

## § 16. Дифракция рентгеновских лучей

В 1895 г. Рентген обнаружил, что при электрическом разряде в вакуумной трубке возникает излучение, невидимое для глаза и способное проникать через непрозрачные тела. Эти лучи, названные Рентгеном X-лучами, вызывают флуоресценцию (видимое свечение) некоторых тел и действуют на фотопластинку, как и лучи видимого света.

Дальнейшие исследования показали, что эти лучи, получившие название рентгеновских, возникают при бомбардировке вещества быстрыми электронами. Чем больше энергия электронов, тем большие толщи вещества могут пронизывать рентгеновские лучи. В современных рентгеновских трубках мишенью, обстреливаемой электронами, является тугоплавкая металлическая пластинка — «антикатод», расположенная под углом  $45^\circ$  к потоку электронов (рис. 1.82). Скорость электронов, ударяющихся об антикатод, определяется приложенной к трубке разностью потенциалов.

Ряд ученых, в том числе сам Рентген, высказывали предположения, что рентгеновские лучи представляют собой электромагнитное излучение, возникающее при замедлении в веществе быстрых электронов; однако доказать это в течение многих лет не удавалось. Правда, было установлено, что рентгеновские лучи не отклоняются в электрическом или магнитном поле. С другой стороны, очень бросалось в глаза то обстоятельство, что поток рентгеновских лучей во многих отношениях подобен потоку корпускул: дифракционные явления, интерференцию, преломление на границе раздела сред вначале наблюдать не удавалось. Рентгеновский луч до полного поглощения распространялся практически прямолинейно, как поток корпускул. В результате неудачных попыток обнаружить волновые явления многие ученые, в том числе сам Рентген, пришли к заключению, что рентгеновские лучи представляют собой поток быстрых корпускул.

Для того чтобы обнаружить дифракцию, необходимо, чтобы размеры щелей и преград, образующих правильную решетку на пути волн, были не слишком велики по сравнению с длиной волны. Это непосредственно следует из формулы решетки:  $l \sin \varphi = k\lambda$ . При  $l \gg \lambda$  мы будем иметь всегда  $\sin \varphi \approx \varphi \approx 0$ , так что никакого отклонения наблюдаться не будет.

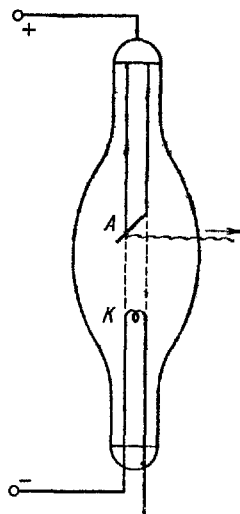


Рис. 1.82.

Если рентгеновские лучи — электромагнитные волны, то отсутствие дифракции означает, возможно, что длина этих волн так мала, что обычные решетки для обнаружения дифракции непригодны. Но если нельзя изготовить решетки со столь малой постоянной  $l$ , то зато они имеются в природе — кристаллы, в которых атомы (ионы) расположены в очень строгом порядке. Правда, решетка эта более сложная, чем та, которая употребляется в оптике, — это не одномерная решетка, а пространственная, трехмерная. В отличие от обычных оптических дифракционных решеток, отдельным рассеивающим элементом является атом (ион) или молекула кристалла. Как и одиночная щель, каждый атом создает определенную дифракционную картину, зависящую от его строения, т. е. от распределения внутри него плотности электрического заряда. Но эти рассеивающие элементы образуют не одномерную последовательность, а трехмерную.

Первые методы расчета дифракции от объемной решетки дал Лауэ. Он исходил из того, что объемную решетку можно рассматривать как совокупность линейных.

Рассмотрим, для простоты, кристалл, у которого атомы (ионы) находятся в углах параллелепипеда с длиной ребер  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Выделим цепочку атомов, расположенных вдоль оси  $x$ . Каждый атом представляет собой центр, на котором происходит рассеяние рентгеновских лучей, т. е. каждый атом — это источник вторичной сферической волны, а вся цепочка является линейной решеткой с периодом  $a$ . То же можно сказать о цепочках атомов, лежащих вдоль (и параллельно) оси  $y$  (период  $b$ ) и вдоль оси  $z$  (период  $c$ ).

Для каждой линейной решетки можно написать условие дифракции. Таким образом, дифракция может иметь место, если отклоненный луч удовлетворяет трем независимым условиям. Но направление луча в пространстве определяется двумя углами, число условий, которые необходимо удовлетворить, больше, чем число переменных. В общем случае условия оказываются неудовлетворенными и дифракции не наблюдается. Если монохроматический луч падает на произвольно расположенный кристалл, то обычно он проходит без отклонения; отклонение в результате дифракции возникает лишь при случайном удачном расположении кристалла.

Для того чтобы наверняка получить дифракционную картину при произвольном положении кристалла, можно воспользоваться не монохроматическим излучением, а непрерывным или, как его принято называть, белым рентгеновским спектром, который испускается рентгеновской трубкой. Тогда для данных условий опыта всегда найдутся такие длины волн из спектра, которые удовлетворяют условиям дифракции.

Совершенно эквивалентные формулам Лауэ, но гораздо более удобные для анализа, формулы были даны независимо Ю. В. Вульфом и У. Г. и У. Л. Брэггами. Метод, предложенный ими, состоит в следующем

Рассмотрим плоскости  $I, II, III, \dots$ , в которых лежат атомы кристалла (рис. 1.83). Обозначим угол между направлением падающего луча и плоскостью  $I(II, III, \dots)$  через  $\vartheta$ . Мы можем считать, что от плоскости  $I$  часть лучей правильно отразилась, так что отражение луча  $I$  происходит также под углом  $\vartheta$ . В силу того факта,

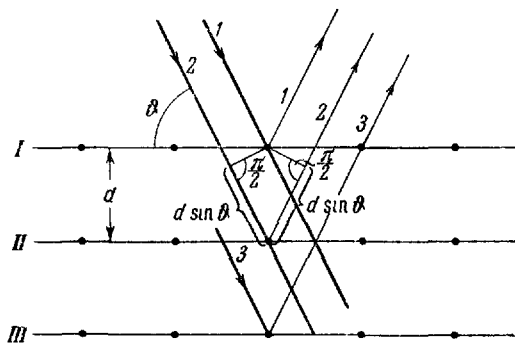


Рис 1 83

что рентгеновские лучи обладают большой проникающей способностью, следует, что отраженная часть составляет ничтожную долю от прошедшего луча. Следовательно, интенсивность лучей, падающих на плоскости  $I, II, III, IV, \dots$ , будет практически одинакова, и отраженные лучи  $1, 2, 3, 4, \dots$  будут иметь как общее направление, так и одинаковую интенсивность. Эти лучи будут между собой интерферировать, причем результат интерференции определится их разностью хода, равной, как это видно из рисунка,  $2d \sin \vartheta$ .

Таким образом, максимумы будут иметь место для углов, удовлетворяющих условию  $2d \sin \vartheta = k\lambda$ . Наличие не двух, а огромного множества отражающих плоскостей скажется точно так же, как и наличие не двух, но множества щелей дифракционной решетки: максимумы останутся на своих местах, но станут значительно более острыми. Практически отражение лучей будет иметь место только для направлений, удовлетворяющих формуле Вульфа — Брэгга:

$$2d \sin \vartheta = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (16.1)$$

«Сетчатые плоскости», в которых лежат атомы кристалла и которые служат своеобразным зеркалом для рентгеновских лучей,

могут быть проведены в кристалле не только параллельно граням, но и различными другими способами (рис. 1.84). Для каждой такой системы плоскостей необходимо написать формулы Вульфа —

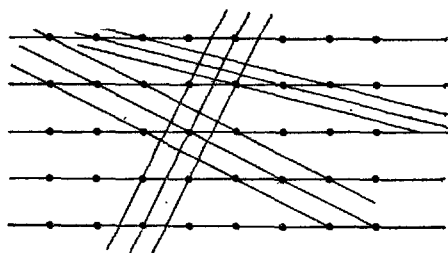


Рис. 1.84.

Брэгга. Сразу очевидно, что интенсивность отраженных лучей (если условия (16.1) удовлетворяются) будет определяться тем, как густо лежат атомы в данной системе сетчатых плоскостей и как сильно атомы данного сорта рассеивают рентгеновские лучи.

Если бы рентгеновские лучи были видимы, то возникающая картина дифракции представляла бы систему правильно расположенных пятен от отраженного под разными углами падающего узкого пучка лучей, причем эти пятна были бы разного цвета: каждое из них возникло в результате дифракции луча другой длины волны. Но эти лучи невидимы, а на фотопластинке все пятна имеют черный цвет. Это очень затрудняет расшифровку картины. Поэтому были предложены три способа наблюдения дифракции монохроматических рентгеновских лучей:

1. Можно направлять на кристалл не параллельный, но расходящийся пучок лучей, образующих с данными сетчатыми поверхностями различные углы падения.

2. Можно вращать (или качать) кристалл, на который падает параллельный пучок лучей. При некоторых его положениях условия Вульфа — Брэгга удовлетворяются, и мы получим дифракционную картину.

3. Вместо одного вращающегося кристалла можно взять кристаллический порошок, состоящий из огромного множества различно ориентированных кристалликов. В силу беспорядочной ориентации кристалликов очевидно, что среди них всегда найдутся такие, для которых дифракционные условия будут выполнены. Дифракционная картина в этом случае имеет вид колец с центром в точке, в которую приходит неотклоненный луч (см. рис. 1 в конце книги).

Это можно понять из следующих соображений. Пусть показанное на рис. 1.85 расположение кристаллика дает продифрагировавший луч под углом  $\theta$  к лучу падающему. Представим себе,

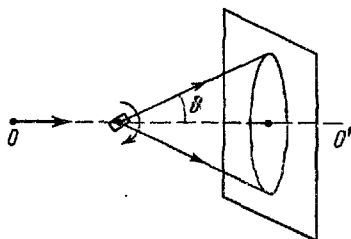


Рис. 1.85.

что вся эта картинка вращается вокруг оси  $OO'$ . При этом продифрагировавший луч будет описывать конус с раствором  $\theta$ , а след от него на фотопластинке, поставленной перпендикулярно к  $OO'$ , будет иметь форму окружности. В мелкокристаллической структуре (порошок, металл и т.д.) имеются кристаллики, ориентация которых отвечает повороту рис. 1.85 около оси  $OO'$  на любой угол. Следовательно, любому направлению дифракции при употреблении поликристалла отвечает окружность.

Этот метод исследования кристаллов весьма удобен и широко применим, тем более, что далеко не всегда изучаемое вещество может быть получено в виде монокристалла. Так, сталь представляет собой поликристалл с очень малыми и произвольно ориентированными монокристалликами.

Широкое практическое использование рентгеновских лучей связано с их высокой проникающей способностью. В технике рентгеновские лучи часто используются для просвечивания деталей, для обнаружения в них различных дефектов. Достигнутая в наши дни возможность получать рентгеновские лучи при торможении электронов, ускоренных полями в десятки и даже сотни миллионов вольт, позволяет просвечивать металлические предметы толщиной до десятков сантиметров. Огромную роль сыграли рентгеновские лучи в исследовании структуры вещества.

Если известна длина волны рентгеновских лучей, то по дифракционной картине, получаемой с их помощью, можно определить структуру кристалла. На этом основан метод изучения структуры вещества, получивший название рентгеноструктурного анализа.

С другой стороны, пользуясь уже изученными кристаллами, можно по дифракционной картине установить спектральный состав рентгеновского излучения любого источника. Таким образом, при указанной методике необходимо иметь независимые данные хотя бы для одного какого-либо кристалла. Если известна структура кристаллической решетки, то, зная вес образца кристалла и вес отдельных атомов (т.е. атомный вес и число Авогадро), можно определить число атомов в кристалле и, следовательно, расстояния между ними. Так, кристалл поваренной соли явно имеет кубическую решетку, в узлах которой находятся поочередно ионы  $Na^+$  и  $Cl^-$ . Постоянная решетки, вычисленная указанным образом, оказывается равной  $d = 2,81 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ . Эта решетка и использовалась вначале для «калибровки» рентгеновских лучей.

В дальнейшем удалось получить дифракцию рентгеновских лучей от обычных дифракционных решеток. Для этого можно использовать сравнительно грубую отражательную решетку (200—300 штрихов на миллиметр), но применяя скользящий вдоль ее поверхности луч. В результате были исправлены допущенные

ранее погрешности в определении постоянных решеток кристаллов, а также физических констант, ошибки в определении которых привели к этим погрешностям.

В случае жидкости дифракция от всех одинаковых молекул происходит с различными и непрерывно меняющимися фазами. Главные максимумы с интенсивностью, возрастающей в  $N^2$  раз, в этом случае наблюдаться не будут. Так же как и при беспорядочном распределении щелей, при дифракции рентгеновских лучей от жидкости будет наблюдаться картина, определяемая структурой отдельной молекулы, но усиленная пропорционально общему числу молекул  $N$ .

В случае больших, достаточно анизотропных молекул дифракционная картина, даваемая жидкостью, начинает походить на ту, которая получается на мелкокристаллическом материале. Это обстоятельство указывает на наличие в таких жидкостях «ближнего порядка» — относительно правильного, упорядоченного расположения близких молекул. В кристаллах такое расположение сохраняется на сколь угодно больших расстояниях. В жидкостях правильность расположения на больших расстояниях нарушается, в силу чего жидкость можно считать мелкокристаллическим телом, в котором, однако, границы кристалликов не очерчены так четко, как в твердых телах, и которые со временем меняют как свои размеры, так и относительную ориентацию.

На рис. 1.57 видно, что информация о наличии двух когерентных щелевых источников записана в виде интерференционной картины на всей плоскости экрана. Следовательно, взаимное расположение источников и их расстояние до экрана можно восстановить, даже имея в распоряжении только часть записанной интерференционной картины, характеризующей распределение интенсивностей колебаний в дошедшем до экрана фронте световой волны, определяемых соотношением амплитуд и фаз наложившихся друг на друга волн от обоих источников. Если заменить экран фотопластинкой, то распределение почернения на ней представит как бы «замороженную» картину этого фронта.

Для получения подобной голограммы (от греческого *голос* — весь, целый) от какого-либо объекта его освещают излучением от когерентного источника и рассеяную волну заставляют интерферировать в плоскости фотопластинки с второй волной от того же источника, отраженной под некоторым углом от плоского зеркала (эталонный лучок).

Для расшифровки на проявленную голограмму надо направить тот же эталонный лучок света. Пройдя через обращенную голограмму, фронт волны испытает на почернениях соответствующие ослабления и воспроизведет распределение амплитуд и фаз замороженной волны.

Такова одна из схем современной голографии, т.е. безлинзового воспроизведения пространственного изображения предмета. На этом пути сейчас достигнуты огромные успехи не только в видимом диапазоне, но и для радиоволн и даже рентгеновских лучей. В качестве когерентных источников широко используются современные лазеры (см. ниже § 53).