

линий, взятых для получения среднего $\Delta\lambda$ в 4-м столбце, в 5-м столбце указана разница δ наблюдаемой величины и вычисленной по теории относительности. Смещения указаны в тысячных долях $\text{\AA}$. В последнем столбце приведена высота уровня солнечной атмосферы для соответствующих линий. Из таблицы ясно, что 1) во всех случаях положительное смещение порядка, требуемого теорией Эйнштейна, существует; 2) точное количественное согласие получается для средних слоев на высоте около 520 км, в нижележащих слоях смещение уменьшается вследствие доплеровского эффекта, сопровождающего восходящие токи газа, в верхних слоях эффект усилен благодаря содействию нисходящих токов.

Влияние нисходящих и восходящих радиальных токов практически должно мало влиять на наблюдения на краях Солнца. В таблице 3 дана сводка измерений, относящихся именно к этому случаю для линий железа классов *a*, *b*. Следует заметить, что эффект, вызываемый вращением Солнца при этом учтен, так как приведенные смещения являются средними из наблюдений для двух противоположных краев одной и той же гелиографической широты.

ТАБЛИЦА 3.

Число линий	Средн. λ	Набл. $\Delta\lambda$	δ	Уровень слоя в км
17	3849	+ 10,4	+ 2,2	840
27	4567	11,8	+ 2,4	520
48	4600	11,6	+ 2,0	440
41	4671	9,9	0,0	350

Данные наблюдений для краев Солнца менее точны, чем для центра. Из таблицы видно, что гравитационный эффект подтверждается, влияния нисходящих и восходящих токов здесь нет, но на верхних слоях существует некоторый добавочный эффект, достигающий приблизительно 20 %. Причина этого избыточного „эффекта на края“ (если он достоверен) пока не выяснена, на центре Солнца его нет. Остальной спектральный материал для линий других элементов дает такие же результаты.

Эта работа Ст. Джона разрешает в утвердительном смысле, надо надеяться, окончательно вопрос о гравитационном смещении на Солнце и дает астрофизикам важный материал о радиальных газовых потоках в атмосфере Солнца.

С. Вавилов.

Строение радиоактивных атомов и происхождение α -лучей ¹⁾ (E. Rutherford. Phil. Mag., 7, 4, 580). Сопоставляя результаты опытов с рассеиванием α -частиц при бомбардировке ими тяжелых и легких атомов и

¹⁾ Настоящий реферат дает главным образом изложение проверки теории Резерфорда. Более подробное изложение основ теории см. в статье Резерфорда, напечатанной в УФН, 8, 35, 1928.

результаты исследования скорости вылета α -частиц при радиоактивном распаде, Резерфорд приходит к следующему представлению о строении ядра тяжелых элементов. Центр ядра занят чрезвычайно компактной, положительно заряженной массой. Радиус центра не более $1 \cdot 10^{-12}$ см. Вокруг центра, в области до $r = 1,5 \cdot 10^{-12}$ см, вращаются электроны и заряженные спутники малой массы. Далее, до $r = 6 \cdot 10^{-12}$ см идет сравнительно большая область, занятая нейтральными спутниками центрального ядра. Огромные электрические поля последнего вызывают сильную поляризацию нейтральных спутников; в результате между центральным ядром и спутником возникает притяжение, удерживающее спутника около ядра. При радиоактивном распаде вылетают α -частицы с атомным весом 4. Не исключена, однако, возможность существования спутников с атомным весом 3, 2 и 1. Электроны, нейтрализующие заряд ядра спутника, вращаются по орбитам весьма близким к ядру, которые становятся возможными лишь благодаря наличию исключительно сильного поля центрального ядра. Они совершенно отличны от обычных орбит электронов в нейтральном атоме гелия. Орбиты спутников центрального ядра квантованы. Большие скорости спутников и высокие квантовые числа принадлежат орбитам, лежащим ближе к центральному ядру. Радиоактивный распад идет по следующей схеме. Один из нейтральных спутников по неизвестной причине теряет равновесие и слетает со своей орбиты. Он начинает удаляться от ядра, преодолевая силу притяжения, зависящую от поляризации спутника; эта работа совершается за счет кинетической энергии, которой обладал спутник, вращаясь по орбите. Когда нейтральный спутник достигает области, где сила поля центрального ядра оказывается ниже некоторого предельного значения, электронные орбиты спутника становятся невозможными, спутник распадается. Энергия, необходимая для удаления электронов от ядра спутника, по крайней мере отчасти, берется также из кинетической энергии спутника. С момента распада вместо нейтрального спутника появляется положительно-заряженная α -частица, на которую начинает действовать отталкивательная сила ядра; скорость α -частицы возрастает. Таким образом, обозначив кинетическую энергию вылетающей частицы буквой E , будем иметь:

$$E = E_1 - E_2 - E_3 + E_4, \quad (1)$$

где E_1 — кинетическая энергия спутника на орбите; E_2 — энергия, которую тратит спутник при переходе с орбиты на расстояние, где происходит его распад; E_3 — энергия, теряемая спутником при распаде; E_4 — энергия, приобретаемая α -частицей под действием отталкивательных сил центрального ядра. Величина E может быть вычислена из наблюдений над длиной пробега α -частиц, а потому выражение (1) может служить для проверки теории и для определения значений величин, входящих в E_1 , E_2 , E_3 , и E_4 . Обусловленная поляризацией сила, удерживающая нейтральный спутник около ядра, дается уравнением:

$$F = \frac{Z^2 e^2}{r^3} \frac{(2r^2 - a^2)}{(r^2 - a^2)},$$

где r — радиус круговой орбиты спутника, a — радиус спутника, Ze — заряд центрального ядра. При равновесии эта сила должна быть равна центробежной силе $\frac{mv^2}{r}$, где m — масса спутника, v — его скорость. Переход к квантам осуществляется введением квантового соотношения для возможных орбит: $mvr = nh$ (h — постоянная Планка, деленная на 2π). Таким образом величины E_1 , E_2 удастся выразить через r и a ; E_1 , E_2 объединяются; их разность, некоторая величина A , постоянна для данного номера элемента. Окончательно энергия E может быть представлена в виде соотношения:

$$E = A + Bn^4 (1 - bn^2), \quad (2)$$

где

$$B = \frac{n^4 h^4}{8a^3 m^2 Z^2 e^2}; \quad (3) \quad b = \frac{h^2}{ma Z^2 e^2}. \quad (4)$$

Если A , B и b определены подбором для элемента данного номера Z_0 , то для некоторого другого номера Z энергия E будет:

$$E = A \sqrt{\frac{Z}{Z_0}} + \frac{BZ_0^2}{Z^2} n^4 (1 - \frac{Z_0^2}{Z^2} b n^2) \quad (5)$$

E и для элемента Z известно из опыта, в правой же части уравнения (5) мы можем изменять лишь n . Если бы n менялось непрерывно, то всегда можно было бы найти такое его значение, которое в точности удовлетворило бы уравнению (5). На деле n можно давать лишь целые и полуцелые значения, а потому соотношение (5) может служить для проверки теории. Насколько хорошо совпадают теоретические и экспериментальные значения E , видно из следующей таблицы:

ТАБЛИЦА 1.

Элемент	Квантовое число	E выч.	E набл.	Разница в процентах
Уран I	14,5	4,015	4,07	1,4
Уран II	15	4,64	4,64	0,0
Радий	20,5	4,734	4,737	0,1
Радий А	24,5	5,883	5,910	0,5
Радий F	22,5	5,244	5,224	0,4
Торий	17,5	4,27	4,27	0,0
Торий X	24	5,618	5,598	0,4
Торий А	26,5	6,682	6,685	0,0
Протоактиний . . .	21,5	5,041	4,998	0,8
Активный С	25,5	6,511	6,551	0,6

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 чрезвычайно высокими 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, 5, 149, 1925.