющие системы 7. Ускоряющая система состоит из ферритового сердечника 8 с обмоткой 9, на которую подается переменное напряжение. Переменное

магнитное поле индуцирует переменное электрическое поле. В центре отверстия сердечника 8 вектор напряженности электрического поля направлен по касательной к траектории частиц. Разогнанный до высоких энергий пучок заряженных частиц попадает на мишень 10 или выводится из кольца специальным устройством.

2.2.4. Синхрофазотрон

Синхрофазотрон является циклическим ускорителем с постоянным радиусом равновесной орбиты $r_{орб} = \frac{mv}{qB} = \text{const}$. Чтобы частицы в процессе ускорения оставались на той же орбите, увеличивается как ведущее магнитное поле $B \sim mv$, так и частота ускоряющего электрического поля $\nu_{ген} = 1/T = (qB/2\pi m)$. Следует отметить, что в этом случае индукция магнитного поля B возрастает быстрее, чем частота генератора $\nu_{ген}$.

Энергия ныне действующих ускорителей достигает десятков и сотен гига- электронвольт. Один из самых крупных в мире – протонный синхрофазотрон У-70 Института физики высоких энергий в г. Протвино под Москвой, вступивший в строй в 1967 г. Диаметр ускорительного кольца составляет полтора километра, общая масса 120 магнитных секций достигает 20000 т. Каждые две секунды ускоритель выстреливает по мишеням залпом из 10^{12} протонов с энергией 76 ГэВ (четвертый показатель в мире). Чтобы достигнуть такой энергии, частицы должны совершить 400000 оборотов, преодолев расстояние в 60000 км.

В 1973 г. американские физики привели в действие в г. Батавии ускоритель, в котором частицам удалось сообщить энергию в 400 ГэВ, а потом довести ее до 500 ГэВ. Сегодня самый мощный ускоритель находится в США. Он называется “Тэватрон”, поскольку в его кольце длиной более 6 км с помощью сверхпроводящих магнитов протоны приобретают энергию около 1 ТэВ.

2.2.5. Микротрон

Микротрон (электронный циклотрон) – циклический резонансный ускоритель, в котором, как и в циклотроне, и магнитное поле, и частота ускоряющего поля постоянны во времени, но резонанс-

ное условие в процессе ускорения сохраняется за счёт изменения кратности ускорения $N=1,2,3,\dots$. Для правильной работы микротрона ускоряемая частица (электрон) должна быть предварительно ускорена до релятивистских скоростей $v \approx c$ и энергия, получаемая частицей при однократном прохождении ускоряющего промежутка, должна быть такой, что масса частицы возрастает на постоянную величину. Частица обращается в микротроне в однородном магнитном поле (рис. 2.9), многократно проходя ускоряющий резонатор.

Рис. 2.9. Схема микротрона

Период обращения заряженной частицы в микротроне равен (1.20)

$$T = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi mc^2}{qBc^2} = \frac{2\pi W}{qBc^2}. \quad (2.8)$$

В резонаторе частица получает такое приращение энергии ΔW , что её период обращения изменяется на величину, равную или кратную периоду ускоряющего напряжения:

$$NT_{\text{Ген}} = \frac{2\pi \Delta W}{qBc^2}, \quad (2.9)$$

где $N=1,2,3,\dots$

Если заряженная частица с самого начала обращалась в резонансе с ускоряющим полем, этот резонанс сохраняется, несмотря на изменение периода обращения. Например, первый оборот частица

проходит за один период ускоряющего поля. При длине волны генератора

$$\lambda_{\text{Ген}} = cT_{\text{Ген}} = \frac{qBc}{2\pi\Delta W} \quad (2.10)$$

частица при следующем прохождении ускоряющего резонатора попадает в одну и ту же фазу ускоряющего поля.

В микротроне действует механизм автофазировки – период вращения ускоряемых частиц устанавливается кратным периоду ускоряющего поля. Микротрон – ускоритель непрерывного действия и способен давать токи порядка 100 мА, максимальная достигнутая энергия составляет порядка 30 МэВ (СССР, Великобритания). Реализация больших энергий затруднительна из-за повышенных требований к точности магнитного поля, а существенное повышение тока ограничено электромагнитным излучением ускоряемых электронов.

Вопросы для самоконтроля

1. Назовите основные виды ускорителей заряженных частиц.
2. Перечислите и охарактеризуйте основные физические принципы, используемые для ускорения заряженных частиц.
3. Как устроен линейный резонансный ускоритель заряженных частиц?
4. Назовите виды циклотронов и объясните в чем их различие.
5. Назовите основные элементы циклотрона.
6. По какой траектории будут двигаться заряженные частицы в циклотроне, если с некоторого момента времени их энергия будет уменьшаться?
7. В чем заключается принцип автофазировки при ускорении заряженных частиц?

3. Излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися в вакууме

3.1. Преобразования Лоренца

Пусть частица несущая заряд q движется равномерно и прямолинейно в направлении оси z со скоростью $\mathbf{v}$ в лабораторной системе отсчета $K(x, y, z, t)$ (рис. 3.1). Система отсчета K является инерциальной. С частицей можно связать другую инерциальную систему отсчета $K'(x', y, z', t')$, которая также движется со скоростью $\mathbf{v}$ в направлении оси z . В результате в системе отсчета K' частицу можно считать покоящейся.

Рис. 3.1. Покоящаяся (лабораторная) K и равномерно движущаяся K' со скоростью $\mathbf{v}$ инерциальные системы отсчета

Штрихованные и не штрихованные координаты связаны релятивистским законом преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, которые называют преобразованиями Лоренца:

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = x, \\ y' = y, \\ z' = \frac{z - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\ t' = \frac{t - vz/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{array} \right. \quad (3.1)$$

3.2. Для статических электрического и магнитного полей

Для потенциального электрического поля $\mathbf{E}$ можно ввести скалярную функцию – скалярный потенциал φ таким образом, что

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E} = -\nabla\varphi = -\text{grad}\varphi. \\ \text{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho \\ \text{rot}\mathbf{E} = 0 \\ \text{div}\mathbf{E} = \nabla\mathbf{E} = \nabla(-\nabla\varphi) = -\Delta\varphi = 4\pi\rho \end{array} \right. \quad (3.2)$$

где ρ - объемная плотность зарядов

Для описания магнитного поля $\mathbf{B}$ можно ввести векторный потенциал:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}, \\ \text{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \\ \text{здесь } \mathbf{j}(\mathbf{r})\text{- вектор плотности тока, а} \\ \Delta\mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \quad , \\ \text{div}\mathbf{B} = 0 \end{array} \right. \quad (3.3)$$

3.3. Для изменяющихся во времени электрического и магнитного полей

Переменное электромагнитное поле создается системой произвольно движущихся зарядов или переменными во времени токами. В этом случае все характеристики в распределении зарядов и токов, а также функции характеризующие поле являются функциями времени. В случае, когда состояние источников поля (зарядов и токов) меняется во времени, возникает ряд новых эффектов, связанных с возникновением связанных вихревых электрического и магнитного полей, описываемых следующей системой уравнений.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}, \\ \mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{см}}) \end{array} \right. \quad (3.4)$$

где $\mathbf{j}_{\text{см}}$ - плотность тока смещения

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.5)$$

Для скалярного и векторного потенциалов:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \varphi + \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \mathbf{A} = -4\pi \rho, \\ \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \nabla \left(\text{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \end{array} \right. \quad (3.6)$$

Рис. 3.2. Точечный движущийся заряд

Рассмотрим поле произвольно движущегося точечного заряда q (рис. 3.2). Пусть траектория движения заряда задана радиус – вектором $\mathbf{r}_q(t)$. Уравнения, определяющие скалярный $\varphi(x, y, z, t)$ и векторный $\mathbf{A}(x, y, z, t)$ – потенциалы электромагнитного поля в условиях калибровки Лоренца, записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} \Delta\varphi = \Delta^2\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho(t) , \\ \Delta\mathbf{A} = \nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \end{cases} \quad (3.7)$$

Для точечного заряда q объемная плотность заряда ρ и объемная плотность тока $\mathbf{j}$ равны:

$$\begin{cases} \rho(\mathbf{r}, t) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q(t)), \\ \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \rho\mathbf{v} = \mathbf{v}q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q(t)) \end{cases} \quad (3.8)$$

где $\mathbf{r}_q(t)$ – радиус-вектор заряда q , а $\mathbf{r}$ – радиус вектор произвольной точки P в пространстве.

Согласно рис. 3.2, поле в точке наблюдения $P(x, y, z)$ в момент t определяется состоянием движения заряда в предшествующий момент времени t' для которого время распространения светового сигнала из точки нахождения заряда $\mathbf{r}_q(t') = \mathbf{r}'$ в точку наблюдения $P(x, y, z)$ равно $(t - t')$. Радиус-вектор от заряда q в точку наблюдения $P(x, y, z)$ является функцией времени. $\mathbf{R}(t) = \mathbf{n}R(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_q(t')$, где $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении вектора $\mathbf{R}$. Тогда момент t' определяется уравнением

$$t' = t - R/c, \quad (3.9)$$

где $R = R(t') = |\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_q(t')|$.

Решение этих уравнений находится в виде запаздывающих потенциалов Лиенара – Вихерта:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int \rho(\mathbf{r}', t') \frac{\delta(t - t' - \frac{R}{c})}{R} d\mathbf{r}' dt', \quad (3.10)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}', t') \frac{\delta(t - t' - R/c)}{R} d\mathbf{r}' dt'. \quad (3.11)$$

С учетом уравнений (3.8) выражения для запаздывающих потенциалов (3.10)-(3.11) преобразуются к виду:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = q \int dt' \frac{1}{R(t')} \delta(t' + \frac{R(t')}{c} - t) d\mathbf{r}', \quad (3.12)$$

$$A(\mathbf{r}, t) = q \int dt' \frac{\boldsymbol{\beta}(t')}{R(t')} \delta(t' + \frac{R(t')}{c} - t) d\mathbf{r}' dt'. \quad (3.13)$$

где $\mathbf{R}(t') = \mathbf{r}(t') - \mathbf{r}_q(t') = \mathbf{n}R(t')$, $\boldsymbol{\beta}(t') = \mathbf{V}(t')/c$.

$$\varphi(r, t) = \frac{q}{R(\xi) - (\boldsymbol{\beta}(\xi) \cdot \mathbf{R}(\xi))}, \quad (3.14)$$

$$A(r, t) = \frac{q\boldsymbol{\beta}(\xi)}{R(\xi)} \frac{1}{(1 - (\boldsymbol{\beta}(\xi) \cdot \mathbf{n}))}, \quad (3.15)$$

где $\xi = t' = t - R/c$.

Используя (3.4), (3.12) – (3.15) можно получить выражения для напряженностей электрического и магнитного полей движущегося заряда:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = q \left\{ \frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\chi^3 R^2} (1 - \beta^2) + \frac{[\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})]}{c \chi^3 R} \right\} \Big|_{t' = t - R/c}, \quad (3.16)$$

$$\mathbf{H} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad (3.17)$$

где $\chi = 1 - (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}). \quad (3.18)$

Полученные выражения показывают, что поле в точке P с координатой $\mathbf{r}$ в момент времени t определяется положением заряда, его скоростью $\boldsymbol{\beta}(t') = \mathbf{V}(t')/c$ и ускорением $\dot{\boldsymbol{\beta}}(t') = \dot{\mathbf{V}}(t')/c$ не в момент наблюдения t , а в момент времени $t' = t - R/c$, отстоящий от момента наблюдения на время, в течение которого поле от заряда распространяется до точки наблюдения.

Из приведенных формул также видно, что поле состоит из двух физически различных частей. Одна из них (первое слагаемое в фигурных скобках) убывает с удалением от заряда как $1/R^2$ и имеет радиальную составляющую, направленную вдоль вектора $\mathbf{R}$, что характерно для статических полей. Это есть статическое поле, которое заряд переносит вместе с собой (за счет движения заряда оно, конечно же, теперь изменяется со временем). Такое поле не зависит

от ускорения заряда и, следовательно, есть и у каждого равномерно движущегося заряда.

Второе слагаемое в фигурных скобках, соответствует части напряженности поля, которое спадает с расстоянием как $1/R$ и имеет только составляющие, перпендикулярные вектору $\mathbf{n}$. Это типичное поле излучения сферической волны, распространяющееся от ускоренно движущегося заряда. *Эта часть поля пропорциональна ускорению заряда, и это означает, что заряженная частица излучает электромагнитные волны лишь в случае ее ускоренного движения.*

3.4. Электромагнитное поле равномерно и прямолинейно движущегося в вакууме заряда

Пусть заряд находится в начале координат системы K' , равномерно движущейся со скоростью v в направлении оси z (рис. 3.1). В системе K' скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля, согласно (3.14) и (3.15) будут равны:

$$\varphi' = \frac{q}{r'}, \quad (3.19)$$

$$\mathbf{A}' = 0, \quad (3.20)$$

где $r' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}$.

Потенциалы в лабораторной системе отсчета K будут равны:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \frac{\varphi' + v A'_z / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \\ A_x = A'_x, \\ A_y = A'_y, \\ A_z = \frac{A'_z + v \varphi' / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \end{array} \right. \quad (3.21)$$

Здесь введены обозначения для безразмерных параметров:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \frac{v}{c}, \text{ или } \boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{v}}{c} \\ \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = \frac{E_q}{m_q c^2}, \end{array} \right. \quad (3.22)$$

где E_q – полная энергия, а $m_q c^2$ – энергия покоя частицы.

Используя (3.19)–(3.22) находим потенциалы φ и A_z в лабораторной системе отсчета К:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \gamma\varphi' = \frac{\gamma q}{r'} = \frac{q}{\sqrt{(1-\beta^2)(x^2+y^2)+(z-vt)^2}}, \\ A_z = \beta\gamma\varphi' = \beta\varphi. \end{array} \right. \quad (3.23)$$

В силу аксиальной симметрии относительно оси z удобно перейти к цилиндрическим координатам. Тогда скалярный потенциал электромагнитного поля запишется в виде:

$$\varphi(\rho, z, t) = \frac{q}{\sqrt{(1-\beta^2)\rho^2+(z-vt)^2}}, \quad (3.24)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Дифференцируя (3.24), находим компоненты электромагнитного поля:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\rho = -\frac{\partial\varphi}{\partial\rho} = \frac{(1-\beta^2)q\rho}{[(1-\beta^2)\rho^2+(z-vt)^2]^{3/2}}, \\ E_\varphi = 0, \\ E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} - \frac{1}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t} = \frac{(1-\beta^2)q(z-vt)}{[(1-\beta^2)\rho^2+(z-vt)^2]^{3/2}}, \\ B_\rho = B_z = 0, \\ B_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial\rho} = \frac{\beta(1-\beta^2)q\rho}{[(1-\beta^2)\rho^2+(z-vt)^2]^{3/2}} = \beta E_\rho. \end{array} \right. \quad (3.25)$$

Вследствие движения частицы, величина угла θ между направлением движения частицы (осью z) и радиус-вектором $\mathbf{r}$, направленным от заряда к точке наблюдения, зависит от времени (рис. 3.1). В результате можно записать:

$$\begin{aligned} \rho^2 &= x^2 + y^2 = r^2 \sin^2 \theta, \\ (1 - \beta^2)\rho^2 + (z - vt)^2 &= (1 - \beta^2)r^2 \sin^2 \theta + r^2 \cos^2 \theta = r^2(1 - \beta^2 \sin^2 \theta). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Используя (3.24), потенциал поля движущегося заряда можно представить в виде:

$$\varphi = \frac{q}{r\sqrt{1-\beta^2\sin^2\theta}}. \quad (3.25)$$

В случае $r = \text{const}$, в лабораторной системе отсчета для $\theta=0$ имеем $\rho=0$, $r = z-vt$ и $E_\rho=0$, а компонента

$$E_z = E_{\parallel} = (1 - \beta^2) \frac{q}{r^2}. \quad (3.26)$$

Для $\theta=\pi/2$ имеем $r=\rho$, $z = vt$ и $E_z=0$, а компонента

$$E_\rho = E_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{q}{r^2} = \gamma \frac{q}{r^2}. \quad (3.27)$$

В пределе малых скоростей движения частицы $v \ll c$, формулы (3.10) и (3.11) переходят в формулы для кулоновского поля неподвижного заряда (рис. 3.3):

$$\begin{cases} E_z = \frac{q}{r^2}, \\ E_\rho = \frac{q}{r^2}. \end{cases} \quad (3.28)$$

Рис. 3.3. Распределение напряженности электрического поля для покоящейся заряженной частицы

Для релятивистской частицы, когда $v \rightarrow c$, $\beta \rightarrow 1$, из формул (3.10) и (3.11) следует:

$$\begin{cases} E_z \rightarrow 0 \\ \text{и} \\ E_\rho \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (3.29)$$

Из (3.26) следует, что поле релятивистской заряженной частицы «сплющивается» в направлении ее движения (рис. 3.4).

Рис. 3.4. Иллюстрация «сплющивания» электрической компоненты поля для движущейся релятивистской заряженной частицы

Для релятивистской частицы в начале системы координат $z=0$ выражения (3.25) принимают вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\rho} = \frac{\gamma q \rho}{[\rho^2 + \gamma^2 v^2 t^2]^{3/2}}, \\ E_z = -\frac{\gamma q \rho}{[\rho^2 + \gamma^2 v^2 t^2]^{3/2}}, \\ E_{\varphi} = \beta E_{\rho}. \end{array} \right. \quad (3.30)$$

На рис. 3.5 приведены графики временных зависимостей для компонент напряженности электрического поля релятивистской заряженной частицы $\gamma \gg 1$.

Рис. 3.5. Временные зависимости компонент электрического поля движущегося заряда в фиксированной точке пространства ($z=0$)

Как видно из рис. 3.5, продольное электрическое поле (компонента E_z) быстро меняет знак и описывается нечетной функцией времени от t . Но это означает, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_z dt = 0. \quad (3.31)$$

В связи с этим, наблюдатель, регистрирующий усредненное значение поля, в случае ультрарелятивистской частицы не обнаружит эту составляющую электрического поля.

Как результат, наблюдатель зарегистрирует только поперечные компоненты создаваемого равномерно и прямолинейно движущейся ультрарелятивистской заряженной частицей электромагнитного поля: $E_p \sim B_\phi$, которые неотличимы от компонент плоскополяризованного излучения, распространяющегося вдоль оси z .

Согласно (3.28) все компоненты напряженности поля убывают с расстоянием по закону $\sim r^{-2}$. Таким образом, эти соотношения описывают квазистатические поля, т.е. движущийся равномерно и прямолинейно в вакууме заряд не излучает электромагнитных волн. Квазистатическое поле перемещается вместе с зарядом, не отрываясь от него, и не дает вклада в излучение.

3.5. Электромагнитное поле заряда ускоренно движущегося в вакууме

Синхротронное излучение (или магнитно-тормозное излучение) возникает вследствие ускорения заряженной частицы, испытываемой ею при движении в магнитном поле. Тормозным называется излучение, испускаемое заряженной частицей при её ускорении (торможении) в силовом поле. Излучения заряженной частицы, движущегося по окружности в постоянном однородном магнитном поле $\mathbf{B}$ называется магнитно-тормозным. Характер изменения электрического поля заряженной частицы в случае ее ускоренного движения проиллюстрирован на рис. 3.6. Как видно, переход к ускоренному режиму движения, приводит к радикальному изменению силовых линий электрического поля.

Рис. 3.6. Изменение силовых линий электрического поля при скачкообразном ускорении движения заряженной частицы

Проанализируем вклад второго слагаемого в выражении для напряженности электрического поля электромагнитной волны в (3.16).

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = q \frac{[\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})]}{c\chi^3 R}. \quad (3.32)$$

Это уравнение описывает расходящиеся сферические волны, для которых напряженности поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ убывают пропорционально R^{-1} . В этом случае вектор Умова-Пойтинга будет равен

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n}. \quad (3.33)$$

Для углового распределения излучаемой мощности получаем:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \mathbf{S} R^2 \mathbf{n} = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}|^2 R^2. \quad (3.34)$$

С учетом (3.34), интенсивность излучения (поток энергии, измеряемый наблюдателем) в заданный телесный угол $d\Omega$ равна

$$dI(\theta, \varphi) = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}|^2 \cdot R^2 d\Omega = \frac{cq^2}{4\pi} \left| \frac{[\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})]}{c\chi^3 R} \right|^2 R^2 d\Omega. \quad (3.35)$$

В нерелятивистском случае ($v \ll c$) выражение (3.35) для интенсивности излучения произвольно движущейся заряженной частицы

$$dI(\theta, \varphi) = \frac{q^2}{4\pi} \left| [\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right|^2 d\Omega = \frac{1}{4\pi} \frac{|[\mathbf{n} \times \ddot{\mathbf{d}}]|^2}{c^3} d\Omega, \quad (3.36)$$

где $\mathbf{d}(t) = q\mathbf{r}(t)$ – дипольный момент заряда, движущегося по траектории $\mathbf{r} = \mathbf{r}_q(t)$.

Как следует из (3.36), в нерелятивистском приближении излучение ускоренно движущегося точечного заряда носит дипольный характер.

В этом случае угловое распределение интенсивности излучения определяется конкретной зависимостью для дипольного момента частицы $\mathbf{d}(t)$. В частности, для случая $\mathbf{d}_0 \parallel z$, если зависимость имеет гармонический характер: $\mathbf{d}(t) = \mathbf{d}_0 \cos \omega_0 t$, то интенсивность излучения заряженной частицы

$$dI(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_0^4 |d_0|^2}{c^3} \cos^2 \omega_0 t \sin^2 \theta d\Omega. \quad (3.37)$$

Здесь угол θ – угол между вектором нормали $\mathbf{n}$ (направлением излучения) и вектором ускорения частицы $\mathbf{a} = \dot{\mathbf{v}}$.

Рис. 3.7. а) Диаграммы направленности поля излучения нерелятивистского ускоренного заряда (электрического диполя); б)-в) Силовые линии электрического поля для вертикально колеблющегося диполя фидера излучающей радиоантенны

Как видно из данной формулы, диаграмма направленности излучения ускоренного нерелятивистского заряда совпадает с диаграммой направленности точечного диполя или электромагнитной волны, излучаемой фидером радиоантенны. Поэтому соответствующее излучение называют дипольным (рис. 3.7).

Полная мощность излучения описывается формулой Лармора:

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{dI(\theta, \varphi)}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c^3} |\dot{\mathbf{v}}|^2 \quad (3.38)$$

Для релятивистского случая – ($v \sim c$), в соответствии с выражениями (3.32) и (3.33), радиальная компонента вектора Умова-Пойнтинга имеет вид:

$$(\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}|^2 = \frac{q^2}{4\pi c R^2 \chi^6} \left| \left[\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right] \right|^2. \quad (3.39)$$

Как видно из (3.39), в отличие от нерелятивистского случая, угловое распределение излучения зависит, вообще говоря, от взаимной ориентации векторов скорости и ускорения частицы. Кроме того, в знаменателе появляется множитель χ^6 , описывающий, переход от системы отсчета, в которой частица покоится, к лабораторной системе. Величина $(\mathbf{S} \cdot \mathbf{n})$ дает поток энергии за единицу времени через единичную площадку, который обусловлен излучением заряда в момент $t'_q = t - R(t'_q)/c$ и регистрируемый в точке наблюдения в момент времени t .

Для углового распределения мощности излучаемой релятивистски движущимся зарядом получаем:

$$\frac{dP}{d\Omega} = R^2 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) \frac{dt}{dt'_q} = \chi R^2 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}). \quad (3.40)$$

В предположении, что заряженная частица ускоряется в течение короткого промежутка времени так, что вектора $\boldsymbol{\beta}$ и $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ практически не успевают измениться, а точка наблюдения расположена далеко от заряда и за время ускорения величины $\mathbf{n}$ и $\mathbf{R}$ меняются пренебрежимо мало, с учетом (3.40), для интенсивности излучения частицы в заданный телесный угол $d\Omega$ получаем:

$$dI(\theta, \varphi) = \frac{q^2}{4\pi c} \frac{\left| \left[\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] \right] \right|^2}{\chi^5} d\Omega. \quad (3.41)$$

Наличие в знаменателе формулы (3.41) выражения χ^5 свидетельствует о том, что интенсивность излучения ускоренно движущейся заряженной частицы будет особенно велика для малых углов в отношении к направлению движения релятивистской частицы, т.е. когда $\beta \sim 1$, $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) \sim 1$ и $\chi \rightarrow 0$.

Рассмотрим два частных случая релятивистского движения заряженной частицы по прямолинейной и круговой траекториям.

Для случая прямолинейного ускоренного движения заряженной частицы, когда вектора скорости и ускорения частицы коллинеарны: $\boldsymbol{\beta} \parallel \dot{\boldsymbol{\beta}}$, т.е. $[\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}] = 0$, выражение (3.41) приводится к виду:

$$dI(\theta, \varphi) = \frac{q^2 \dot{v}^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} d\Omega, \quad (3.42)$$

где θ – угол между вектором ускорения (вектором $\dot{\boldsymbol{\beta}}$) и направлением на точку наблюдения (вектором $\mathbf{n}$).

В предельном случае $\beta \ll 1$ выражение (3.42) переходит в выражение (3.37). Если же $\beta \rightarrow 1$, то диаграмма направленности излучения частицы “вытягивается” в направлении ускорения и интенсивность излучения возрастает (рис. 3.8)

Рис. 3.8. Нормированная диаграмма направленности излучения заряженной частицы, испытывающего ускорение в направлении своего движения. (Случай $\beta = 0,01$ соответствует дипольному излучению)

Угол θ_m , для которого интенсивность максимальна, находится из условия

$$\frac{d}{d\theta} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} = 0,$$

согласно которого

$$\theta_m = \arccos \left[\frac{1}{3\beta} \sqrt{1 + 15\beta^2} - 1 \right]. \quad (3.43)$$

Наибольший интерес представляет случай ультррелятивистского движения $\gamma \gg 1$. Раскладывая выражение (3.43) в ряд по малому параметру $1/\gamma$, находим для случая $\boldsymbol{\beta} \parallel \dot{\boldsymbol{\beta}}$

$$\theta_{m\parallel} \approx \frac{1}{2\gamma}. \quad (3.44)$$

Таким образом, для ультррелятивистских частиц угол θ_m очень мал – порядка отношения энергии покоя частицы к её полной энергии, и излучение сосредоточено в узком конусе вокруг направления движения частицы.

Мощность излучения релятивистской частицы в случае $\boldsymbol{\beta} \parallel \dot{\boldsymbol{\beta}}$, когда

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} \frac{q^2 \dot{v}^2}{c^3} \gamma^6 = \gamma^6 P_0, \quad (3.45)$$

где P_0 – мощность излучения нерелятивистского заряда.

Процесс движения заряженной частицы по окружности, когда вектора скорости и ускорения перпендикулярны $\boldsymbol{\beta} \perp \dot{\boldsymbol{\beta}}$, проиллюстрирован на рис. 3.9.

Рис. 3.9. Траектория движения заряженной частицы в случае $\boldsymbol{\beta} \perp \dot{\boldsymbol{\beta}}$

Предположим, что $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{e}_z v/c$, а $\dot{\boldsymbol{\beta}} = e_x \dot{v}/c$, тогда $(\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}}) = (\dot{v} \sin \theta \cos \psi / c)$ и $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) = v \cos \theta / c$. В результате, после ряда преобразований из (3.41) получаем следующую диаграмму направленности излучения:

$$dI(\theta, \psi) = \frac{q^2 \dot{v}^2}{4\pi c^3} \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3} \left[1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \psi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \right] d\Omega. \quad (3.46)$$

Рис. 3.10. Нормированная диаграмма направленности излучения заряженной частицы, испытывающего ускорение в направлении по нормали к скорости своего движения

Из (3.46) следует характерная концентрация излучения релятивистской частицы в направлении ее движения (вектор скорости $\mathbf{v}$), когда $\theta \sim 0$ (рис. 3.10). Для ультрарелятивистских частиц с $\gamma \gg 1$ диаграмма направленности излучения «вытягивается» (рис. 3.11) и представляет собой узкий конус с углом раствора:

$$\theta_{m\perp} \sim 1/\gamma. \quad (3.47)$$

Таким образом, излучение ультрарелятивистского электрона сосредоточено в плоскости орбиты электрона и, благодаря релятивистским эффектам, является остронаправленным и в каждый момент времени заключено в конусе с углом раствора $1/\gamma$, где $\gamma = E_e/m_0c^2$ - релятивистский фактор электрона (рис. 3.11).

Рис. 3.11. Угловое распределение излучения релятивистского электрона, движущегося по круговой орбите радиуса R

□ Для ультрарелятивистской заряженной частицы, движущейся по круговой траектории ($\beta \perp \dot{\beta}$), мощность равна:

$$P_{\perp} = \frac{2}{3} \frac{q^2 \dot{v}^2}{c^3} \gamma^4 = \gamma^4 P_0. \quad (3.48)$$

Сравнивая (3.45) и (3.48), получаем:

$$P_{\perp} = \gamma^2 P_{\parallel}. \quad (3.49)$$

Таким образом, мощность излучения при поперечном ускорении заряженных частиц в γ^2 раз больше, чем при их продольном ускорении.

Исходя из выше обозначенной особенности излучения релятивистских заряженных частиц, движущихся по прямолинейной и круговой траекториям, можно сделать выводы об излучении заряженной частицы, совершающей произвольное ультрарелятивистское движение. Излучение при произвольном непрямолинейном движении можно рассматривать как когерентную суперпозицию излучений, обусловленных составляющими ускорения, параллельной и перпендикулярной скорости. Поскольку при одинаковых условиях излучение, обусловленное продольной составляющей, пренебрежимо мало ($\sim 1/\gamma^2$ - раз) по сравнению с излучением, обусловленным поперечной составляющей, то его вкладом можно пренебречь. Другими словами, излучение заряженной частицы при произвольном ультрарелятивистском движении в каждый момент времени приближенно совпадает с излучением заряда, движущегося по дуге окружности с мгновенным радиусом кривизны ρ , определяемым формулой

$$\rho = \frac{v^2}{\dot{v}_\perp} \approx \frac{c^2}{\dot{v}_\perp}, \quad (3.50)$$

где $\dot{v}_\perp$ - поперечная составляющая ускорения частицы.

Диаграмма направленности излучения при $\beta \rightarrow 1$ и $\gamma \gg 1$ представляет собой узкий конус с углом раствора $\sim 1/\gamma$.

Рассмотренные выше характерные особенности излучения релятивистских частиц (в основном электронов) широко используются при создании различных приборов и экспериментальных установок.

Вопросы для самоконтроля

1. Запишите выражения для преобразование координат в 4-мерном пространстве при переходе от покоящейся к движущейся с постоянной скоростью инерциальными системами отсчета.

2. Что описывают запаздывающие потенциалы Лиенара — Вихерта?

3. Как изменяются силовые линии электрического поля заряженной частицы при переходе от состояния покоя к движению с релятивистской скоростью?

4. В каком случае заряженная частица становится источником электромагнитного излучения?

5. Что происходит с диаграммами направленности излучения заряженной частицы при переходе к релятивистскому случаю при ее продольном и поперечном ускорении?

6. Опишите угловое распределение излучения релятивистского электрона, движущегося по круговой орбите.

7. Во сколько раз, мощность излучения при поперечном ускорении заряженных частиц больше, чем при их продольном ускорении?

4. Синхротронное излучение

4.1. Элементы синхротронного источника излучения

В синхротроне заряженная частица – электрон массой m_e , движется по постоянной круговой орбите со скоростью v_e , в плоскости нормальной по отношению к вектору $\mathbf{B}$ индукции магнитного поля (рис. 4.1).

Рис. 4.1. Схема круговой орбиты движения электрона в синхротроне

Как отмечалось выше в разделе 2.2.3, ускорение электронов производится в синхротроне (циклическом электронном ускорителе) в котором частота ускоряющего электрического поля не меняется со временем, при этом ведущее магнитное поле (магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости орбиты электронов) увеличивается во времени, вследствие чего равновесная орбита не меняется в процессе ускорительного цикла. Схематично процесс ускорения происходит следующим образом. В камеру циклического ускорителя – синхротрона – вводятся электроды специальной конструкции, на которые подается разность потенциалов от высокочастотного коротковолнового генератора, работающего на постоянной частоте. Эти электроды образуют так называемый ускоряющий промежуток (ускоряющая щель, резонатор), в котором сосредоточено тангенциальное (направленное по касательной к траектории) электрическое поле, ускоряющее электроны. Согласно принципу синхронного ускорения (принцип автофазировки), необходимо, чтобы период обращения частицы в магнитном поле совпадал с периодом изменения электрического поля, т.е. с периодом генератора

$$T_{\text{ген}} = \frac{2\pi mc}{eH} = \frac{2\pi E_e}{ecH} = \text{const}, \quad (4.1)$$

здесь m , e – масса и заряд электрона; c – скорость света, E_e – полная энергия электрона, а H – некоторое среднее напряженности магнитного поля, величина которой является нарастающей функцией.

Если предположить, что магнитное поле не меняется по радиусу, то для выполнения условия синхронизации электрон должен на каждом обороте проходить разность потенциалов:

$$\Delta U_s = \frac{cT_{\text{ген}}^2}{2\pi} \frac{dH}{dt}. \quad (4.2)$$

Эта разность потенциалов носит название равновесная разность потенциалов. Как видно, она не зависит от энергии электрона и полностью определяется законом нарастания напряженности магнитного поля.

Наиболее благоприятным для реализации является линейный закон нарастания магнитного поля, при котором ΔU_s остается постоянной величиной. Если электрон ускоряется несколько большей разностью потенциалов, тогда изменение энергии электрона при однократном прохождении ускоряющего промежутка зависит от того, в какой фазе электрон проходит через данный промежуток:

$$\Delta E_e = eU_a \cos \varphi. \quad (4.3)$$

Таким образом, согласно (4.1)–(4.3), равновесное значение фазы определится, как

$$\cos \varphi_s = \frac{\Delta U_s}{U_a} = \frac{cT_{\text{ген}}^2}{2\pi U_a} \frac{dH}{dt}. \quad (4.4)$$

В данном случае напряжение на ускоряющем промежутке будет равно равновесному. Это означает, что если входная фаза электрона совпадает с равновесной $\varphi = \pm \varphi_s$, то такой электрон сохраняет равновесное значение фазы на всех последующих оборотах. Следовательно, такой электрон можно назвать резонансным. Очевидно, что резо-

нансный электрон после N проходов ускоряющего промежутка увеличивает свою энергию на величину:

$$\Delta E_e = NeU_a \cos \varphi_s. \quad (4.5)$$

Однако таких электронов, у которых фаза строго равна резонансной, ничтожно мало. Оказывается, что важнейшим свойством резонансного метода является возможность ускорения и таких электронов, фаза которых отклоняется от равновесной. Если электрон будет опережать резонансную частицу, то он попадает в более сильное ускоряющее электрическое поле, чем это необходимо для точного резонанса. Такой электрон приобретает большую энергию, чем резонансный, и, следовательно, частота его обращения $\omega = e\hbar N/E_e$ уменьшится. Таким образом, нерезонансный электрон может участвовать в процессе ускорения наряду с резонансным, ускоряясь квазисинхронно. Фаза такого электрона совершает периодические колебания около равновесного значения. Энергия частицы также колеблется около значения энергии резонансного электрона и в среднем равна ей. С течением времени фазовые колебания затухают, вследствие чего фаза неравновесных частиц автоматически приближается к равновесному значению.

Захват электронов в режим синхротронного ускорения возможен при достижении релятивистских скоростей частиц, действительно, синхротронная равновесная орбита, по которой электрон движется с постоянной средней угловой скоростью и медленно меняющимся радиусом, требует уже в начальном периоде, чтобы энергия частицы была релятивистской. Поэтому синхротронному режиму предшествует предварительный этап ускорения, например, в специальном инжекторе. После захвата в режим синхротронного ускорения вследствие колебаний пучок частиц будет иметь конечные радиальный и вертикальный размеры; он также будет ограничен по фазе, т.е. электронный пучок представляет собой сгусток типа тороида, изогнутого по орбите.

Рис. 4.2. Схема синхротрона: 1 – инжектор электронов;
2 – вакуумная камера; 3 – ускоряющие промежутки;
4 – квадранты магнита (90° – отклоняющие магниты);
5 – сгусток электронов

Для удобства технического решения задачи конструкции синхротрона и его эксплуатации появилась необходимость введения в ускорительную камеру прямолинейных промежутков, т.е. участков, на которых не действует магнитное поле (рис. 4.2). Такие участки необходимы для облегчения инжекции частиц, введения ускоряющих промежутков (одного или нескольких), введения дополнительных устройств и т.д.

Временные характеристики синхротронного источника излучения связаны с типом ускорителя. На синхротроне цикл ускорения, как правило, повторяется с частотой 50 Гц, и с такой же частотой повторяются пакеты импульсов синхротронного излучения, промодулированные внутри пакетов с частотой обращения электронов на орбите: $\omega_0 = c/2\pi R$. Длина сгустка электронов на орбите определяет длительность этого минимального импульса, которая достигает сотен пикосекунд. Если на орбите несколько сгустков, то частота повторения будет кратной частоте обращения $\omega_N = N\omega_0$, где N –

число сгустков. Поэтому на синхротроне в каждом цикле ускорения необходимо при помощи прерывателя (механического модулятора) выделять временной участок (при 50 Гц порядка 5 мс), на котором электроны можно считать моноэнергетическими. Это существенно снижает энергетическую эффективность использования синхротрона в качестве источника монохроматического излучения.

Рис. 4.3. Схематический вид накопительного кольца, на котором показаны некоторые основные элементы, такие как поворотные магниты, фокусирующие и расфокусирующие магниты (квадруполь), дополнительные устройства генерации излучения (ондулятор, вигглеры) и радиочастотный резонансный ускоритель

Устранить эту проблему оказалось возможным с созданием накопительных колец (рис. 4.3). Магнитное поле в накопительном кольце, подобно синхротрону, совмещает две функции: управление (искривление траектории) и фокусировку. В отличие от синхротрона, в накопительном кольце магнитное поле не меняется во времени, обеспечивая постоянство энергии циркулирующих частиц. В накопителях электроны живут на орбите часами. Здесь важно учесть длину сгустка, достигающую нескольких сантиметров (длительность до 100 пс), число сгустков на орбите и частоту обра-

ния электрона. Постепенно интенсивность импульсов синхротронного излучения уменьшается из-за потери частиц на орбите. Эти радиационные потери энергии компенсируются с помощью высокочастотного электрического поля, сосредоточенного в прямолинейных промежутках. Предварительно ускоренные до высокой энергии в инжекторе (линейный ускоритель, синхротрон и т.д.) пучки заряженных частиц многократно вводятся в камеру накопительного кольца отдельными импульсами до достижения требуемой плотности частиц. Для уменьшения потерь частицы движутся в сверхвысоком вакууме 10^{-9} Торр. За счет накопления частиц средний ток на орбите накопителя примерно на порядок больше, чем в синхротроне, а сечение пучка меньше, поэтому выше яркость излучения и лучше его пространственные характеристики. Все это, а также возможность длительного использования излучения моноэнергетических электронов создают серьезные преимущества накопителей как источников синхротронного излучения перед традиционными синхротронами. Отметим также, что накопители создают вокруг себя более низкий радиационный фон, что позволяет располагать аппаратуру ближе к источнику синхротронного излучения.

Обычно накопительное кольцо имеет большое число каналов – выходов синхротронного излучения. Так же, как и в синхротроне, очень удобным является включение в структуру накопительного кольца прямолинейных промежутков, лишенных магнитного поля. В них возможно введение дополнительных устройств формирующих излучение – ондуляторов, или вигглеров, позволяющих существенно повысить эффективность использования синхротронного излучения (рис. 4.3).

4.2. Излучение электрона в магнитном поле поворотного магнита накопительного кольца

Поворотный или отклоняющий магнит, также называется дипольным магнитом, состоит из противоположных северного и южного полюсов, которые находятся на противоположных сторонах магнита, обеспечивая в зазоре однородное магнитное поле (рис. 4.2). Как показано на рис. 4.4, когда релятивистский электрон с энергией

E_e движется по круговой траектории в дипольном магните с основным полем $B_y = B$, направленным вдоль оси y , и радиусом изгиба R , он излучает электромагнитную энергию, сведенную в конус с раскрытием $\pm 1/\gamma$ в направлении его движения.

Рис. 4.4. Синхротронное излучение электрона из области поворотного магнита

Мощность излучения релятивистского электрона движущегося по круговой орбите радиуса R , согласно (3.48), может быть выражена как

$$P_s = \frac{2}{3} r_0 m_0 c^2 \frac{c(\beta\gamma)^4}{R^2}, \quad (4.6)$$

где m_0 - масса покоя электрона, $r_0 = e^2/m_0 c^2$.

Интегрирование излучаемой мощности по всему изомагнитному накопительному кольцу с постоянным радиусом кривизны позволяет получить выражение для потери энергии электронов за один оборот за счет синхротронного излучения:

$$E_0 = \oint P_s dt = \frac{4\pi}{3} r_0 m_0 c^2 \beta^3 \frac{\gamma^4}{R}. \quad (4.7)$$

При интегрировании в (4.7) учтывали, что для релятивистского электрона $s = \beta ct \approx ct$, откуда $dt = ds/c$.

В инженерных расчетах (4.7) записывается как

$$E_0[keV] = 88,5 \frac{E_e^4[GeV]}{R[m]}. \quad (4.8)$$

Для электронного пучка, проходящего через дипольный магнит с углом изгиба траектории угловой сектор $\Delta\phi$ со средним током I_b , излучаемая мощность составляет

$$P_d = \frac{2}{3} r_0 m_0 c^2 \frac{c(\beta\gamma)^4}{eR} \Delta\phi I_b. \quad (4.9)$$

Для инженерных расчетов, мощность, излученная электронным лучом со средней силой тока I_b после прохождения магнитного диполя длиной L составит:

$$P_d[kW] = \frac{2}{3} \frac{e\gamma^4}{R^2} L I_b = 14,08 \frac{L[m] I_b[A] E_e[GeV]^4}{R[m]^2}, \quad (4.10)$$

где E_e - энергия электронов в накопительном кольце.

Для электронного пучка, циркулирующего в накопителе (со средним током I_b и периодом обращения $T_0=2\pi R/\beta c$), полная излучаемая мощность на виток составляет,

$$P_0 = \frac{E_0 N_e}{T_0} = \frac{I_b E_0}{e} = \frac{4\pi}{3} r_0 m_0 c^2 \beta^3 \frac{\gamma^4}{eR} I_b, \quad (4.11)$$

где N_0 – количество электронов в кольце.

Таким образом, согласно (4.11), в практических устройствах общая мощность синхротронного излучения (в Ваттах) – это о потеря энергии электронов за один виток обращения в накопительном кольце (в эВ), умноженная на ток луча (в Амперах). Можно видеть, что при токах электронного пучка в диапазоне от нескольких мА до нескольких 100 мА, что общая мощность синхротронного излучения может оказаться достаточно большой (табл. 1). Поэтому, для поддержания постоянного тока электронов в накопительном кольце

необходимо обеспечивать компенсацию потерь энергии электронов из-за синхротронного излучения.

Таблица 1

**Потери энергии электрона
на синхротронное излучение за один оборот (E_0)
и критическая энергия кванта синхротронного излучения (E_c)
для различных электронных накопительных колец**

Кольцо ускорителя	E_e, GeV	R, m	E_0, MeV	E_c, keV
EPA- Electron-Positron Ac- cumulator (CERN, Швейцария).	0,6	1,43	0,008	0,34
SRS- -Synchrotron Radiation Source (Дарсбери, Великобритания)	2,0	5,6	0,25	3,2
DORIS – DOppel-RIng-Speicher (Гамбург, Германия)	5,0	12,3	4,5	22,5
PEP– Positron-Electron Pro- ject (Stanford Linear Accelerator Center, SLAC, Стэнфорд, США)	18	166	56,1	78,1
HERA- Hadron- Electron Ring Accelerator (Гамбург, Германия)	30	550	140	109
LEP- Large Electron-Positron collider (CERN, Швейцария)	55	3100	261	119

Когда электрон проходит по круговой траектории в дипольном магните, испускаемое им излучение на наблюдателя, находящегося вне круга орбиты, происходит только от короткой дуги траектории электрона (AB) (рис. 4.2).

Рис. 4.5. Иллюстрация ограниченной дуги траектории, с которой излучение электрона поступает в направлении к наблюдателю

Как следует из рис. 4.5, синхротронное излучение, которое обладает ярко выраженным «прожекторным эффектом», направлено вперед по движению электрона и сосредоточено в узком конусе с угловым раствором $\sim 1/\gamma$. Вследствие характерного для отдельного релятивистского электрона прожекторного эффекта наблюдатель регистрирует излучение как короткий импульс, возникающий при прохождении луча через точку наблюдения. При этом наблюдатель сначала увидит излучение, произведенное в точке А под углом $-1/\gamma$, а последний увиденный им фотон будет произведен в точке В под углом $+1/\gamma$. Таким образом, наблюдатель будет видеть излучение в течение времени (Δt) , равного разнице между временем, необходимым электрону для перехода от А к В по дуге (t_{ABe}), и временем, необходимым фотону для перехода от А к В по прямой ($t_{AB\gamma}$):

$$\Delta t = t_{ABe} - t_{AB\gamma} = \frac{\widehat{AB}}{rc} - \frac{\overline{AB}}{c} = \frac{2R}{\gamma\beta c} - \frac{2R\sin(1/\gamma)}{c}. \quad (4.12)$$

Поскольку для релятивистского электрона $\gamma \gg 1$, $1 - \beta \approx 1/2\gamma^2$, а $\sin(1/\gamma) \approx 1/\gamma - (1/\gamma)^3/6$, то выражение для длительности импульса фотонов будет иметь вид:

$$\Delta t \approx \frac{2R}{\beta\gamma c} - \frac{2R}{c} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{6\gamma^3} \right) = \frac{2R}{\beta\gamma c} \left(1 - \beta + \frac{\beta}{6\gamma^2} \right) \approx \frac{4}{3} \frac{R}{c\beta\gamma^3}. \quad (4.13)$$

Так как, при $\gamma \gg 1, \beta \rightarrow 1$, то

$$\Delta t \approx \frac{4}{3} \frac{R}{c\gamma^3}. \quad (4.14)$$

Таким образом, в точку наблюдения приходит волновой пакет, причем интервалы Δt и $\Delta\omega$, характеризующие длительность переданного сигнала и частотный состав спектра, связаны соотношением неопределенности: $\Delta t \cdot \Delta\omega \cong 1$. Следовательно, наблюдатель будет регистрировать в точке наблюдения целый ряд гармоник спектра электромагнитного излучения, включая частоты порядка критической (критической называется такая частота, при превышении которой интенсивность излучения в любом направлении становится пренебрежимо малой, при этом суммарная энергия синхротронного излучения, излучаемая источником на всех длинах волн больше критической, равна суммарной энергии излучения на всех длинах волн меньше критической):

$$\omega_c \sim \Delta\omega = \frac{2\pi}{\Delta t} = \frac{3\pi c \gamma^3}{2R}. \quad (4.15)$$

Энергия кванта излучения для критической частоты равна:

$$E_c = \hbar\omega_c = \frac{3\pi}{2} \frac{\hbar c}{R} \gamma^3. \quad (4.16)$$

Для инженерных расчетов (4.16) записывается в виде

$$E_c [\text{keV}] = 0,665 E_e^2 [\text{GeV}] \cdot B [\text{T}]. \quad (4.17)$$

В результате наблюдатель регистрирует короткий импульс синхротронного излучения, который, в зависимости от энергии электронов и величины отклоняющего магнитного поля, охватывает широкий непрерывный спектр энергий фотонов от инфракрасного до рентгеновского излучения (рис. 4.6).

Рис. 4.6. Зависимость относительной интенсивности синхротронного излучения от частоты, отнесенной к критической частоте

Как видно, важное значение критической энергии кванта синхротронного излучения заключается в том, что она устанавливает максимум для спектра синхротронного излучения (рис. 4.6), при этом спектральная мощность излучения быстро спадает для энергии фотонов выше этого критического значения (рис. 4.7).

Рис. 4.7. Спектр излучения релятивистского электрона движущегося по круговой орбите

Спектр излучения циркулирующего электрона – линейчатый, так что частота излучения $\omega = \omega_e (N + 1/2)$, где $\omega_e = 2\pi R/c$ – частота вращения электрона по орбите, N -целое число, но, так как $N \gg 1$, спектр излучения практически непрерывный. Согласно (4.15) максимум спектра излучения релятивистского электрона близок к частоте $\omega_{\max} \approx \omega_e \gamma^3$. В наиболее распространенных синхротронных источниках диапазон излучения лежит в области жесткой рентгеновской радиации с энергией фотонов порядка 1-50 кэВ.

Полное спектральное распределение для синхротронного излучения можно рассчитать с помощью преобразования Фурье мощности излучения релятивистского электрона (4.6):

$$\frac{dP_s}{d\omega} = \frac{P_s}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (4.18)$$

где

$$S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx$$

здесь $K_{5/3}(x)$ – модифицированная функция Бесселя.

Полная энергия, излученная в единицу телесного угла на единицу частотного интервала, равна квадрату модуля преобразования Фурье электрического поля, видимого наблюдателем. Таким образом, интегрируя (4.18) по частоте и времени, получаем полную энергию фотонов, излучаемую на единицу телесного угла:

$$\frac{dW_{ph}}{d\Omega} = \frac{7e^2}{16} \frac{\gamma^5}{R} \frac{1}{(1+\gamma^2\psi^2)^{5/2}} \left[1 + \frac{5\gamma^2\psi^2}{7(1+\gamma^2\psi^2)} \right]. \quad (4.19)$$

Как следует из (4.19), из-за горизонтального движения источника излучения результат зависит только от угла наблюдения в вертикальной плоскости ψ . Результат расчета углового распределения плотности мощности синхротронного излучения приведен на рис. 4.8.

Рис. 4.8. а) Угловое распределение плотности мощности потока синхротронного излучения, поляризованного в плоскости орбиты (σ), в плоскости перпендикулярно орбите (π) и суммарное (tot); б) иллюстрация изменения поляризации синхротронного излучения из области поворотного магнита от угла наблюдения в вертикальной плоскости ψ

Как видно из рис. 4.8а), для компоненты синхротронного излучения линейной поляризации с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости орбиты (π -компонента (рис. 3.11)), наблюдается минимум в плоскости орбиты. Компонента с электрическим вектором, параллельным плоскости орбиты (σ -компонента (рис. 3.11)), имеет максимум в плоскости орбиты. То есть излучение линейно поляризовано в плоскости вращения электрона,

если направление излучения лежит в этой плоскости, и право- и лево-эллиптически поляризовано при излучении, направленном выше и ниже плоскости вращения (рис. 4.8б)). Таким образом, поскольку непосредственно в плоскости орбиты излучение почти полностью линейно поляризовано, вырезая излучение в плоскости орбиты, можно получить линейную поляризацию синхротронного излучения, достигающую 98%.

Размерные параметры источника синхротронного излучения определяются эмиттансом (ϵ), величина которого равна произведению размера поперечного сечения излучающей области электронного пучка на угол расходимости испускаемого потока фотонов. Типичные значения для вертикального и горизонтального эмиттанса современных источников синхротронного излучения составляют 10^{-10} - 10^{-8} и 10^{-8} - 10^{-6} м·рад. Именно величина эмиттанса, зависящая от степени совершенствования магнитной системы источника синхротронного излучения, наиболее полно отражает уровень промышленных технологий, использованных при создании накопительного кольца. В связи с этим, по величине эмиттанса можно условно выделить несколько поколений существующих синхротронных источников излучения. К первому поколению относят ускорители с эмиттансом $(1-5) \cdot 10^{-7}$ м·рад., которые были построены в 60-е годы прошлого столетия. Ко второму поколению относятся источники с эмиттансом $(0,5-1,5) \cdot 10^{-7}$ м·рад., которые массово были построены в 80-х годах. К третьему поколению относятся сооруженные в 90-х годах синхротронные центры, имеющие эмиттанс $(1-10) \cdot 10^{-9}$ м·рад. Четвёртое поколение источников синхротронного излучения ориентировано на эмиттанс на уровне $(10^{-11} - 10^{-10})$ м·рад. Но эти источники уже не являются в полном смысле синхротронными, т.к. оказывается, что если даже в начальный момент инжекции электроны имели очень маленький эмиттанс, в процессе многократного (миллиарды раз) прохождения по орбите, они «забывают» о своем начальном состоянии, и эмиттанс пучка далее определяется квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. Для уменьшения эмиттанса (и таким образом повышения яркости) пред-

лагается создавать источники на основе лазеров на свободных электронах, а также на основе линейных ускорителей с рекуперацией энергии.

Важным параметром, характеризующим эффективность работы синхротронного источника излучения, является осевой спектральный поток фотонов $\dot{N}_{ph}$, определяемый как количество фотонов в единицу времени на единицу телесного угла (рис. 3.9) в полосе пропускания $\Delta\omega/\omega$ и для тока циркулирующего электронного пучка I_b , определяемый как

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\Omega} = \frac{d^2\dot{N}_{ph}}{d\theta d\psi} = \frac{3\alpha E_0^2 I_b}{4\pi^2 e (m_0 c^2)^2} \frac{\Delta\omega}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 K_{2/3}^2\left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right), \quad (4.20)$$

здесь $K_{2/3}(x)$ – модифицированная функция Бесселя, а $\alpha = 2\pi e^2/ch$.

Для инженерных расчетов, на уровне 0,1% полосы пропускания, (4.20) имеет вид:

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\Omega} \left[\frac{\text{photon}}{\text{sec} \cdot \text{mrad}^2} \right] = 1,33 \times 10^{13} E_0^2 [\text{GeV}] I_b [A] \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 K_{2/3}^2\left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right). \quad (4.19)$$

Таким образом, согласно (4.19) и (4.20), осевой поток фотонов на единицу угла отклонения составит

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\psi} = \frac{P_s}{\omega_c h} \frac{\Delta\omega}{\omega} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right). \quad (4.21)$$

Полный поток фотонов с энергией $E_\omega = \hbar\omega$ испускаемый из накопительного кольца со средним током пучка электронов I_b равен:

$$\dot{N}_{ph, E_\omega} = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{r_0 m_0 c^2 \beta^3 \gamma^4}{\omega_c R E_c^2} I_b \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(x) dx. \quad (4.22)$$

Интегрируя (4.22) по всем частотам, получим полный поток фотонов, излученных из накопительного кольца:

$$\dot{N}_{ph} = \frac{3\sqrt{3}}{2} r_0 m_0 c^2 \beta^3 \frac{\gamma^4}{R} I_b. \quad (4.23)$$

Этот параметр используется для определения яркости синхротронного источника излучения. Яркость определяется числом фотонов испускаемых за 1 с с единичной площади поверхности излучающей области в единицу телесного угла расходимости потока фотонов в диапазоне энергии ΔE равной 0,1% от энергии фотонов W_{ph} . Поэтому яркость имеет размерность $[\text{фотон} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{рад}^{-2} / 0,1\% W_{ph}]$.

Как было показано выше, синхротронное излучение имеет импульсную природу. Вследствие релятивистских эффектов поток электронов в накопительном кольце разбивается на отдельные сгустки – банчи (англ. bunch) протяженностью несколько сантиметров. По этой причине электронный ток через поворотный магнит является прерывистым, а генерируемое синхротронное излучение состоит из периодических импульсов длительностью в несколько десятков микросекунд разделенных наносекундными временными интервалами. При определенных условиях накопления можно создать режим работы, при котором по каналу накопительного кольца будет перемещаться единственный сгусток электронов (однобанчный режим). В таком режиме длительности импульсов электромагнитного излучения и интервалы между ними имеют высокую регулярность, что позволяет исследовать динамику быстропротекающих процессов.

4.3. Излучение ондулятора и вигглера

В синхротроне внешний наблюдатель использует очень малую долю излучаемой электроном энергии, равную отношению угла раствора потока синхротронного излучения к полному углу по орбите (см. (3.9)). Ондулятор (англ. undulator- образующий волны или от французского l'onde – волна) и вигглер (англ. wiggler – змейка) являются встраиваемыми устройствами, состоящими из ряда чередующихся по полярности полюсов магнитов с высокой магнитной индукцией (от 0,1 до 10 Тл), периодически отклоняющими электрон в противоположных направлениях. Электрон в таких периодических системах, за

исключением специальных случаев, движется по плоской траектории. Они устанавливаются на прямых участках накопительного кольца между поворотными магнитами (рис. 4.3) и оптимизированы для получения определенных характеристик синхротронного излучения. Применение этих устройств позволяет повысить эффективность использования излучения электрона и получить более монохроматичный спектр синхротронного излучения.

4.3.1. Излучение ондулятора

В магнитном ондуляторе (рис. 4.9а)) с помощью системы магнитов создается периодическое в пространстве (вдоль оси z) с переменной полярностью вдоль оси z постоянное магнитное поле. Это приводит к циклическим колебаниям частицы вдоль оси x при распространении электронного пучка вдоль оси z и, как следствие к испусканию электромагнитных волн. Параметры ондулятора: период λ_u , индукция магнитного поля B и число периодов N_u подбираются таким образом, чтобы достичь когерентного сложения и интерференции излучения от соседних участков искривленной траектории электронного пучка (рис. 4.9б)). Вследствие интерференции в спектре синхротронного излучения на определенных длинах волн появляются максимумы интенсивности – гармоники ондулятора. Интенсивность гармоник в N_u^2 раз выше интенсивности излучения из области обычного поворотного магнита. Излучение планарного ондулятора с периодом N_u имеет такой же физический профиль, как в отдельном коротком изгибающем магните (рис. 4.9в)), но N_u -раз колебаний, которые электрон выполняет в ондуляторе, приводят к преобразованию испускаемого синхротронного излучения в квази-монохроматическое с конечной шириной линии. Кроме того, излучение из ондулятора оказывается более направленным, распространяющимся в угловом конусе $1/(\gamma N_u^{1/2})$, т.к. его эмиттанс уменьшен.

Рис. 4.9. Схематичное изображение ондулятора и траектории движения электронов в нем

В плоском ондуляторе с периодом λ_u и максимумом миндукции магнитного поля B_0 величина магнитного поля в проекции на ось y изменяется гармонически по закону $B_y = B_0 \sin(2\pi z / \lambda_u)$, в результате чего средняя мгновенная мощность излучения движущегося в ондуляторе электрона составляет:

$$P_u = \frac{r_0 c m_0 c^2 \gamma^2 K^2}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} \right)^2, \quad (4.24)$$

где K – структурный параметр, называемый K -параметром, или параметром дефлексии, определяются, как:

$$K = \frac{e B_0 \lambda_u}{2\pi m_0 c} = 0,934 \lambda_u [cm] B [T]. \quad (4.25)$$

Для ондуляторов обычное значение параметра $K \sim 1$. Например, для ондулятора с периодом $\lambda_u = 20$ мм и амплитудой индукции магнитного поля $B_0 = 1$ Т, величина параметра $K = 1,84$.

Полная энергия, излученная электроном после прохождения в ондуляторе расстояния $L = N_u \lambda_u$ равна:

$$W_u = \frac{r_0 c m_0 c^2 \gamma^2 K^2 L}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} \right)^2. \quad (4.26)$$

Согласно (4.26), средняя мощность синхротронного излучения, излученного электронным пучком с силой тока I_b после прохождения ондулятора определится, как:

$$P_{u,I} = \frac{r_0 c m_0 c^2 \gamma^2 K^2 L I_b}{3e} \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} \right)^2. \quad (4.27)$$

Для инженерных расчетов (4.27) запишется, как

$$P_{u,l} = 0,633 E_e^2 [GeV] B_0^2 [T] L [m] I_b [A]. \quad (4.28)$$

При периодическом движении в направлении оси спектр излучения электрона имеет дискретный характер и содержит частоты, кратные основной частоте, навязываемой ему внешней магнитной системой ондулятора. Поскольку электрон испытывает периодические колебания в ондуляторе, то и излучаемое им поле также является периодическим во времени и представляет собой цуг волн, число периодов которого равно числу периодов ондулятора N_u . Заметим, что ондулятор отличается от вигглера увеличенным числом полюсов магнитной системы, их более близком расположении, а также сравнительно более слабыми магнитными полями (~ 1 Тл).

Как уже отмечалось выше, благодаря интерференционному сложению излучения от разных периодов ондуляторное излучение имеет линейчатые спектральные характеристики. В результате, длина волны синхротронного излучения из ондулятора на n -й гармонике может быть выражена как,

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{1}{2} K^2 + \gamma^2 \theta^2 \right), \quad (4.29)$$

а ширина линии излучения

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} = \frac{1}{nN_u}, \quad (4.30)$$

где $n = 1, 3, 5, \dots$ – номер гармоники линии излучения, $\omega_n = 2\pi c/\lambda_u$, $\Delta\omega_n = \omega - n\omega_1$.

Рис. 4.10. Расчетная зависимость потока излучения плоского ондулятора от энергии фотонов $E_{ph}(a)$ и фотография излучения по оси ондулятора и его увеличенное изображение

На рис. 4.10а) приведена расчетная энергетическая зависимость излучения для 1-й, 3-й и 5-й мод излучения плоского ондулятора со следующими параметрами: $L=2,4$ м, $N_u=72$, $I_b=100$ мА, $K=2,6$. На рис. 4.10б) показана фотография излучения из ондулятора, сделанная в направлении его оси.

Угловое распределение n -ой гармоники сосредоточено в узком конусе как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях (рис. 4.9), полуширина которого определяется следующим образом:

$$\sigma = \sqrt{\frac{3}{4\pi} \frac{1+K^2/2}{\gamma^2 n N_u}} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{n N_u}}. \quad (4.31)$$

Как видно, угловой раскрыв конуса излучения из ондулятора всегда меньше, чем конус излучения $1/\gamma$ из поворотного магнита и он уменьшается, как квадратный корень числа полюсов и номера моды (гармоники). Такое очень узкое угловое распределение излучения моды вместе с N_u^2 зависимостью интенсивности излучения, объясняет, почему спектральная яркость излучения из ондулятора на несколько порядков превосходит яркость излучения из поворотных магнитов.

Следует отметить, что наблюдаемые свойства потока фотонов определяются излучательными характеристиками электронного пучка. Поэтому для синхротронов первого и второго поколений горизонтальный эмиттанс находился на уровне 100-200 нм-рад, а для третьего поколения синхротронных источников излучения диапазон эмиттанса составил около 3-25 нм-рад. Такие низкие значения эмиттанса оказались возможными с использованием ондуляторов и позволили достичь высокой яркости средств синхротронного излучения источников третьего поколения. Однако увеличение яркости фотонного потока имеет предел, определяемый дифракционными эффектами. Дифракционно ограниченная излучательная способность или наименьшая полезная излучающая способность для получения фотонов высокой яркости заданной длины волны ограничена эмиттансом $\sim \lambda/4\pi$, поэтому для энергии

фотона 1 кэВ, излучаемой дифракционно ограниченным электронным пучком, эмиттанс составляет порядка 0,1 нм-рад.

Важным свойством ондуляторного излучения является его пространственная дисперсия – под разными углами излучаются разные длины волн (4.29), т.е. чем больший угол наблюдения относительно оси пучка, тем больше длина волны излучения (рис. 4.11).

Минимальная длина волны в ондуляторе излучается под нулевым углом и для характерных параметров $\lambda_u \sim 1\text{ см}$ и $\gamma \sim 3000$ составляет $\lambda_{\min} = \lambda_u / 2\gamma^2 \sim 1\text{ А}^\circ$. Это позволяет простой диафрагмой (т.е. без специальных спектральных приборов) выделить для исследований нужную часть спектра излучения.

Рис. 4.11. Спектральное и угловое распределение потока излучения от энергии фотонов E_{ph} энергии в излучении ондулятора

Синхротронное излучение, генерируемое в ондуляторах и вигглерах, также как и излучение поворотного магнита линейно поляризовано в плоскости движения электрона, а при отклонении от этой плоскости вверх или вниз становится эллиптически поляризованным.

В накопительном кольце с силой тока циркулирующим электронного пучка I_b полный поток фотонов синхротронного излучения по оси ондулятора в единицу телесного угла равен

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\Omega} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d\dot{N}_{ph,n}}{d\Omega} = \alpha \gamma^2 N_u^2 \frac{I_b}{e} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta\omega}{\omega} \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi N_u \Delta\omega n}{\omega_1}\right)}{\frac{\pi N_u \Delta\omega n}{\omega_1}} \right)^2 A_n(K), \quad (4.31)$$

$$A_n(K) = \frac{n^2 K^2}{(1+K^2/2)^2} \left[J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2}{4+2K^2} \right) - J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2}{4+2K^2} \right) \right]^2, \quad (4.32)$$

где $\alpha = 2\pi e^2/(\hbar c)$, а $J_m(x)$ - функция Бесселя.

В каждом эксперименте только одна гармоника излучения попадает на образец, поэтому большое значение имеет знание характеристик излучения на определенной длине волны и возможный диапазон его перестройки. В связи с чем значимым параметром, является поток фотонов по оси на единицу телесного угла на n -й гармонике излучения, который на основании (4.31) может быть определен, как

$$\frac{d\dot{N}_{ph,n}}{d\Omega} = \alpha \gamma^2 N_u^2 \frac{I_b}{e} \frac{\Delta\omega}{\omega} \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi N_u \Delta\omega n}{\omega_1}\right)}{\frac{\pi N_u \Delta\omega n}{\omega_1}} \right)^2 A_n(K). \quad (4.33)$$

В результате чего поток фотонов на n -й гармонике излучения в направлении оси будет равен

$$\dot{N}_{ph,n} = \pi \alpha \gamma^2 N_u^2 \frac{I_b}{e} \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{1+K^2/2}{n} A_n(K). \quad (4.34)$$

Для инженерных расчетов поток фотонов на n -й гармонике излучения, отнесенный к 0,1% спектральной полосы излучения, рассчитывается как:

$$\dot{N}_{ph,n} = 1,43 \times 10^{14} N_u^2 I_b [A] \frac{1+K^2/2}{n} A_n(K). \quad (4.35)$$

4.3.2. Излучение вигглера

Вигглер – это набор сильных дипольных магнитов с чередующейся полярностью, расположенных на прямом участке. Схема устройства вигглера приведена на рис.4.12.

Рис.4.12. Схема устройства вигглера (а) и траектории движения фотонов и электронов в нем (б)-(в)

В вигглере, так же как и в ондуляторе электронный пучок периодически отклоняется в горизонтальной плоскости, но вне вигглера отклонения или смещения электронного пучка не происходит.

В вигглере, как и в ондуляторе, магнитное поле изменяется по закону $B_y = B_0 \sin(2\pi z / \lambda_w)$, где B_0 - амплитуда изменения индукции магнитного поля, а период осцилляций магнитного поля λ_w имеет значения большие нежели в ондуляторах ($\lambda_w > \lambda_u$), а линейный размер ($L = \lambda_w N_w$), выбирается меньше. В то же время величина магнитного поля вигглерах существенно превышает величину магнитного поля в ондуляторах и поворотных магнитах. В отличие от ондуляторов, параметр K для вигглеров достигает существенно больших значений: $K \gg 1$.

Рис. 4.13. Схематичное изображение движения электрона в вигглере с периодом осцилляций магнитного поля λ_w

На рис. 4.13. схематично изображена траектория движения электрона в вигглере. Из-за больших значений амплитуды периодически изменяющегося магнитного поля, амплитуды поперечных колебаний электронов очень велики. Вследствие этого угловые отклонения α (рис. 4.13) электронов оказываются намного больше, чем естественный угол для излучаемого ими синхротронного излучения $\theta \sim 1/\gamma$. Поэтому, в отличие от ондулятора, в вигглере различные криволинейные участки траектории электронов излучают независимо друг от друга. В результате происходит некогерентное сложение электромагнитных полей (рис. 4.12 б)), и общая интенсивность излучения получается путем суммирования вкладов от отдельных полюсов, что, в сравнении с излучением из поворотного магнита, приводит к росту интенсивности синхротронного излучения примерно в N_w раз. При этом спектр синхротронного излучения из вигглера, также как и из поворотного магнита, оказывается сплошным (рис. 4.14), а расходимость $\gg 1/\gamma$: в горизонтальной плоскости $\sim K/\gamma$, а в вертикальной $\sim 2/\gamma$.

Важным отличием вигглера является возможность создавать более сильные магнитные поля (5-10 Тл), чем это возможно в поворотном магните, где величина индукции магнитного поля ограничивается радиусом кривизны траектории электронов. Увеличение величины индукции магнитного поля и связанное с ним уменьшение локального радиуса кривизны траектории движения электронов, согласно (1.22) и (4.12), приводит к сдвигу критической длины волны синхротронного излучения в более коротковолновую область. С этой целью в вигглерах применяют сверхпроводящие магниты, обеспечивающие период поперечных изгибов траектории электронного пучка с амплитудой до десятых долей миллиметра. Число магнитных полюсов в вигглерах может достигать нескольких десятков.

Рис. 4.14. Зависимости спектральной плотности синхротронного излучения из вигглера (сплошная линия) и поворотного магнита (пунктир) от длины волны и энергии излучаемых фотонов (красные точки соответствуют излучению на критической длине волны)

На рис. 4.14 приведены сравнительные зависимости спектральной плотности синхротронного излучения из вигглера ($N_w=10$, $B_0=3,0$ Т) и поворотного магнита ($B = 0,74$ Т), демонстрирующие смещение критической длины волны излучения для вигглера в коротковолновую область.

Мгновенная мощность излучения электрона, проходящего через многополюсную магнитную систему вигглера, равна

$$P_w = \frac{r_0 m_0 c^3 \gamma^2 K_w^2}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda_w} \right)^2, \quad (4.36)$$

где

$$K_w = \frac{e c B_0}{2\pi m_0 c^2}. \quad (4.37)$$

Полная энергия, излученная электроном из вигглера длиной $L=N_w \lambda_w$ равна

$$W_w = \frac{r_0 e^2 \gamma^2 B_0^2 L}{3 m_0}. \quad (4.38)$$

Если ток пучка электронов в вигглере равен I_b , то мощность излученного им синхротронного излучения определится, как

$$P_{w,I} = \frac{r_0 e \gamma^2 B_0^2 L I_b}{3 m_0}. \quad (4.39)$$

Для инженерных расчетов (4.39) следует записать, как

$$P_{w,I} [kW] = 0,633 E_e^2 [GeV] B_0^2 [T] L [m] I_b [A]. \quad (4.40)$$

Критическая энергия для излучаемого вигглером синхротронного излучения равна

$$E_c = \hbar \omega_c = \frac{3 e B_0 \gamma^2}{2 m_0}. \quad (4.41)$$

Рис. 4.15. Сравнительные энергетические характеристики синхротронного излучения из вигглера и поворотного магнита

Поскольку в вигглерах углы излучения велики $\sim K/\gamma$, то, в пределах столь большого раскрыва происходит сложение спектральных гармоник излученных под углами $\sim 1/\gamma$ от ближайших полюсов (рис. 4.12б)).

Результатом этого является возникновение континуума излучения, подобно излучению из поворотного магнита, что приводит к увеличению мощности излучения из вигглера в $2 \cdot N_w$ - раз в сравнении с последним (рис. 4.15). При этом, с увеличением индукции магнитного поля будет возрастать критическая энергия фотонов (4.11), а, следовательно, критическая длина волны синхротронного излучения вигглера будет все больше смещаться в коротковолновую

область. Поэтому вигглеры часто используют для повышения эффективности работы накопительных колец с поворотными магнитами, поскольку их многополюсность и более высокое магнитное поле позволяют получить гораздо большую интенсивность синхротронного излучения, более высокую критическую энергию фотонов и обеспечить генерацию поляризованного излучения. В таблице 2 приведены сравнительные характеристики синхротронных источников излучения разных стран ((ALS, Беркли, США; BESSY II, Адлерсхоф, Германия; ESRF, Гренобль, Франция ; SPring-8, Сайе, Япония.)

Таблица 2

Сравнительные характеристики источников синхротронного излучения

Facility	ALS	BESSY II	ESRF	SP-8
Electron energy	1.90 GeV	1.70 GeV	6.04 GeV	8.00 GeV
γ	3720	3330	11,800	15,700
Current (mA)	400	200	200	100
Circumference (m)	197	240	884	1440
RF frequency (MHz)	500	500	352	509
Pulse duration (FWHM) (ps)	35-70	20-50	70	120
<u>Bending Magnet Radiation:</u>				
Bending magnet field (T)	1.27	1.30	0.806	0.679
Critical photon energy (keV)	3.05	2.50	19.6	28.9
Critical photon wavelength	0.407 nm	0.50 nm	0.634 Å	0.429 Å
Bending magnet sources	24	32	32	23
<u>Undulator Radiation:</u>				
Number of straight sections	12	16	32	48
Undulator period (typical) (cm)	5.00	4.90	4.20	3.20
Number of periods	89	84	38	140
Photon energy ($K = 1, n = 1$)	457 eV	373 eV	5.50 keV	12.7 keV
Photon wavelength ($K = 1, n = 1$)	2.71 nm	3.32 nm	0.225 nm	0.979 Å
Tuning range ($n = 1$)	230-620 eV	140-500 eV	2.6-7.3 keV	4.7-19 keV
Central cone half-angle ($K = 1$)	35 μ rad	33 μ rad	17 μ rad	6.6 μ rad
Brightness ($K = 1, n = 1$) ^a [(photons/s)/mm ² · mrad ² · (0.1%BW)]	2.3×10^{19}	4.6×10^{18}	5.1×10^{18}	1.8×10^{20}
<u>Wiggler Radiation:</u>				
Wiggler period (typical) (cm)	16.0	12.5	8.0	12.0
Number of periods	19	32	20	37
Magnetic field (maximum) (T)	2.1	1.15	0.81	1.0
K (maximum)	32	12.8	6.0	11
Critical photon energy (keV)	5.1	2.11	20	43
Critical photon wavelength	0.24 nm	0.59 nm	0.62 Å	0.29 Å
Total power (max. K) (kW)	13	1.8	4.8	18

4.3.3. Лазеры на свободных электронах

Лазер на свободных электронах (англ. free-electron laser, FEL) – это устройство, которое генерирует лазерный луч, используя в качестве затравки синхротронное излучение, создаваемое в ондуляторе. Принцип действия лазера на свободных электронах проиллюстрирован на рис. 4.16. Электронный пучок, генерируемый электронной пушкой, ускоряется линейным ускорителем и вводится в ондулятор. В ондуляторе электронный луч совершает колебания в горизонтальной плоскости в периодически изменяющемся магнитном поле и генерирует синхротронное излучение с длиной волны определяемой уравнением (4.29). Это излучение, называемое спонтанным излучением, обычно очень слабое. Причина этого заключается в том, что электроны обычно разбросаны по интервалу, который намного превышает длину волны излучения, и поэтому они не могут излучать когерентно. Но, при заключении устройства в зеркальный резонатор, при последовательных обходах резонатора это слабое излучение будет усиливаться поступающими в ондулятор новыми электронами, пока не наступит насыщение на уровне мощности, который обычно в 10-100 миллионов раз превышает мощность спонтанного излучения.

Рис. 4.16. Схема устройства лазера на свободных электронах

Лазеры на свободных электронах обладают рядом уникальных особенностей. Так, например, меняя энергию электронного пучка, а

также параметры ондулятора (индукцию магнитного поля и расстояние между магнитами), можно в широких пределах менять частоту лазерного излучения. При этом вполне достижимы частоты от терагерцового до рентгеновского диапазона и огромные плотности энергии в лазерном импульсе. В частности, рентгеновские лазеры на свободных электронах (XFEL) – это первые источники электромагнитного излучения, которые способны генерировать когерентные, перестраиваемые лазерные импульсы в рентгеновском диапазоне. Благодаря малой длине волны $\sim 10^{-10}$ м и фемтосекундной длительности импульсов они впервые позволили разрешить структуру и динамику вещества на атомном масштабе. В связи с этим, сегодня лазеры на свободных электронах представляют бурно развивающийся раздел экспериментальной физики.

В отличие от обычных лазеров, в которых усиление достигается переходами возбужденных электронов в связанных атомных или молекулярных состояниях, в FEL – лазерах в качестве усиливающей среды используется пучок релятивистских «свободных» (несвязанных) электронов.

Рис. 4.17. а) – схематичное изображение траектории распространения электронного пучка и синхротронного излучения в ондуляторе; б) – условие передачи энергии от электрона к электромагнитной волне

Электрон в ондуляторе движется вдоль косинусоидальной траектории в ориентированном по оси z магнитном поле, величина индукции которого гармонически изменяется по синусоидальному закону

$$\mathbf{B} = B_0 \left(0, \sin \left(\frac{2\pi z}{\lambda_u} \right), 0 \right),$$

а плоская электромагнитная волна распространяется прямолинейно вдоль оси z (рис. 4.17). Поскольку электрон в ондуляторе движется по искривленной траектории, то его скорость имеет следующие составляющие по отношению к его начальному направлению движения

$$v_x \cong \frac{cK}{\sqrt{2}\gamma}, \quad (4.42)$$

$$v_z \cong c \left[1 - \frac{2+K^2}{4\gamma^2} \right]. \quad (4.43)$$

Таким образом, ускоренное движение электрона по искривленной траектории приводит к генерации синхротронного излучения и обуславливает взаимодействие электрона с полем электромагнитной волны. Процесс этого взаимодействия проиллюстрирован на рис. 4.17. Как видно, после прохождения одного периода ондулятора λ_u , между излученной электромагнитной волной и электроном возникнет разность хода

$$\delta \sim (c - v_z) \frac{\lambda_u}{c} = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (4.44)$$

Если возникшая разность хода будет кратна длине волны синхротронного излучения,

$$\delta = n\lambda, \quad (4.45)$$

где n - целое число, то между электроном и волной установится фазовый синхронизм, и суммарное изменение энергии во всём ондуляторе может быть значительным.

Из уравнений (4.44) и (4.45) получаем, что длина волны излучаемой электромагнитной волны будет равна

$$\lambda = \lambda_n \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (4.46)$$

В (4.46) $n=1$ относится к основной моде излучения, а $n > 1$ соответствует более высоким гармоникам.

Если рассматривать основную моду излучения, то соответствующий ей импульс излучения на выходе из ондулятора

должен иметь пространственную протяженность $N_u \delta$. Тогда длительность этого импульса будет равна:

$$\Delta \tau \cong \frac{N_u \delta}{c}. \quad (4.47)$$

Тогда, согласно закона Парсевалья, ширина спектра данного импульса будет равна

$$\Delta \omega \cong \frac{\pi}{\Delta \tau} = \frac{\pi c}{N_u \delta}. \quad (4.48)$$

Таким образом, результат взаимодействия релятивистского электрона с электромагнитной волной в ондуляторе зависит от разности фаз между волной и колебаниями электрона: если напряженность электрического поля волны увеличивает поперечную скорость электрона, то последний в этой точке будет ускоряться в направлении движения и приобретать дополнительную энергию, а электромагнитная волна будет затухать. В противном случае электрон будет терять энергию, отдавая её волне. Предположим, что электрон пересекает ось z в точке с координатой $z = \lambda_u/4$ (рис.3.1.б) в момент времени $t = \lambda_u/(4c)$, когда электрическое поле волны в этом месте максимально. Тогда в точку, отстоящую на расстоянии $\lambda_u/2$, электрон попадет спустя время $t = \lambda_u/(2v_z)$, в момент времени, когда сила, действующая на него со стороны электромагнитной волны, изменит знак. Но поперечная составляющая скорости в этой точке также изменит знак. В результате мощность системы останется неизменной. В последующем, электрон будет ускоряться вдоль всего ондулятора (пока не выйдет из синхронизма, что произойдет из-за увеличения его энергии). Наоборот, электрон с той же (синхронной) энергией, летящий с задержкой на время π/ω позже, где ω = частота электромагнитной волны, будет все время замедляться, а волна будет усиливаться. Эти условия синхронизма при неизменности энергии электронов могут сохраняться относительно длительное время только при равенстве частоты волны ω и частоты осцилляции электронов или её гармоник с учетом релятивизма.

Условие резонансной передачи энергии вдоль ондулятора дает точно такое же излучение с длиной волны, как это наблюдается в ондуляторном излучении (4.29) при $\theta = 0$ и $n=1$. Именно это послужило причиной того, что спонтанное излучение ондулятора может служить «затравочным излучением» в FEL.

FEL – лазеры обычно генерируют излучение с длиной волны

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad (4.49)$$

которое усиливается за счет взаимодействия между генерируемым в ондуляторе синхротронным излучением и электронным лучом.

Вынужденное ондуляторное излучение вызвано синхронизацией отдельных излучателей. Для этого сгенерированное и усиленное ондулятором синхротронное излучение отражается в прямом и обратном установленными на входе и выходе из FEL зеркалами, что позволяет излучению многократно взаимодействовать с электронным пучком. Повторяя этот процесс со скоростью десятки миллионов раз в секунду синхротронное излучение усиливается и улучшается его когерентность.

Существенной особенностью FEL с высоким коэффициентом усиления является происходящее в нем когерентное сложение излучения от большого количества электронов. В этом случае интенсивность поля излучения квадратично растет с числом излучающих частиц: $I_N = N^2 I_1$, где N - число излучающих электронов, а I_1 - интенсивность единичного источника. Если бы можно было сконцентрировать все электроны сгустка в область, которая намного меньше длины волны излучения, то эти N частиц могли бы излучать как «точечная макрочастица» с зарядом $Q = -N \cdot e$. Однако большая проблема заключается в том, что концентрация примерно 10^9 электронов в крошечном объеме совершенно невозможна, поэтому даже самые короткие сгустки электронов намного длиннее, чем длина электромагнитной волны излучаемой FEL.

Выход из этой проблемы дал процесс микрогруппировки электронов в микросгустки – микробанчи. Суть этого самосогласованного процесса заключается в следующем. Если энергия электронов и длина электромагнитной волны в ондуляторе таковы, что удовлетворяется условие синхронизма, то одна половина электронов начинает терять энергию, а другая, поступившая в ондулятор на половину периода волны позже, – набирать. Таким образом, сначала средняя энергия электронов не меняется, но происходит модуляция энергии, т.е., пучок разбивается на слои толщиной в половину длины волны с чередующимся отклонением энергии от начальной. Однако частицы с меньшей энергией летят медленнее, а с большей – быстрее. Поэтому «быстрые» слои догоняют «медленные». Следовательно, возникают уплотнения и разрежения, т.е. происходит модуляция плотности электронов с пространственным периодом, примерно равным длине волны. Далее, для образовавшихся сгустков электронов повторяется тот же процесс, что происходил в первой половине ондулятора: одни «полуволновые» слои пучка замедляются, а другие – ускоряются, но теперь энергию теряют слои с большей плотностью частиц, а приобретают – слои с меньшей плотностью. Это приводит к концентрации электронов в более коротких срезах, чем характерный период ондулятора λ_u . В результате средняя энергия электронов уменьшается, а мощность электромагнитной волны растет. Результат численного моделирования этого процесса показан на рис. 4.18.

Рис. 4.18. Результат численного моделирования возникновения микробанчей в ондуляторе

Электроны, находящиеся внутри микробанча, излучают когерентно так, как если бы он был отдельной микрочастицей с огромным зарядом. В результате возникает «коллективная неустойчивость», приводящая к экспоненциальному росту мощности излучения. Предельная мощность излучения из FEL составляет $P \propto N_c^2$, где N_c – количество электронов в области когерентности (микробанче), каждый из которых в отдельности излучает мощность P_u . Типичное значение для $N_c \approx 10^6$, поэтому

$$P_{FEL} = 10^6 P_u. \quad (4.50)$$

Рис. 4.19. Экспоненциальный рост энергии излучения в зависимости от длины ондулятора. (Результат приведен для длины волны синхротронного излучения $\lambda = 100$ нм установки SASEFE L of the TESLA Test Facility at DESY)

Коэффициент усиления для такой системы

$$\Gamma = \left(\frac{\pi K^2 e^2 k_u n_e}{c \gamma^3 m_0} \right)^{1/3}. \quad (4.51)$$

С ростом длины ондулятора, по мере организации микробанчей в электронном пучке, наблюдается экспоненциальное увеличение энергии излучения на выходе FEL, с коэффициентом усиления (4.51), которое со временем выходит на насыщение, когда процесс образования микробанчей заканчивается, это иллюстрируется зависимостью рис. 4.19. Угловая расходимость синхротронного излучения из FEL в режиме насыщения обычно составляет несколько

10 μ rad. Типичные параметры для FEL источников рентгеновского излучения синхротронов 3-го поколения приведены в Таблице 3.

Таблица 3

**Типичные параметры FEL
источников рентгеновского излучения**

Brightness	10^{+22} ph/sec/mrad ² /mm ² /0.1% b.w. (10^{+11} higher than conventional sources)
Small source and highly collimated beam	$\sim 10\mu\text{m}$ and $10\mu\text{rad}$
Broad emission spectrum: wavelength tunability	$0.1\text{eV} < E < 100\text{keV}$ or $1.2\mu\text{m} < \lambda < 0.01\text{\AA}$
Polarized radiation	100% linear or circular or elliptical
Pulsed radiation	50 ps pulses every ns
Power	several kW total power, several 100 W/mm ² power density
High degree of coherence	-- . -- . -- . -- . -- . --.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие устройства используются для получения синхротронного излучения?
2. Что такое накопительное кольцо?
3. Опишите принципы получения и качественное истолкование свойств СИ (излучение из поворотного магнита, вигглера, ондулятора).
4. Почему наблюдатель регистрирует синхротронное излучение в виде импульсов?
5. Что такое “критическая энергия” для синхротронов?
6. Как изменяется поляризация синхротронного излучения из области поворотного магнита от угла наблюдения в вертикальной плоскости?

7. Что такое эмиттанс и как он изменяется для разных поколений источников синхротронного излучения?

8. Опишите принцип действия ондулятора. В чем состоит отличие между вигглером и ондулятором?

9. Охарактеризуйте основные характеристики излучения (диаграмма направленности, спектр, поляризация) в вигглерах и ондуляторах.

10. Опишите принцип работы лазера на свободных электронах.

11. Почему лазеры на свободных электронах испускают когерентное излучение?

12. Что такое микробанчи в лазерах на свободных электронах.

5. Синхротронные источники излучения

5.1. Основные конструктивные элементы синхротрона

Как следует из представленного выше материала, синхротронные источники излучения обладают уникальными свойствами, в перечень которых входят повышенная яркость, широкий диапазон спектра и широкополосная перестраиваемость длины волны и энергии излучения, высокие направленность и когерентность излучения и др., что придает им исключительные аналитические возможности для определения характеристик материалов. В сочетании с различными режимами взаимодействия фотонов с материей синхротронное излучение может применяться в рамках целого ряда методов и методологий, в том числе для химического и структурного анализа, исследований электронных и магнитных свойств поверхностей, тонких пленок и скрытых интерфейсов определения морфологических характеристик и т.д. Эти свойства позволяют применять синхротронное излучение в широком диапазоне научных дисциплин: материаловедении, в энергетических исследованиях, кристаллографии белка, экологии, химии, в области естественных или биологических наук, микроэлектронике, в геологических науках, включая исследования внеземной материи, и в анализах окружающей сред. Синхротронное излучение также широко используется в различных отраслях промышленности – от фармакологии и биотехнологии до производства автомобилей, полупроводников и косметики. Источники излучения на базе лазеров на свободных электронах используются для изучения свойств материи в конденсированном состоянии, наноматериалов, молекулярных и атомных процессов и биологических систем. В частности, фемтосекундные рентгеновские импульсы, генерируемые FEL, используются для проведения экспериментов по однократной синхронизации, которые могут открыть новые необычные возможности для исследований сверхбыстрых и высокочувствительных молекулярных и атомных динамических процессов. Использование источников син-

хротронного излучения и FEL привело ко многим замечательным научным открытиям.

В настоящее время в мире эксплуатируется около 80 синхротронных и FEL источников излучения, и еще некоторые находятся на стадиях сооружения, планирования и реконструкции. В целом, современные источники синхротронного излучения представляют собой крупные и дорогостоящие международные центры мультидисциплинарных исследований, на которых проводятся разнообразные исследования.

Рис. 5.1. Схема устройства центра синхротронных исследований

На рис. 5.1 приведена типичная схема устройства центра синхротронных исследований, который является идеальным инструментом для мульти-междисциплинарных исследований живой и неживой материи, в результате чего число рабочих станций в них может достигать до 40 и более.

Рис. 5.2. Схема основных конструктивных элементов используемых для формирования сгустков электронов и их ввода в накопительное кольцо синхротронного источника излучения

На рис. 5.2 показана схема формирования и ввода сгустков электронов в накопительное кольцо синхротрона. Линейный ускоритель (Linac) предназначен для формирования последовательности сгустков электронов требуемой интенсивности и требуемой модуляции с энергией $\sim 200 \text{ МэВ}$. Требования на интенсивность и модуляцию зависят от того, в каких режимах и в каких модах будет работать накопительное кольцо электронов, поскольку пользователям источника синхротронного излучения для исследований могут потребоваться различные моды заполнения накопителя электронов сгустками. В основной моде накопительного кольца электронов могут вращаться более 200 сгустков электронов, разделенных временными интервалами в несколько нс. Однако, в зависимости от задач, стоящих перед исследователями, использующими синхротронное излучение, могут потребоваться и другие моды. Чтобы иметь возможность предоставить пользователям любую моду требуется, чтобы Linac мог выдавать последовательность сгустков с заданным распределением заряда в каждом сгустке. В состав линейного ускорителя электронов входят: элек-

тронная пушка, канал инжекции пучка с системой фокусирования и коррекции положения пучка отрицательно заряженных частиц, ускоряющий модуль, источник высокочастотной мощности, волноводная магистраль и канал транспортировки ускоренного пучка из линейного ускорителя к бустеру. В качестве инжектора на линейном ускорителе используется диодная пушка. Из пушки пучок поступает на вход линейного ускорителя. Между пушкой и входом в ускоряющую структуру находятся магнитные корректоры и фокусирующие линзы. Магнитный корректор предназначен для регулирования положения центра пучка относительно оси линейного ускорителя. Фокусирующие линзы устанавливают диаметр сходящегося электронного пучка ($\sim 5-6$ мм) в центре первого ускоряющего зазора. Ускоряющая структура линейного ускорителя может иметь более 100 ускоряющих зазоров. После ускорения (~ 100 МэВ) пучок электронов состоит приблизительно из ~ 50 микросгустков, собранных ускоряющим высокочастотным полем линейного ускорителя, и движущихся друг за другом с частотой ~ 3 ГГц. Для перемещения электронов от линейного ускорителя к малому накопительному кольцу – бустеру применяется инжектор. Инжекция пучка осуществляется с частотой 1 Гц. Бустерный синхротрон (бустер) предназначен для ускорения пучка электронов до достижения релятивистских скоростей частиц, так как синхротронная равновесная орбита, по которой электрон движется с постоянной средней угловой частотой и медленно меняющимся радиусом, требует уже на начальном периоде, чтобы энергия частицы была релятивистской, соответствующей проектной энергии накопителя электронов. Частота работы бустера около 1 -2 Гц. Ускорение пучка в бустере осуществляется путём синхронного увеличения токов в элементах магнитной системы, включающей более сотни магнитов, и напряжения на структуре ускоряющих резонаторов, обеспечивающих рост энергии частиц. Для впуска и выпуска электронного пучка применяются несколько импульсных магнитов, кратковременно изменяющих траекторию частиц с помощью полей величиной от сотен Гс до нескольких кГс.

Ускоренный в бустере до проектной релятивистской скорости сгусток электронов впрыскивается в тороидальную вакуумную камеру накопительного кольца и удерживается на круговой орбите с помощью отклоняющих магнитов. Основное отличие от синхротрона заключается в том, что после цикла ускорения электроны не выводятся из ускорителя. Наоборот, их вынуждают циркулировать по круговой орбите с постоянной скоростью иногда в течение нескольких часов. Для компенсации энергетических потерь на синхротронное излучение необходима подпитка электронов радиочастотной энергией. Некоторые накопители получают электроны высокой энергии от внешнего ускорителя, в другие — впрыскиваются электроны малой энергии, и они ускоряются в самом кольце, которое на короткое время становится синхротроном. В любом случае образовавшиеся электроны могут длительное время существовать на стационарной орбите. Их скорость остается постоянной благодаря небольшим добавкам электромагнитной энергии, поставляемой при каждом обороте. Размеры орбиты задаются отклоняющими магнитами, а расхождение пучка предотвращается с помощью фокусирующих магнитов. Электроны обращаются внутри кольца, образуя сгустки длиной в несколько сантиметров. В кольце одновременно могут находиться один или несколько сгустков. Следует отметить, что несмотря на внушительные размеры вся система находится под высоким вакуумом (не менее 10^{-10} торр).

В типичном эксперименте с использованием синхротронного излучения оно выводится из накопительного кольца или встроенного в него устройства (поворотного магнита, ондулятора, вигглера или FEL) с помощью вакуумопровода, расположенного по касательной к кольцу. Глядя навстречу пучку во время работы ускорителя, можно увидеть в центре вакуумопровода яркое пятно, как правило, диаметром не более 2 мм (рис. 4.10). Это пятно является изображением той точки электронного пучка, где испущенное по касательной излучение отходит от орбиты электронов. Синхротронное излучение испускается в виде узкого пучка (рис. 5.3), однако в большинстве случаев оно затем еще сильнее коллимируется и из него с помощью монохроматора, смонтированного в конце тракта, выбирается узкая полоса длин волн.

Рис. 5.3. Угловые, энергетические и спектральные характеристики синхротронного излучения на выходе из различных устройств

Для наиболее интересных диапазонов длин волн эту задачу невозможно осуществить с помощью обычных оптических элементов: линз или призм, так как стекло или другие материалы поглощают ультрафиолетовое и рентгеновское излучение.

Рис. 5.4. Типовая схема формирования пучка синхротронного излучения

Потому вместо линз и призм пучок излучения направляют на отражающие поверхности (рис. 5.4), причем даже для самых коротких длин волн эти поверхности приходится использовать при скользких углах падения. Такие зеркала изготавливаются из полированного металла или стекла, а для осуществления фокусировки их поверхности придается слегка эллиптическая, гиперболическая или параболическая форма (табл. 4).

Таблица 4

Основные типы рентгенооптических элементов для коллимации и фокусировки рентгеновского излучения

	<i>reflective</i>				<i>diffractive</i>	<i>refractive</i>
	mirrors	multilayers	Capillaries	Waveguides	Fresnel Zone plates	Refractive lenses

Energy	< 30 keV	< 80keV	< 20keV	< 20keV	< 30 keV (80)	<1 MeV
Bandwidth $\Delta E/E$	w. b.	10^{-2}	w.b.	10^{-3}	$10^{-3} - 10^{-4}$	10^{-3}
resolution	25 nm	41x45nm ²	50 nm	40x25 nm ²	30 nm	50 nm@20keV

При перпендикулярном падении коротковолнового ультрафиолетового или рентгеновского излучения даже тщательно отполированные поверхности, как правило, плохо отражают падающий пучок. Однако если пучок электромагнитного излучения почти параллелен поверхности, отражение получается достаточно хорошим. Зеркала фокусируют пучок на входное окно монохроматора. Для ультрафиолетовой части спектра активным элементом монохроматора служит дифракционная решетка – стеклянный или металлический брусок с очень часто расположенными штрихами (несколько тысяч на мм). В рентгеновском же диапазоне эти функции осуществляются регулярной атомной решеткой большого монокристалла, обычно кварца, но в последнее время чаще всего из кремния или германия. Попадая на дифракционную решетку или кристалл, узкий пучок расщепляется в спектр подобно солнечному лучу в стеклянной призме. Монохрома-

тор настраивается таким образом, что его выходное окно выбирает из расходящегося пучка излучения нужную длину волны.

Наиболее распространенными методами исследования материальных объектов являются такие процессы, как дифракция или отражение, флуоресценция, фотоэмиссия электронов и просвечивание вещества. Синхротронное излучение имеет широкий диапазон по длине волны, но основными областями спектра, в которых наиболее эффективно применяется в такого рода исследованиях, являются вакуумная ультрафиолетовая, мягкая рентгеновская и рентгеновская области излучения. Такие уникальные свойства синхротронного излучения в этих областях спектра, как высокая яркость и интенсивность, непрерывный спектр, узко-направленность излучения и возможность испускания излучения ультракороткими импульсами определили преимущество синхротронных источников перед другими известными источниками электромагнитных волн.

5.2. Экспериментальные станции синхротронных источников излучения

Одним из направлений использования синхротронного излучения является – рентгенофазовый анализ кристаллических веществ, причем высокая интенсивность и частота излучения позволяет записывать дифрактограммы наноразмерных объектов исследования. Высокая яркость источников синхротронного излучения позволяет проводить спектроскопические исследования с экстремально высоким спектральным разрешением при более коротких экспозициях. Использование поляризационных свойств синхротронного излучения позволяет исследовать пространственную анизотропию объектов. Исследование поглощения и флуоресценции газов и паров с использованием синхротронного излучения позволяет получать уникальную информацию о строении внутренних оболочек атомов. Исследование молекулярных спектров с помощью синхротронного излучения позволяет получить информацию о процессах фотоионизации и фотодиссоциации в молекулярных системах. При этом удастся зарегистри-

стрировать спектры поглощения молекул с предельным разрешением. С поглощением в рентгеновской области связан успешно развиваемый метод измерения протяженной тонкой структуры рентгеновского поглощения, который позволяет определить взаимное расположение атомов в твердом теле с точностью до сотых долей ангстрема. Построение трёхмерных изображений методами рентгеновской томографии и микроскопии на базе СИ применяется в археологии и палеонтологии, позволяя визуализировать мельчайшие детали объектов, даже если они скрыты в массе вмещающей породы. Чрезвычайно важную роль источники синхротронного излучения играют в биологии и медицине, где с их помощью расшифровываются сложные структуры белков, что позволяет выявлять механизмы возникновения патологий и действия лекарственных препаратов на молекулярном уровне и соответствующим образом совершенствовать способы профилактики и лечения заболеваний.

С учетом широких возможностей развития и совершенствования экспериментальных методов исследования вещества с использованием синхротронного излучения, детальный состав оборудования конкретных экспериментальных станций определяется спецификой проводимых экспериментов. В состав каждой экспериментальной станции входят: оптический участок, где осуществляется формирование пучка синхротронного излучения под конкретную задачу, экспериментальный участок, где выполняется взаимодействие излучения с исследуемым объектом и происходит регистрация результата этого взаимодействия и кабина, где размещается контрольно-измерительное оборудование (рис. 5.1) Ниже, на примере синхротрона НИЦ «Курчатовский институт» покажем примеры таких испытательных станций.

Экспериментальная станция «Фаза» КИСИ-Курчатов

На экспериментальной станции «Фаза» с помощью уникального набора дифракционных и фазочувствительных методик проводят нанодиагностику различных объектов, включая приповерхностные слои, тонкие пленки, границы раздела, многослойные структуры, по-

лупроводниковые сверхрешётки и структуры с квантовыми точками. Также возможности станции позволяют исследовать процессы образования дефектов и изучать реальную структуру кристаллов.

Экспериментальная станция «Медиана» КИСИ-Курчатов

На станции «Медиана» с помощью синхротронного излучения создают трехмерную картину внутреннего строения объектов, представляющих интерес как для биомедицинских, так и для социогуманитарных наук. Здесь ученые проводят томографические исследования ископаемых животных, археологических артефактов, объектов культурного наследия, а также анализируют воздействие лекарств на онкологические новообразования и внутреннюю структуру и механические напряжения в кристаллических материалах.

Лазерный комплекс КИСИ-Курчатов

Лазерный комплекс позволяет проводить эксперименты с одновременным использованием излучений уникального лазера и синхротронного пучка. Сочетание излучений дает возможность наблюдать за процессами с высоким временным разрешением. Сверхбыстрый лазерный импульс активирует определенные физические процессы, а синхротронное излучение в режиме быстрой съемки позволяет получить серию кадров с информацией о поведении атомов после начала лазерного воздействия. Также с помощью таких импульсов можно ускорять электроны и другие частицы, а значит, комплекс может частично заменить линейный ускоритель, синхротрон или лазер на свободных электронах.

Экспериментальная станция «БиоМУР» КИСИ-Курчатов

Основное направление прикладных исследований, проводимых на станции, связано с биомедициной. Реализованные на «БиоМУР» методы позволяют изучать структурную организацию сложных неупорядоченных объектов и систем: молекул белка, полимеров и других, имеющих практическую значимость для медицины объектов.

Экспериментальная станция «Ленгмюр» КИСИ-Курчатов

Уникальная рентгенооптическая схема экспериментальной станции «Ленгмюр» позволяет проводить рентгеновские исследования структуры тонких пленок на поверхности жидкости. Здесь можно изучать, например, воздействие противоракового препарата на клеточную мембрану человека или процесс самосборки монослоя (слоя толщиной в один атом) молекул, имеющих перспективы применения для создания органических покрытий солнечных батарей.

Экспериментальная станция «РСА» КИСИ-Курчатов

Экспериментальная станция «РСА» (рентгеноструктурного анализа) – уникальная синхротронная станция, позволяющая получать с высоким разрешением трехмерную картинку распределения атомов в кристаллическом материале любой природы, будь то перспективный материал для микроэлектроники или человеческий белок. Благодаря использованию дифракционных методик можно проводить исследования образцов из таких областей науки и техники как структурная химия, биология, физика магнитных и сверхпроводящих материалов, экология, археология, объекты культурного наследия, материалы для водородной энергетики.

Экспериментальная станция «НаноФЭС» КИСИ-Курчатов

На экспериментальной станции фотоэлектронной спектроскопии «НаноФЭС» изучают электронную структуру вещества. В центре внимания ученых – исследования наноразмерных объектов, применяемых в микроэлектронике, каталитической химии и совместимых с организмом системах.

Экспериментальная станция «Микрофокус» КИСИ-Курчатов

На станции «Микрофокус» исследователи анализируют внутреннюю структуру объектов на микроуровне с помощью фокусировки рентгеновского излучения до микронных и субмикронных размеров. Этот метод позволяет специалистам изучать произведения искусства, объекты культурного наследия, твердотельные образцы минералогического, геологического и археологического происхождения.

Вопросы для самоконтроля

1. Какими уникальными свойствами обладает синхротронное излучение?
2. Для решения каких задач целесообразно использовать синхротронные источники излучения?
3. Опишите как устроен центр синхротронных исследований.
4. Для чего нужен бустерный синхротрон?
5. Каким образом происходит формирование пучка излучения на выходе из синхротрона?
6. Опишите основные типы рентгенооптических элементов для коллимации и фокусировки рентгеновского излучения.
7. Для чего нужны различные экспериментальные станции синхротронных источников излучения?

Список литературы

1. Ландау Л.Д. , Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 507 с.
2. Кунц К., Синхротронное излучение: пер. с англ. М.: Мир, 1981. 192 с.
3. Михайлин В.В., Тернов И.М. Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988. 64 с.
4. Тернов И.М. Синхротронное излучение // УФН. 1995. Т. 165. С. 429-456.
5. Coisson R. Spatial coherence of synchrotron radiation // Applied Optics. 1995. Vol. 34. P. 904-908.
6. Зубавичус Я.В., Словохотов Ю.Л. Рентгеновское синхротронное излучение в физико-химических исследованиях // Успехи химии. 2001. Т.706. С. 429-463.
7. Onuki H., Elleaume P. Undulators, wigglers and their applications: CRC Press, 2002. 456 p.
8. Weidemann H. Synchrotron Radiation Springer. Springer, 2003. 274 p.
9. Shenoy G. Basic Characteristics of Synchrotron Radiation // Structural Chemistry. 2003. V. 14. P. 3–14.
10. Hofman A. The physics of synchrotron radiation: Cambridge univ. press. 2004. 358 p.
11. Clarke J.A. The science and technology of undulators and wigglers: Oxford Science Publications, 2004. 224 p.
12. Bagrov V.G., Gitman D.M., Tlyachev V.B., Jarovoi A.T. New Theoretical Results in Synchrotron Radiation // Nucl. Instrum. Methods B. 2005. V. 240. P. 638–645.
13. Пашков П.Т. Физика пучка в кольцевых ускорителях. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 264 с.
14. Huang Z., Kim K-J. Review of x-ray free-electron laser theory. Physical review special topics- acceleration and beams. 2007. V. 10. P. 034801 – 1-26.
15. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение / под ред. Л.А. Асланова. М.: Физматлит, 2007. 672 с.

16. Винокуров Н.А., Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. Лазеры на свободных электронах – достижения и перспективы // Вестник Российской академии наук. 2011. Т. 81, № 6. С. 520–524.
17. Free Electron Lasers/ Ed. VarróS.: InTech, 2012. 250 p.
18. Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Излучатели, использующие потоки ускоренных электронов : уч.-метод. пособие / сост.: С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин. М.: МФТИ, 2015. 44 с.
19. Vartanyantsa I.A., Singer A. Coherence Properties of Third-Generation Synchrotron Sources and Free-Electron Lasers // Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lase, 2017, 23-4, p.1-38.
20. Фурс Ф.Н. Потенциалы электромагнитного поля произвольного распределения зарядов и токов в калибровке кулоновского распределения зарядов и токов в калибровке Кулона // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2017. № 1. С. 43–51.
21. Черняев А. П., Белихин М. А., Желтоножская М. В. Введение в физику ускорителей заряженных частиц : учеб. пособие. М.: ООП физического факультета МГУ, 2019. 112 с.
22. Walker R.P. Undulator radiation brightness and coherence near the diffraction limit // Physical review accelerators and beam. 2019. V. 22. P. 05070 4-12.
23. Ан А., Самохин А.В. Основы классической электродинамики. Изд. «Инфра-Инженерия, 2020. 204 с.
24. Cai Yu. Two-dimensional theory of coherent synchrotron radiation with transient effects// Physical review accelerators and beam. 2021, v. 24, p. 064402 (1-13).
25. Экспериментальные станции Синхротрон НИЦ «Курчатовский институт». <http://webcache.googleusercontent.com/search?q=cach e:3N1LgIhnTMEJ:kcsni.nrcki.ru/+&cd=1&hl=ru&ct=clnk&gl=ru>.

Учебное издание

Кульчин Юрий Николаевич

**Ускорители заряженных частиц
и синхротронное излучение**

Часть 1

Подписано в печать 26.11.2021 г.
Формат 60×84 / 16. Усл. печ. л. 6,16.
Тираж 300 экз. (1-й завод 1–30). Заказ 310.

Дальневосточный федеральный университет
690922, Приморский край, г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10.

Отпечатано в Дальневосточном федеральном университете
690922, Приморский край, г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10.
(Типография Издательства ДВФУ,
690091, г. Владивосток, ул. Пушкинская, 10)