

ПРЕЛОМЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ.

Э. В. Шпольский.

Попытки обнаружить преломление рентгеновых лучей делались уже с момента открытия этих лучей. Были перепробованы многочисленные вариации условий опыта. Так, Рентген брал призмы из эбонита, стекла, алюминия и воды; Перрен ¹⁾ делал опыты с призмами из воска и парафина; Чэпмэн ²⁾ наполнил призму парами C_2H_5Br , при чем излучение, которое он исследовал, заключало и частоты, соответствующие характеристическому излучению брома. Во всех случаях результат получился отрицательный, хотя Чэпмэн со своей установкой мог бы обнаружить преломление, если бы показатель преломления лежал в пределах

$$1 \pm 0,0003.$$

Впоследствии такие же попытки делали Баркла ³⁾, Вебстер и Кларк ⁴⁾, Леду-Лебар и Довийе ⁵⁾, при чем эти исследователи работали в тех областях длин волн, где можно было ожидать аномальную дисперсию, а следовательно, быстрое изменение показателя преломления. Однако и эти попытки остались безрезультатными.

Таким образом показатель преломления для рентгеновых лучей должен быть весьма близок к единице, что, впрочем, вполне соответствует и теоретическим предположкам. Тем не менее от все-таки от единицы отличается, и это обстоятельство сказалось, как только спектроскопия рентгеновых лучей достигла современной поразительной точности. Дело в том, что вычисление длины волны производится по формуле Брэгга $n\lambda = 2d \sin \theta$, при выводе которой показатель преломления (n) признается равным единице. Стенстрем ⁶⁾ впервые показал, что для длин волн больших $2,5 \text{ \AA}$ уже в спектрах второго порядка наблюдаются отступления от этой простой формулы, если пользоваться кристаллом кальцита. Эвальд показал затем, что эти отступления могут быть вполне объяснены, если принять, что $n \neq 1$, т. е. что рентгеновские лучи заметным образом преломляются. Такую возможность предвидел уже в 1914 году Дарвин, который, между прочим, показал, что если λ_1 и λ_2 суть длины волн, наблюдающиеся в n_1 и n_2 порядках, то

$$\delta = 1 - \mu = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2} = \frac{n_2^2}{n_2^2 - n_1^2} \sin^2 \theta_1. \quad (1)$$

Если известен показатель преломления, то правильная длина волны может быть найдена по формуле

$$n\lambda = 2d \sin \theta \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta} \right).$$

Дьюэн и Петерсон ⁷⁾ нашли для линии L_α вольфрама кажущееся изменение длины волны в первом и втором порядке спектра, получаемого с кристаллом кальцита $\lambda_1 - \lambda_2 = 0,00015 \text{ \AA}$. Пользуясь уравнением (1), найдем, в таком случае, что

¹⁾ J. Perrin, Comptes Rendus, 122, p. 183 (1896).

²⁾ Chapman, Proc. Camb. Phil. Soc. p. 574 (1912).

³⁾ Barkla, Phil. Mag., 31, p. 257 (1916).

⁴⁾ Webster and Clark, Phys. Rev., 8, p. 528 (1916).

⁵⁾ Cp. Ledoux-Lebard et Dauvillier, La Physique des Rayons X, p. 11', Paris, 1921.

⁶⁾ Stenström, Diss. Lund, 1919.

⁷⁾ Duane and Patterson, Phys. Rev. 26, p. 532 (1920).

показатель преломления должен быть меньше единицы на величину $\delta = 8 \cdot 10^{-6}$. Измерения тех же исследователей дали для длин волн 1,279 и 1,096 Å соответственно $\delta = 10 \cdot 10^{-6}$ и $3 \cdot 10^{-6}$.

Таким образом эти опыты показывают, что показатель преломления для рентгеновых лучей должен быть меньше единицы. Но в таком случае, заставляя пучок лучей падать на зеркало под достаточно большим углом, можно получить полное отражение. Предельный угол найдется по формуле: $\cos \theta = \mu$, или — что то же самое

$$\sin \theta = \sqrt{2\delta},$$

где θ есть угол скольжения, а δ по-прежнему $= 1 - \mu$. Величину δ для стекла (кронглас) можно вычислить по дисперсионной формуле Лоренца (см. ниже); она равна $5,2 \cdot 10^{-6}$. В таком случае $\theta = 11'$, — величина вполне доступная измерению. И действительно, Комптон ⁴⁾ в 1922 году впервые наблюдал также полное отражение рентгеновых лучей от стекла, серебра и поверхности, покрытой лаком. Результаты Комптона сопоставлены в следующей таблице:

Вещество.	Плотность.	Длина волны в Å.	Предельный угол (опытный).	$\delta = 1 - \mu$ опыти.	$\delta = 1 - \mu$ теоретич.
Стекло	2,52	1,279	10'	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$
Стекло	2,52	0,52	4'	$0,9 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-6}$
Серебро	10,5	1,279	22,5'	$21,5 \cdot 10^{-6}$	$19,8 \cdot 10^{-6}$
Лак	—	1,279	11'	$5,1 \cdot 10^{-6}$	—

Несколько иным путем пошел Дэвис и его сотрудники (Нардроф, Гатлей и др.). Принцип их остроумного „метода клина“ состоит в следующем. Представим себе кристалл, поверхность которого сошлифована под некоторым углом

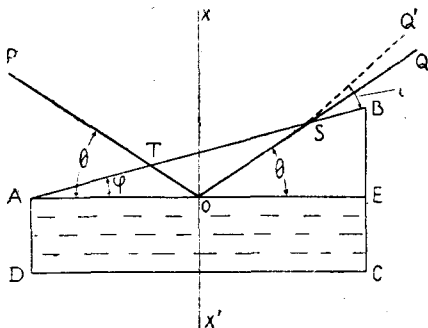


Рис. 1.

φ к плоскостям спайности. Пусть на этот кристалл падает пучок лучей, которые дают отражение при угле скольжения θ между лучом и отражающими молекулярными плоскостями. Легко видеть (см. рис. 1), что угол между падающим лучом и сошлифованной поверхностью кристалла AB будет $\theta + \varphi$; угол между отраженным лучом и AB будет $r = \theta - \varphi$. Так как этот последний угол будет мал ($< 1^\circ$), то здесь уже должно сказаться преломление; поэтому, выйдя из кристалла, луч пойдет не по SQ , а по SQ' , образуя с AB угол $i > r$. Назовем $i - r = \gamma$, т. е. $i = r + \gamma$. Представим себе теперь, что кристалл повернут около оси xx' на 180° .

⁴⁾ А. Н. Compton, Phil. Mag. 45, p. 1121 (1923).

Для того, чтобы получить отражение, нужно повернуть кристалл еще на дополнительный угол γ . Таким образом мы легко можем найти необходимый нам угол γ , который при известных условиях достигает значительной величины, доходя до 218,1°. Отсюда легко определить и показатель преломления кристалла

$$\mu = \frac{\cos i}{\cos r} = \frac{\cos(r + \gamma)}{\cos r} = 1 - \delta.$$

Этим и аналогичными методами были определены показатели преломления некоторых кристаллов для рентгеновых лучей. Так, для K_{α_1} молибдена ($\lambda = 0,707717 \text{ \AA}$) получены следующие значения δ :

	$\delta \cdot 10^6$
Кальцит (CaCO_3)	2,03 \pm 0,9
Пирит (FeS_2)	3,35 \pm 0,2.

Следует отметить, что величины показателя преломления, найденные экспериментально, очень хорошо согласуются с вычисленными из дисперсионной формулы Лоренца ⁴⁾

$$\mu^2 - 1 = \sum \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{(\nu_0^2 - \nu^2) - \frac{1}{3}}$$

Если мы в этой формуле перейдем от рациональных единиц Лоренца к обычным абсолютным и произведем некоторые преобразования и упрощения, пользуясь тем, что все ν очень велики, а μ близко к единице, то формула примет вид

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m} \left[\frac{n_1}{\nu^2 - \nu_1^2} + \frac{n_2}{\nu^2 - \nu_2^2} + \dots \right], \tag{2}$$

где e и m имеют обычное значение, а $n_1, n_2 \dots$ суть числа электронов в единице объема, имеющих собственные частоты $\nu_1, \nu_2 \dots$. Мы уже видели, что данные Комптона хорошо согласуются с этой формулой. Результаты, полученные по „методу клина“, также вполне удовлетворяют ей. Например:

Излучение.	λ	$\delta \cdot 10^6$ (выч.)	$\delta \cdot 10^6$ (набл.)
Mo K_{α_1}	0,707717	3,31	3,35 \pm 0,20
Mo K_{β_1}	0,63102	2,64	2,87 \pm 0,20
Cu K_{α_1}	1,53722	17,60	17,5 \pm 0,5

Цифры, приведенные в третьем столбце, вычислены в предположении, что число электронов на K -кольце равно двум. Вычисления, сделанные при других предположениях (0, 1, 3 электрона) дают результаты, менее согласующиеся с экспериментом. Таким образом мы получаем возможность непосредственно определять число электронов на различных энергетических уровнях.

В заключение следует остановиться на двух важных работах, выполненных в лаборатории Зигбана, но опубликованных пока в виде предварительных сообщений. Путем соответствующего подбора условий опыта (преломляющий угол, угол падения) Зигбану, Ларсону и Валлеру удалось осуществить преломление

⁴⁾ H. A. Lorentz, The Theory of Electrons, 2-nd. Ed. p. 144.

рентгеновых лучей призмой (кристаллической и даже просто стеклянной). Очень тонкий пучок рентгеновых лучей падал на призму под углом, близким к предельному. Часть этого пучка проходила над ребром призмы и оставляла на пластинке след прямого луча, часть испытывала полное отражение на передней грани призмы, и отраженный луч превосходно запечатлевался на фотографической пластинке, наконец, остальные лучи, пройдя через призму, преломлялись и давали резкий линейчатый спектр. Таким образом был сфотографирован призматический линейчатый спектр антикатада, состоявшего из железа и меди. Вычисление величины $\delta = 1 - \mu$ дало следующие результаты:

Стеклянная призма (плотность: 2,551).

Линия.	λ	$\delta \cdot 10^{-6}$	$\frac{\delta}{\lambda^2} \cdot 10^{-6}$
FeK _α	1,993	12,38 ± 0,4	3,31 ± 0,10
FeK _β	1,750	10,00 ± 0,4	3,26 ± 0,10
CuK _α	1,538	8,125 ± 0,05	3,435 ± 0,02
CuK _β	1,389	6,648 ± 0,05	3,443 ± 0,03

Последний столбец показывает, что δ , как и следовало ожидать, пропорционально λ^2 (см., например, дисперсионную формулу).

Наконец, в последнем сообщении Яльмар (Hjalmar) и Зигбан приводят данные, устанавливающие аномальную дисперсию в области рентгеновых лучей. С целью более точного определения длин волн рентгеновых лучей авторы предприняли точное сравнение постоянных решетки кальцита (CaCO₃) и гипса (CaSO₄) для различных длин волн от 0,7 до 5,2 Å. Откладывая λ по оси абсцисс, а $\frac{d_1}{d_2} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1}$ — по оси ординат, можно обнаружить в ходе кривой два резких скачка: один соответствует границе абсорбции кальция, другой — границе абсорбции серы. Объяснение этого хода заключается в следующем. Можно показать, что в формуле Брэгга, при точных расчетах, когда принимается во внимание преломление, d должно быть заменено следующей величиной:

$$d = d_0 \left[1 - \frac{4d_0}{n^2} \cdot \frac{\delta}{\lambda^2} \right],$$

где d_0 — грубое значение, получаемое из формулы Брэгга, n — порядок спектра, а $\delta = 1 - \mu$ имеет значение, определяемое формулой (2). Таким образом при ν равных собственным частотам K , L , M электронов d должно испытывать резкие скачки.

Реферированные работы, несомненно, открывают собою новую главу оптики рентгеновых лучей. В частности, знание показателя преломления позволяет вычислять длину волны новым путем, независимым от знания структуры кристалла. С другой стороны, изучение аномальной дисперсии рентгеновых лучей даст прямой метод определения числа электронов на различных уровнях энергии.

ЛИТЕРАТУРА.

- 1) Ранние работы см. Ledoux-Lebard et Dauvillier. La Physique des Rayons X. Paris, 1921, p. 109 — 114.
- 2) Stenström. Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektren. Diss. Lund. 1919.

- 3) Ewald, P.P. Abweichungen vom Bragg'schen Reflexionsgesetz der Röntgenstrahlen. — Phys. ZS. *21*, p. 617 (1920).
 - 4) Ewald, P.P. Zum Reflexionsgesetz der Röntgenstrahlen, — ZS. für Physik. *2*, p. 332 (1920).
 - 5) Duane and Patterson: On the X-Ray Spektrum of Tungsten. — Phys. Rev. *16*, p. 526 (1920).
 - 6) Compton, A. H. The Total Reflexion of X-Rays. — Phil. Mag., *45*, p. 1121 (1923).
 - 7) Nardroff, R. v. The Refraction of X-Rays in Iron Pyrites. — Phys. Rev. *24*, p. 143 (1924).
 - 8) Hatley, C. C. Index of Refraction of Calcite for X-Rays. — Phys. Rev. *24*, p. 486 (1924).
 - 9) Larsson, M. Siegbahn und J. Waller. Der experimentelle Nachweis der Brechung von Röntgenstrahlen. — Die Naturwissenschaften, *12*, p. 1212 (1924).
 - 10) Hjalmar, E. and Siegbahn, M. Anomalous Dispersion in the Field of X-Rays. — Nature, *115*, p. 85 (1925).
 - 11) Ewald, P. Über den Brechungsindex für Röntgenstrahlen und die Abweichungen vom Bragg'schen Reflexionsgesetz. ZS. für Phys., *30*, 1 (1924).
-