

Столь же хорошее совпадение имеется и для других элементов. Средняя разница между наблюдаемым и вычисленным значением E равна 0,4 %, тогда как изменение n на $1/2$ вызывает изменение E на 3 %. Таким образом значения n , удовлетворяющие соотношению (5), устанавливаются вполне определенно и совпадение теории с опытом следует считать удовлетворительным.

Из значений констант A , B и b можно определить размеры спутников и их орбит. Для $Z=84$ и $n=28$ радиус орбиты спутника $r=2,24 \cdot 10^{-12}$ см. Расстояние от центра, на котором происходит распад спутника, для $Z=92$ оказывается равным $6,8 \cdot 10^{-12}$ см. Радиус спутников a равен $6 \cdot 10^{-13}$ см. Полученный размер спутника находится в соответствии с данными Чадавика (Chadwick) и Биелера (Bieler) относительно расстояния от центра α -частицы, на котором поле ядра становится ненормальным. Электронные орбиты спутника оказываются, таким образом, чрезвычайно малыми, близкими к ядру.

Кроме частиц малого пробега, радиоактивные элементы выделяют небольшое количество частиц дальнего пробега, происхождение которых еще не выяснено. С точки зрения излагаемой теории, частицы дальнего пробега должны быть спутниками, слетевшими с более глубоких орбит. Соответствующие значения n будут для частиц с пробегом 11,3 см — 32,5, для частиц с пробегом 9,3 см — 31. Следует, однако, заметить, что вычисленные и наблюдаемые значения E совпадают далеко не точно. Частично это расхождение можно отнести за счет неточности экспериментальных данных, обусловленной малым количеством частиц дальнего пробега и трудностью опытов с ними.

β -распад и возникновение γ -лучей происходит по Резерфорду следующим образом. Отделившиеся при распаде спутника электроны летят к ядру и начинают вращаться около него по малым орбитам с чрезвычайными скоростями, приближающимися к скорости света. Если один из них теряет устойчивость, происходит вылет электрона — β -распад. Вылет как α - так и β -частицы, может вызвать перегруппировку нейтральных спутников, перемещающихся с одной из возможных квантовых орбит на другую. Разница энергий той и другой орбиты выделяется в виде γ -лучей. Число занятых орбит не велико, число возможных переходов весьма значительно. Приходится делать отбор возможных переходов, пользуясь оптическими аналогиями. Соответствие между вычисленной энергией перехода и частотой наблюдаемых λ -лучей получается вполне удовлетворительным.

В. Левшин.

Аномальная дисперсия в области рентгеновских лучей (J. A. Prins ZS. f. Phys. 47, 479, 1928). Как известно, за последние годы несколькими исследователям удалось обнаружить преломление в области рентгеновских лучей¹⁾. Оказалось, что показатель преломления в этой области на величину порядка 10^{-6} меньше единицы:

$$n = 1 - \delta. \quad (1)$$

¹⁾ Литературу см. например: Э. В. Шпольский, УФН, 8, 149, 1925.

Величина δ в первом приближении может быть легко вычислена, если воспользоваться дисперсионной формулой Лоренца и сделать некоторые упрощения, допустимые вследствие высокой частоты рентгеновских лучей. Таким образом получается ¹⁾:

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m e^2} \lambda^2 N, \quad (2)$$

где N — число электронов в кубическом сантиметре. При выводе этой формулы, между прочим, предполагается, что все электроны свободны, т. е. что силами их связи можно пренебречь по сравнению с величиной $h\nu$ рентгеновских лучей. Таким образом ф-ла (2) определяет нормальную дисперсию. Но наряду с этой нормальной дисперсией для длин волн, близких к границе поглощения данного атома, можно ожидать и аномальную дисперсию, обусловленную более прочно связанными электронами. Существование аномальной дисперсии с полной убедительностью установлено реферируемой работой Принса (ZS. f. Phys. 47, 479, 1928, Naturwiss. 28, 555, 1928).

Обычный способ определения показателя преломления для рентгеновских лучей состоит в нахождении предельного угла полного отражения. Так как показатель преломления для рентгеновских лучей всегда меньше единицы, то лучи эти при переходе из вакуума в любую среду могут испытывать полное отражение. Предельный угол полного отражения вычисляется приблизительно по формуле:

$$\varphi_m = \sqrt{2\delta} \quad (3)$$

Таким образом, зная φ_m , можно найти δ , а, следовательно, и показатель преломления n .

Для определения φ_m в зависимости от λ Принс воспользовался острым методом, напоминающим метод скрещенных призм, при помощи которого Кундт с особенной наглядностью показал существование аномальной дисперсии в оптической области. Излучение рентгеновской трубки с вольфрамовым антикатодом при помощи кристалла, могущего вращаться около горизонтальной оси, и горизонтальной щели развертывалось в сплошной спектр. Двумя вертикальными щелями и из этого спектра выделялась узкая полоска, которая и запечатлевалась на пластинке в виде прямого спектра. На пути лучей между второй вертикальной щелью и пластинкой устанавливалось стальное зеркало под малым углом к пучку лучей. Таким образом часть пучка отражалась от зеркала и давала отраженный спектр. Зеркало могло вращаться около вертикальной оси. В результате получалась целая серия отраженных спектров, непосредственно примыкающих друг к другу и образующих одну сплошную полосу. Совершенно ясно, что очертание

¹⁾ Ср., например, A. Compton. X-Rays and Electrons, p. 205.

внешней границы этой полосы сразу дает нам требуемую зависимость φ_m от λ , подобно тому как вид спектра, получаемого через скрещенные призмы, дает ход показателя преломления в зависимости от λ .

Главной составной частью зеркала служило железо (состав, примененной стали был следующий: 72 Fe + 19 Cr + 8 Ni + 1 C). Участок спектра, использованный в опытах Принса, простирался от 1675 XE до 1938 XE, т. е. заключал в себе и *K*-границу абсорбции Fe (1739 XE). При рассмотрении отраженного спектра обращают на себя внимание два обстоятельства: 1) Яркость отражения в некотором определенном месте резко меняется. Длина волны, отвечающая месту этого скачка, есть 1740 XE, т. е. равна длине волны *K*-границы абсорбции железа. Для длин волн меньших этой границы — отражение весьма слабо, для длин волн больших — отражение полное. Причина скачка — наступление сильной абсорбции при переходе границы поглощения в сторону коротких волн; уже это обстоятельство может служить указанием на аномальную дисперсию. 2) Со стороны длинных волн, как сказано, — отражение полное, граница отраженного спектра очерчена резко и вид ее характеризует зависимость φ_m от λ . Формулы (2) и (3) показывают, что в случае нормальной дисперсии эта зависимость должна быть линейной. Между тем внешний край отраженного спектра вблизи от места скачка (*K* — граница железа) представляет собою кривую линию. Этот факт служит качественным доказательством существования аномальной дисперсии. Принс, однако, получил и количественное доказательство. Именно, пользуясь формулами, заимствованными из теории аномальной дисперсии в области рентгеновских лучей (H. Kallman und H. Mark, Ann. d. Phys. 82, 585, 1927), Принс построил кривую зависимости φ_m от λ . При этом оказалось, что экспериментально найденные точки вполне удовлетворительно укладываются на эту кривую.

Э. Шнольский.

Экспериментальное изучение электромагнитных процессов высокого напряжения и высокой частоты с помощью натодного осциллографа Роговского (W. Rogowski, Naturwis. 16, 161, 1928). Последние годы развития электротехники были посвящены теоретическому и экспериментальному разрешению проблемы так называемого неустановившегося режима, т. е. явлений, сопутствующих включению и выключению напряжения. Перерыв в работе высоковольтных электрических станций объясняется главным образом недостаточностью наших знаний в этой сравнительно новой области электротехники. Если мы на разомкнутую сеть, скажем Волховстрой — Ленинград, наложим в ее начале напряжение, примерно, в 50 000 V, то это напряжение при длине сети в 100 километров распространится из мгновения, а в течение $\frac{1}{3000}$ сек; если мы придем скорость распространения электромагнитных возмущений равной 300 000 км/сек, такая волна напряжения, дойдя до свободного конца сети,