

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ТОНКАЯ СТРУКТУРА НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

С целью получения более точной величины отношения $\frac{h}{e}$ многие авторы пользовались методом изохромат.

Известно, что коротковолновая граница непрерывного рентгеновского спектра определяется соотношением $\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV}$ (V — напряжение). Таким образом, измеряя с большой точностью V и соответствующее значение $\lambda_{\min}$, можно определить отношение $\frac{h}{e}$.

Для этих измерений пользуются рентгеновскими спектрографами. В частности, Дю Монд¹ пользовался двойным кристалл-спектрометром. Измерение интенсивности производилось ионизационной камерой, щель которой устанавливалась на вполне определённую длину волны, совпадающую с линией $K\alpha_1$ Мо. Постепенно повышая напряжение на трубке и одновременно измеряя ток в ионизационной камере, получают кривую зависимости интенсивности спектра от напряжения при постоянной λ . Эта кривая и называется изохроматой. Она начинается при напряжении $V_1 = \frac{hc}{e\lambda_1}$, и согласно теоретическим представлениям² в первом приближении имеет вид прямой линии.

Однако при более внимательном рассмотрении можно заметить вблизи от коротковолновой границы изохроматы, в пределах 10—20 в, ряд максимумов и минимумов. Эти нерегулярности особенно ярко выражены у изохромат, для которых $V_1 = 3\text{—}5 \text{ кэВ}$. Однако, и при напряжениях 10—20 кВ¹ в отдельных местах наблюдаются флуктуации в наклоне изохроматы.

Интерпретация обоих фактов (наличия нерегулярностей и зависимость их от напряжения) дана Дю Мондом⁴.

Непрерывный спектр рентгеновых лучей от толстого антикатада можно представить в упрощённом виде¹, как суперпозицию отдельных спектров от весьма тонких слоёв, на которые можно разбить весь антикатод. Спектральная интенсивность от тонкого слоя на всём протяжении постоянна (в функции частоты). При прохождении каждого слоя электроны теряют энергию, приблизительно, пропорционально его толщине. Эти потери вызывают смещение коротковолновой границы спектра в сторону больших λ , а при суммировании по всем слоям мы получим обычное распределение для непрерывного спектра.

Структуру спектра от тонкого антикатада вблизи коротковолновой границы можно объяснить с учётом разрешённых и запрещённых полос (зон) энергии электронов кристаллической решётки. В процессе торможения падающий электрон даёт начало рентгеновскому кванту. Энергия

электрона после радиационного перехода должна принадлежать к одной из разрешённых полос энергии кристалла. Если же это условие не соблюдается, то соответствующий переход будет иметь весьма малую вероятность, что

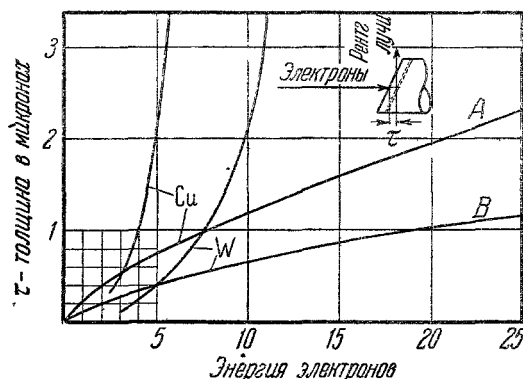


Рис. 1.

ны быть даже значительнее, чем это наблюдается фактически.

Однако изохроматы, полученные с толстым антикатодом, но при низких напряжениях, весьма сходны с теми, которые получились бы при тонком антикатоде. Дю Монд⁴ даёт объяснение этому факту, принимая во внимание 1) потерю энергии электронами при проникновении их в антикатод и 2) поглощение непрерывной радиации в веществе антикатада. Рассмотрим рис. 1 (антикатады из Cu и W).

Здесь τ — для кривых A и B (Cu и W) — глубина проникновения электрона в антикатод при различных начальных энергиях, причём на этой толщине происходит потеря энергии в 10 э.в. (линейное поглощение). Для остальных кривых τ — толщина, измеренная вдоль направления падающих электронов, при прохождении которой наиболее жёсткая компонента непрерывного спектра ослабляется в $1/e$ раз. Из кривых можно видеть, что при напряжениях 3—5 кВ поглощение радиации ограничивает эффективный слой антикатада такой толщиной, что потеря энергии электрона в этом слое не превышает 6—12 э.в. (для W). При $V_1 = 10$ кВ и при малых атомных номерах потери превышают 30 э.в., что вызывает сглаживание тонкой структуры, так как различные части эффективного слоя антикатада бомбардируются электронами с самой различной энергией.

Дю Монд далее предлагает теоретический метод, позволяющий в значительной степени исправить экспериментальную изохромату путём исключе-

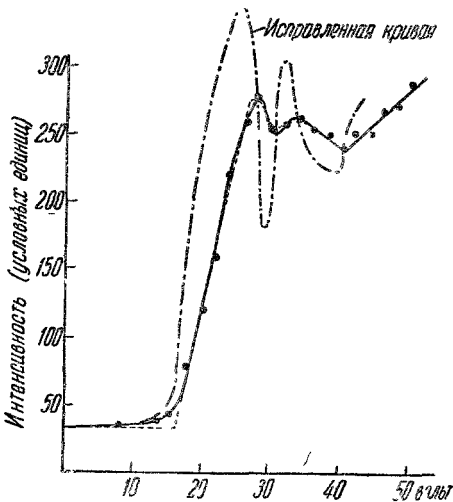


Рис. 2.

ния влияния как первого, так и второго эффектов. Если $f(v)$ — интересующая нас изохромата при идеально тонком антикатоде, то экспериментальная изохромата $F(v)$ получается умножением f на g и интегрированием по всей области спектра. Таким образом g должно описывать эффект поглощения. Автор выбирает g в виде экспоненты. Для её определения достаточно лишь одного параметра — потери энергии ΔV (в вольтах) в точке, где $g(v)$ уменьшается в $1/e$ раз. Ясно, что ΔV соответствует потере энергии электроном, проникшим внутрь антикатада на такую глубину, что интенсивность выходящей радиации уменьшается благодаря поглощению в $1/e$ раз. Существенно, что для каждого вещества антикатада и напряжения, ΔV есть

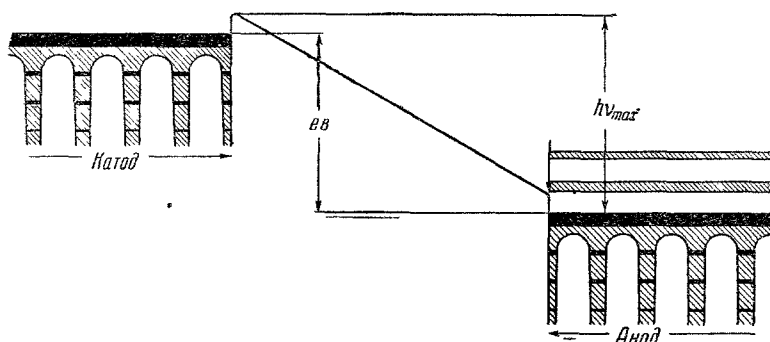


Рис. 3.

постоянная величина, уменьшающаяся с увеличением поглощения излучения и увеличивающаяся с увеличением потерь энергии электроном. Автор вычислил ΔV для антикатодов из Си и W для напряжений, применявшихся в ³. Она менялась от 6 в до 25 в. Таким образом, имеем:

$$F(v) = \frac{1}{\Delta V} \int_0^{\infty} f(v-u) e^{-u/\Delta V} du, \quad (1)$$

где $(\Delta V)^{-1}$ — нормирующий множитель. Переменная u представляет собой потерю энергии электроном. Интегрируя (1) по частям и разрешая относительно $f(v)$, получаем:

$$f(v) = F(v) + \Delta V \frac{dF}{dV}. \quad (2)$$

С помощью (2) автор исправил изохроматы для антикатодов из Си и W.

На рис. 2 приведены эти кривые для Си (штрих-пунктир). На них отчетливо видны места, в которых интенсивность падает почти до нуля, что соответствует энергии электронов (после осуществления радиационного перехода), попадающей в запрещенную полосу энергий кристалла.

На рис. 3 показан ход потенциальной, а также полной энергии электрона в катоде, антикатоде и между ними. Запрещенные полосы энергии заштрихованы. Уровни проводимости зачернены. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что первый пик в исправленной изохромате соответствует такому переходу электрона, когда конечное состояние его находится где-то в разрешенной полосе непосредственно над поверхностью Ферми ($e\Phi_p$). У Си-антикатада первая впадина отстоит от коротковолновой границы на 10 эл.-в. Этот результат полностью согласуется с результатами недавно проведенных опытов Дэвиссона и Джермера (не опубликовано) по бомбардировке кристалла Си медленными электронами.

Таким образом мы получаем новый, весьма эффективный метод исследования энергетического спектра электронов в кристалле, расположенного над поверхностью Ферми.

Интересно сопоставить вышеприведённые расчёты с исследованием тонкой структуры с коротковолновой стороны от краёв поглощения тех же элементов. Как известно, теоретическое объяснение последней дано Кронигом и Костарёвым. Выбор между этими теориями сделать пока трудно⁵.

Р. Баринский

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1) Du Mond and BoIlman, Phys. Rev., 51, 400 (1937).
 - 2) G. Wentzel, Zeits. f. Physik, 27, 257 (1924).
 - 3) Ohlin, Arkiv f. Mat. Astr. o. Fysik, 33A, № 23 (1946).
 - 4) Du Mond, Phys. Rev., 72, № 4 (1947).
 - 5) Костарёв, ЖЭТФ, 11, 60 (1940); ЖЭТФ, 9, 267 (1939); ЖЭТФ, 16, 739 (1946).
-