

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА.

С. Э. Фриш.

1. В 1895 году Г. А. Лоренц, разрабатывая электронную теорию материи, пришел к заключению, что спектральные линии излучаются электронами, колеблющимися внутри атомов. Но движущийся электрон подобен току, а потому на него должно действовать магнитное поле. Отсюда магнитное поле должно действовать и на спектральные линии.

Учесть действие магнитного поля на спектральные линии Лоренцу удалось весьма просто. Пусть в атоме имеется один электрон, совершающий простое гармоническое колебательное движение. Спектр такого гипотетического элемента будет состоять из одной единственной идеально-мономатической линии. При этом свет отдельного атома окажется прямолинейно поляризованным. Свет же большого числа различно ориентированных атомов будет естественным.

Поместим атом в магнитное поле H . Разложим гармоническое колебательное движение на две составляющих: одну вдоль поля H , и другую, лежащую в плоскости, перпендикулярной к H . По закону Био и Савара на составляющую вдоль поля не будет действовать никакой магнитной силы. Чтобы определить действие магнитного поля на составляющую, лежащую в плоскости, перпендикулярной к полю, разложим ее на два круговых движения, совершающихся в противоположных направлениях.

Период обращения по окружностям останется равным периоду гармонического колебательного движения T . Обозначим радиус окружности через R ; скорость движения электрона через v . Гармоническое колебательное движение есть движение, совершающееся под влиянием силы, направленной к центру и пропорциональной смещению. Обозначая силу через F , смещение через r , а коэффициент пропорциональности через f , напомним,

$$F = fr. \quad (1)$$

При $r = R$ эта сила должна равняться центростремительной силе вне магнитного поля, т.-е.

$$fR = \frac{mv^2}{R}. \quad (2)$$

Если период основного движения есть T , то скорость

$$v = \frac{2\pi R}{T}.$$

Введем частоту

$$\nu_0 = \frac{1}{T}$$

тогда:

$$v = 2\pi\nu_0 R.$$

Так как основное движение гармоническое, то по известной формуле

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{f}},$$

где m , в данном случае, масса электрона. Отсюда

$$\nu_0^2 = \frac{1}{T^2} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{f}{m}.$$

На основании закона Био и Савара магнитное поле действует на электрон, движущийся по кругу по часовой стрелке с силой, направленной от центра и равной:

$$F_H = \frac{evH}{c},$$

где e — заряд электрона, c — скорость света. Движение по-прежнему совершается по кругу. Но теперь к силе fR прибавляется сила F_H . Сила, направленная к центру, опять должна будет уравниваться центробежной силой, поэтому равенство (2) заменится:

$$\frac{mv^2}{R} = fR + \frac{ev}{c} H. \quad (3)$$

Скорость v будет теперь другая, а следовательно, и частота будет не ν_0 , а ν_1 . Подставляя в (3) $v = 2\pi\nu_1 R$ и $f = 4\pi^2\nu_0^2 m$, находим:

$$\nu_1^2 - \nu_0^2 = \frac{e\nu_1 H}{2\pi mc}. \quad (4)$$

Здесь ν_0 — частота колебаний электрона до появления магнитного поля, ν_1 — в магнитном поле. Решая полученное квадратное уравнение (4), найдем значение новой частоты ν_1 . Легко видеть, что при практически достижимых магнитных полях, член $\frac{eH}{4\pi mc}$ весьма мал, поэтому, пренебрегая его квадратом, получим из (4) приближенно:

$$\nu_1 = \nu_0 + \frac{1}{4\pi} \frac{e}{mc} H. \quad (5)$$

Также найдем для электрона, движущегося по окружности против часовой стрелки:

$$\nu_2 = \nu_0 - \frac{1}{4\pi} \frac{e}{mc} H. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) заключается решение вопроса. До появления магнитного поля электрон испускал волны одной частоты ν_0 . В спектре имелась одна единственная спектральная линия с длиной волны $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$. В магнитном поле гармоническое колебательное движение заменилось тремя: колебательным движением вдоль поля H с прежней частотой ν_0 и двумя круговыми движениями в плоскости, перпендикулярной к H : круговым движением по часовой стрелке с частотой ν_1 и круговым движением против часовой стрелки с частотой ν_2 .

Будем наблюдать свет, идущий от источника вдоль поля H . Прямолинейная составляющая колебаний электрона не вызовет световых волн, распространяющихся вдоль поля, так как световые волны поперечны. Движения по окружностям дадут две поляризованных по кругу волны с частотами ν_1 и ν_2 , определяемыми равенствами (5) и (6). Так как заряд электрона отрицательный, то $\frac{e}{m}$ — величина отрицательная, откуда $\nu_1 < \nu_0$ и волны, поляризованные по часовой стрелке, дадут спектральную линию с частотой, меньшей первоначальной, —

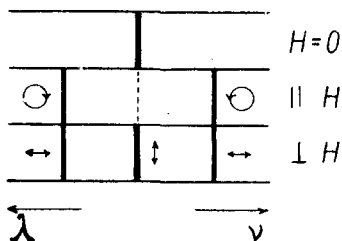


Рис. 1.

линию, смещенную к красному концу спектра. Аналогично волны, поляризованные против часовой стрелки, дадут линию, смещенную к фиолетовому концу.

Окончательно, наблюдая источник света в магнитном поле, вдоль поля, мы увидим вместо одной линии две (рис. 1). Они будут смещены симметрично относительно первоначальной линии на величину:

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi c} \frac{e}{m} H \quad (7)$$

или в длинах волн:

$$\Delta\lambda = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{e}{m} \lambda^2 H, \quad (7a)$$

Линия, смещенная к красному концу спектра, будет поляризована по кругу по часовой стрелке; линия, смещенная к фиолетовому, — против часовой стрелки.

Если мы будем наблюдать явление в направлении перпендикулярном к полю, то колебание вдоль поля даст прямолинейно поляризо-

ванный свет с первоначальной частотой ν_0 . Два круговых колебания — две смещенные линии с частотами ν_1 и ν_2 . Они будут также поляризованы прямолинейно, так как при наблюдении в плоскости, перпендикулярной к направлению поля H , их круговые движения будут проектироваться в виде прямолинейных.

Таким образом при наблюдении перпендикулярно к полю вместо одной линии мы увидим три. Средняя будет соответствовать первоначальной. Две других, как и при продольном эффекте, окажутся смещенными на величину

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\pi c} \frac{e}{m} H$$

или

$$\Delta\lambda = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{e}{m} \lambda^2 H.$$

Все три линии поляризованы прямолинейно. Колебания в среднем совершаются вдоль линий сил поля, в крайних — перпендикулярно к ним (рис. 1).

Описанное явление было действительно обнаружено Зееманом в 1896 году [1]. Поместив источник света между полюсами мощного электромагнита и наблюдая спектральные линии с большо́й дифракционной решеткой, он мог заметить их расщепление. При наблюдении перпендикулярно к полю линии расщеплялись на три составляющих, при наблюдении вдоль поля — на две. (В последнем случае приходилось просверливать один из сердечников электромагнита и наблюдать источник света сквозь отверстие.)

Работа Зеемана была сопряжена с большими трудностями. Смещение линий весьма ничтожно. Достаточно указать, что в сильном поле в 25 000 гаусс разность длин волн между составляющими триплета для линии $\lambda = 5\,000 \text{ \AA}$ будет около $0,3 \text{ \AA}$, т.-е. около одной двенадцатой расстояния между линиями D_1 и D_2 натрия. Однако Зееману удалось не только качественно проверить теорию Лоренца. Прежде всего он показал, что поляризация совпадает с предсказанной. Особенно было важно наблюдение Зеемана, что при продольном эффекте, именно смещенная к красному концу, линия поляризована по часовой стрелке. Отсюда следовало, что свет действительно вызывается колебаниями отрицательно заряженных частиц. Кроме того, Зееман, промерив смещение $\Delta\nu$ при данном поле H , мог по формуле (7) определить $\frac{e}{m}$. В пределах ошибки наблюдений полученное значение $\frac{e}{m}$ совпало со значением этой же величины, найденной для электронов по чисто электрическим измерениям.

Современная техника спектроскопии позволяет делать измерения с гораздо большей точностью, чем это было доступно Зееману. По недавним тщательным наблюдениям Фортра [2] величина

$$a_L = \frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} = \frac{1}{4\pi c^2} \left(\frac{e}{m} \right) = 0,4680 \cdot 10^{-4}.$$

Откуда отношение заряда электрона к его массе получается

$$\frac{e}{m} = 1,764 \cdot 10^7.$$

По измерениям Миликена, произведенным совсем в другой области,

$$\frac{e}{m} = 1,769 \cdot 10^7.$$

Совпадение, как видно, полное.

2. Теория Лоренца, блестяще подтвержденная Зееманом, являлась триумфом электромагнитной теории света. Казалось несомненным, что внутри атомов имеются колеблющиеся электроны, излучающие согласно классической электродинамике. Но эта теория стала в тупик перед основной закономерностью в спектрах — перед спектральными сериями. Спектральные серии нашли свое объяснение лишь в квантовой теории Бора.

Согласно Бору, атом состоит из тяжелого положительно заряженного ядра малых размеров и электронов, движущихся вокруг него. Движение электронов следует определять по обычной механике и затем из всех механически возможных орбит выбирать только те, которые удовлетворяют квантовым условиям:

$$\oint p_i h q_i = n_i h, \quad (I)$$

где q_i и p_i обобщенные координаты и моменты, с помощью которых описывается движение, h — постоянная Планка, n_i — целое число. Интеграл распространяется на всю область изменения координаты q_i . Только орбиты, удовлетворяющие условиям (I) будут допущены. Движение электрона по одной из таких орбит устойчиво и, вопреки классической электродинамике, происходит без излучения. Электрон может перескакивать с одной из допущенных орбит на другую, при этом он теряет энергию в виде монохроматического излучения частоты ν , определяемой «правилом частот»:

$$\nu = \frac{W_a}{h} - \frac{W_e}{h}, \quad (II)$$

где W_a — энергия атома, когда электрон находится на первой орбите, W_e — энергия атома, когда электрон находится на конечной орбите.

Для случая простейших атомов (водород, ионизованный гелий), состоящих из ядра и одного электрона, задача может быть решена до конца. В соответствии с этим мы получаем исчерпывающие сведения о спектрах этих элементов, — сведения, целиком подтверждаемые опытом.

Для простейших атомов теория может быть распространена и на случай существования внешнего магнитного поля [3]. Без поля электрон движется по эллипсу, в одном из фокусов которого помещается ядро. В элементарной теории Лоренца мы видели: в магнитном поле частота равномерного движения по окружности, в плоскости перпендикулярной к магнитной силе H , увеличивается или уменьшается (в зависимости от направления вращения) на величину

$$\Delta\nu = \frac{eH}{4\pi mc}. \quad (8)$$

Другими словами, мы можем сказать: магнитное поле вызывает вращение плоскости орбиты вокруг направления магнитных линий сил с частотой $\omega = \Delta\nu$. Можно показать, что и в случае орбиты, ориентированной в пространстве любым образом, действие магнитного поля сказывается в равномерном вращении плоскости орбиты вокруг линий сил с той же частотой ω ¹⁾. Это так называемая теорема Лармора. Теорема Лармора остается в силе и при эллиптическом движении (рис. 2).

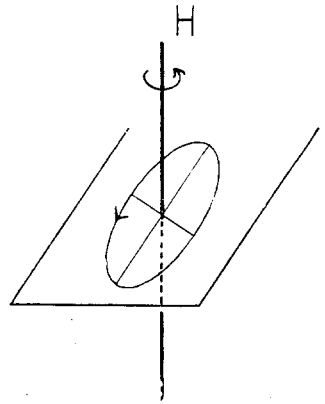


Рис. 2.

Таким образом в магнитном поле электрон движется вокруг ядра по эллипсу, который сам медленно (по сравнению с обращением электрона) вращается вокруг линий сил. Это есть механическое решение задачи о воздействии магнитного поля на простейший атом. Теперь мы должны согласно с условиями (I) выбрать из всех механически возможных орбит орбиты, дозволенные теорией квантов. Обычно квантование производится в сферических координатах ϑ , ϕ . При чем квантование по широте ϑ приводит к результату, что атом не может произвольно ориентироваться в пространстве, а что плоскость орбиты может составлять лишь определенные углы с направлением магнитных линий сил.

Проведенная до конца теория верно дает расстояние между компонентами. Но без соответствующих добавлений [4] она не дает ни числа компонент (вообще говоря, бесконечный ряд равноотстоящих

¹⁾ Следует иметь в виду, что динамическое движение по окружности, происходящее под влиянием силы Кулона, отличается от движения по окружности, рассмотренного в теории Лоренца. Тем не менее влияние магнитного поля остается прежним.

линий, вместо трех, наблюдаемых на опыте), ни их поляризации. Ниже мы воспользуемся другим путем, указанным Бором [5], а именно путем, базирующимся на принципе соответствия.

Принцип соответствия находит свое основание в следующих рассуждениях. Частоты линий в спектре водорода, как известно, охватываются формулой Бальмера:

$$\nu = N \left\{ \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right\}. \quad (9)$$

По теории Бора n_1 есть квантовое число начальной орбиты, n_2 — конечной; постоянная N равна:

$$N = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}. \quad (10)$$

Численное совпадение значений N , определенного из опыта и вычисленного по формуле (3), служит одним из главных аргументов в пользу теории Бора.

В водородном атоме электрон движется по кеплеровскому эллипсу. По третьему закону Кеплера частота обращения электрона ω будет:

$$\omega = \sqrt{\frac{2U^3}{\pi^2 e^4 m}}, \quad (11)$$

где e — заряд, m — масса электрона, $U = -W$ абсолютное значение работы удаления электрона от ядра в бесконечность. Для орбит, устойчивых с точки зрения теории квантов,

$$U = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2},$$

где n — квантовое число, характеризующее данную орбиту, h — постоянная Планка. Подставляя это значение U в формулу (4), получим:

$$\omega = \frac{1}{n^3} \cdot \frac{4\pi^2 m e^4}{h^3}. \quad (12)$$

Как известно для всякого периодического движения с числом обращения ω , смещение ξ частицы в определенном направлении может быть представлено, как сумма гармонических колебательных движений:

$$\xi = C_1 \cos 2\pi(\omega t + c_1) + C_2 \cos 2\pi(2\omega t + c_2) + C_3 \cos 2\pi(3\omega t + c_3) + \dots$$

или сокращенно:

$$\xi = \sum_k C_k \cos 2\pi(k\omega t + c_k), \quad (13)$$

где суммирование простирается на все положительные целые значения k . Формула (13) носит название ряда Фурье. Отсюда по классической электродинамике электрон, двигаясь по одной из орбит, дозволенной с точки зрения теории квантов, должен был бы излучать свет частоты ν , равной частоте обращения ω и ее обертонам, т.-е. частотам, кратным ω :

$$\nu = k\omega$$

или по формуле (12):

$$\nu = k \frac{1}{n^3} \cdot \frac{4\pi^2 m e^4}{h^3}. \quad (14)$$

Целое число k мы назовем порядковым числом данного колебания.

По квантовой теории частота испускаемого света вовсе не равна частоте обращения, но определяется правилом:

$$\nu = \frac{\Delta W}{h},$$

где ΔW — разность энергий двух стационарных состояний. Это правило, примененное к водородному атому, дает формулу Бальмера:

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left\{ \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right\},$$

которую мы перепишем:

$$\nu = (n_1 - n_2) \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \frac{n_1 + n_2}{n_1^2 n_2^2}.$$

Если оба числа n_1 и n_2 велики, а разность между ними $\Delta n = n_1 - n_2$ мала, то приближенно можно написать:

$$\nu = \Delta n \frac{1}{n^3} \cdot \frac{4\pi^2 m e^4}{h^3}. \quad (15)$$

Сравнивая это выражение с выражением (7) и принимая во внимание, что Δn есть число целое, видим: для далеких орбит классическая и квантовая теории дают одинаковые частоты испускаемого света.

Естественно предположить, что для далеких орбит совпадение между обеими теориями касается не только частот, но является полным. Классическая теория должна для далеких орбит давать как правильные частоты, так и правильные амплитуды и поляризацию. Эту гипотезу мы назовем «принципом совпадения».

Если мы будем переходить к более внутренним орбитам, то очевидно классическая теория начнет не сразу давать результаты, совершенно отличные от результатов квантовой теории. Она будет давать решения, хотя и неверные, но все же несколько похожие на верные.

Отсюда Бор, расширяя «принцип совпадения» формулирует: каждому квантовому переходу соответствует некоторая частота, вычисленная по классической теории, именно та частота, порядковое число k которой совпадает с изменением квантового числа Δn . Если вычислить по классической теории амплитуду и поляризацию частичного колебания, соответствующего этой частоте и перенести их на спектральную линию, получающуюся благодаря соответственному квантовому переходу, то интенсивность и поляризация спектральной линии получатся вполне верно для бесконечно больших квантовых чисел и приблизительно верно для средних квантовых чисел. Эта гипотеза может быть названа «принципом соответствия».

Особенно важным становится применение принципа соответствия тогда, когда в формуле (13) ξ равно нулю и для начальной и для конечной орбиты. В этом случае линия должна отсутствовать. Не существует таких спектральных линий, соответствующие которым частоты не имеются в ряде (13). Принцип комбинаций переходит в «принцип отбора». Он начинает указывать какие разности энергий стационарных состояний не следует брать при учете испускаемых линий.

Для дальнейшего нам будет важно рассмотреть приложение принципа соответствия к чисто периодическим движениям, какое, например, совершает осциллятор Планка. Осциллятор Планка колеблется гармонически. Совмещая его движение с осью x , имеем:

$$\xi_x = C \cos 2\pi(\nu t + c).$$

Здесь ряд Фурье сводится к одному члену; $|k|$ имеет только одно значение $|k| = 1$. Благодаря особой простоте принцип соответствия переходит в принцип совпадения. Квантовое число n может изменяться только на ± 1 . Спектр Планковского осциллятора состоит из одной линии, соответствующей квантовому переходу $\Delta n = \pm 1$; линия поляризована вдоль оси x ¹⁾. Частота линии совпадает с частотой, определяемой классической теорией. Энергия стационарных состояний осциллятора Планка является целым кратным от $h\nu$, где ν есть механическая частота его колебаний.

Выше мы видели, что влияние магнитного поля на движение электрона сказывается в равномерном вращении плоскости орбиты вокруг магнитных линий сил с частотой ω . Таким образом возмущение носит чисто периодический характер. До появления магнитного поля атом обладал рядом стационарных состояний. Теперь каждое из стационарных состояний возмущено добавочным вращением и согласно теории квантов должно распасться на ряд новых стационарных со-

¹⁾ Под плоскостью поляризации мы повсюду подразумеваем плоскость колебаний светового вектора, а не плоскость перпендикулярную к ней, как это делается обычно.

стояний. По аналогии с определением особых значений энергии осциллятора Планка, можно ожидать, что разница энергий между двумя различными стационарными состояниями, соответствующими одному и тому же стационарному состоянию невозмущенной системы, является просто целым кратным частоты возмущения ω , умноженной на h . Таким образом мы приходим непосредственно к следующему выражению для энергии стационарных состояний возмущенной системы:

$$W = W_n + m h \omega, \quad (16)$$

где W_n — энергия стационарных состояний невозмущенной системы, m — новое квантовое число, которое может принимать положительные и отрицательные значения; оно называется магнитным квантовым числом.

Частоты, излучаемые невозмущенным атомом, по правилу частот Бора, равны:

$$\nu = \frac{1}{h} (W'_n - W''_n).$$

Частоты, излучаемые атомом, находящимся в магнитном поле:

$$\nu + \Delta\nu = \frac{1}{h} \{ (W'_n + m' h \omega) - (W''_n + m'' h \omega) \},$$

или

$$\nu + \Delta\nu = \frac{1}{h} (W'_n - W''_n) + (m' - m'') \omega.$$

Откуда изменение частоты спектральной линии в магнитном поле:

$$\Delta\nu = (m' - m'') \omega$$

или, подставляя вместо ω его значение (8), стр. 85:

$$\Delta\nu = (m' - m'') \frac{eH}{4\pi mc},$$

где

$$(m' - m'') = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Пока мы получаем неограниченный ряд для $m' - m''$, т.е. вместо одной спектральной линии неограниченный ряд линий на верном расстоянии

$\Delta\nu = \frac{eH}{4\pi mc}$ друг от друга. Но принцип соответствия устраняет это недоразумение.

Магнитное поле вызывает указанное выше равномерное вращение орбиты. Отсюда мы просто находим, что всякая эллиптически-гармоническая компонента с частотой $k\nu$, появляющаяся в разложении невозмущенного движения, распадается в магнитном поле на три гармони-

ческих компоненты: прямолинейную, вдоль линии сил, с частотой $k\nu$ и две круговых с частотами $k\nu + \omega$ и $k\nu - \omega$, колеблющихся в противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной к полю. Следовательно, движение представится формулой:

$$\xi = \sum C_{kx} \cos 2\pi \{ t(k\nu + \chi\omega) + C_{kx} \},$$

где χ может принимать значения $\chi = 0$, или $\chi = \pm 1$. Отсюда в силу принципа соответствия $m' - m''$ может равняться только 0, или ± 1 . Этим уничтожаются лишние компоненты. Далее при $m' - m'' = 0$, должна возникнуть компонента, поляризованная прямолинейно вдоль поля; при $m' - m'' = \pm 1$ — две компоненты, поляризованные по кругу с плоскостью колебаний, перпендикулярной к направлению магнитных линий сил. Таким образом и поляризация определяется в согласии с опытом.

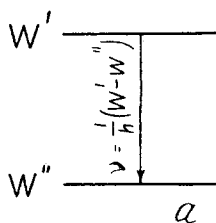


Рис. 3а.

Квантовая теория расщепления спектральных линий может быть иллюстрирована следующим чертежом.

Принято изображать стационарные состояния атома в виде уровней энергии, а возникновение спектральных линий — с помощью стрелок, соединяющих начальное состояние с конечным. На чертеже (3а) изображены уровни, отвечающие квантовым числам n' и n'' с энергиями W' и W'' . При переходе от одного уровня к другому возникает линия с частотой $\nu_0 = \frac{W' - W''}{h}$. В магнитном поле каждый из уровней W заменится тремя уровнями $W - h\omega$, W , $W + h\omega$, соответственно трем значениям $\chi = 0, \pm 1$, или трем значениям магнитного квантового числа m , $m \pm 1$. Это изображено на чертеже (3б). Там же изображено стрелками возникновение всех трех компонент: $\nu = \nu_0 - \omega$; $\nu = \nu_0$; $\nu = \nu_0 + \omega$. Пунктирными стрелками изображены запрещенные переходы, которым соответствовало бы изменение χ на ± 2 .

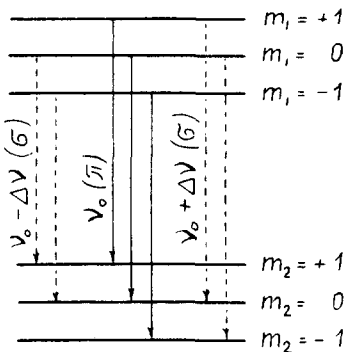


Рис. 3б.

То же самое мы можем изобразить еще одной схемой. Выпишем значения энергии в начальном и конечном состоянии атома в две строчки, так, чтобы значения с одним и тем же квантовым числом m приходились друг под другом:

$$\left. \begin{array}{ccc} W' - h\omega & W' & W' + h\omega \\ \downarrow & \searrow & \downarrow \\ W'' - h\omega & W'' & W'' + h\omega \end{array} \right\} \quad (17)$$

Составляя разности величин, соединенных стрелками и деля их на $\hbar$, получим частоты испускаемых линий. Но нас интересуют не сами частоты, а лишь их изменения в магнитном поле. Поэтому мы можем положить в (17) $W'=0$ и $W''=0$. Кроме того, чтобы разности давали нам сразу изменения частот, а не изменения энергий, разделим обе строчки на $\hbar$, тогда

$$\left. \begin{array}{ccc} -\omega & 0 & +\omega \\ \downarrow & \times & \downarrow \\ -\omega & 0 & +\omega \end{array} \right\} \quad (18)$$

В этой схеме разности величин, соединенных вертикальными стрелками, дают несмещенную компоненту $\Delta\nu=0$, поляризованную по полю или, как мы сокращенно обозначим, π -компоненту. Разности величин, соединенных косыми стрелками, дадут обе смещенных компоненты $\Delta\nu=\pm\omega=\pm\frac{eH}{4\pi mc}$, поляризованных перпендикулярно к полю¹⁾; эти компоненты мы обозначим, как σ -компоненты.

Если мы станем измерять расщепление в единицах ω , то схема (11) заменится еще более простой:

$$\left. \begin{array}{ccc} -1 & 0 & +1 \\ \downarrow & \times & \downarrow \\ -1 & 0 & +1 \end{array} \right\} \quad (19)$$

$$\Delta\nu=0, \pm 1 \text{ (в единицах } \omega\text{)}.$$

Правило же поляризации запишется:

$$\Delta m = \begin{cases} 0 & \pi\text{-составляющая} \\ \pm 1 & \sigma\text{-составляющая.} \end{cases}$$

Этой схемой мы неоднократно воспользуемся в дальнейшем.

Заканчивая изложение квантовой теории нормального эффекта Зеемана, мы можем указать почему классическая теория могла также прийти к правильному результату. Прежде всего, благодаря простоте возмущения, принцип соответствия здесь переходит (как и для осциллятора Планка) в принцип созпадения. Поэтому обе теории дают одинаковое число линий и одинаковую поляризацию. Затем, благодаря случайному сокращению постоянной Планка $\hbar$ в конечной формуле, и численные величины смещения спектральных линий в обеих теориях одинаковы. Это не имеет места в сериальных формулах; постоянная Ридберга (см. формулу (10) стр. 86) содержит в явном виде квантовую постоянную $\hbar$; она не может быть численно правильно получена никакой классической теорией. Аналогично дело обстоит с расщеплением

¹⁾ В дальнейшем всегда будет подразумеваться, что расщепление линий наблюдается в направлении, перпендикулярном к полю.

спектральных линий в электрическом поле — с эффектом Штарка, — где классическая теория оказывается бессильной.

Теория Бора, как более общая, объясняет как то, что удавалось объяснить классической теории, так и то, что представляло классической теории непреодолимые затруднения.

3. Приведенная квантовая теория эффекта Зеемана относится к простейшим атомным системам — к водороду и к ионизованному гелию. Линии этих элементов действительно расщепляются на триплеты. Расстояние между компонентами совпадает с предсказанным теорией. Но большинство линий других элементов расщепляется в магнитном поле на большее число составляющих. Противопоставляя это расщепление теоретическому «нормальному», — принято говорить об аномальном, или сложном эффекте Зеемана.

Современная техника спектроскопии позволяет достаточно подробно изучить это явление. Употребляются большие дифракционные решетки, преимущественно отражательные вогнутые решетки Роулэнда, эшелоны Майкельсона, пластинки Луммера и т. д. Эти приборы разрешают две линии, находящиеся на расстоянии сотых долей ангстрема друг от друга. Мощные электромагниты с водяным охлаждением дают поле в 50 000 и больше гаусс.

Большие трудности представляют источники света. Обычные источники, дающие интенсивные линии — вольтова дуга и искра, — мало пригодны по следующим причинам: во-первых, они дают чересчур широкие и размытые линии (особенно дуга); во-вторых, на них сильно действует магнитное поле и если не тушит их вовсе, то весьма уменьшает их интенсивность. Для получения спектров газов употребляют специальные гейслеровы трубки, по большей части из кварца. Для других элементов Бак [6] употреблял в последнее время весьма остроумный источник света, так называемую «обрывную» дугу. Один из электродов этой дуги делается из исследуемого металла, другой представляет собой вольфрамовую палочку. Последняя приводится в быстрое колебание особым механизмом и производит с другим электродом в секунду около десяти контактов и разрывов контакта. Каждый раз в момент разрыва вспыхивает дуга; раньше, чем поле потушит ее, наступает новый контакт, и весь процесс начинается сначала. Вся дуга помещена в сосуд, наполненный водородом при малом давлении, благодаря чему спектральные линии получаются весьма тонкими. Если вспомнить, что расстояние между полюсами электромагнита, где помещена дуга, составляет всего несколько миллиметров, то становится ясно, какое экспериментальное искусство требуется для выработки такого источника света.

Опытные данные, полученные относительно сложного эффекта Зеемана, позволили установить два важных закона: закон Рунге и закон Престона.

Закон Рунге [7] заключается в следующем: в сложных разложениях расстояния составляющих, считая от середины разложения, являются рациональными дробями от нормального разложения $\Delta\nu_0$:

$$\delta\nu = \frac{q}{z} \Delta\nu_0, \quad (20)$$

где q —«рунговский числитель» и z —«рунговский знаменатель»—малые целые числа. Для данной линии z постоянно, q —принимает ряд значений: $q=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Рациональность дробей в законе Рунге $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{6} \text{ и т. д.}\right)$ установлена со всей той точностью, которую дают спектральные приборы большой разрешающей силы. Обычно ошибка не превышает 0,1%.

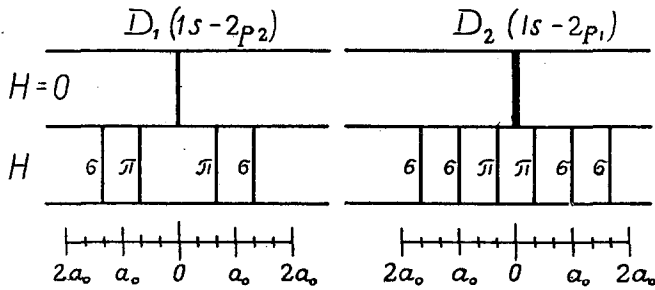


Рис. 4.

Примером к закону Рунге могут служить типы разложений желтых линий натрия D_1 и D_2 , $\lambda=5896 \text{ \AA}$, $\lambda=5890 \text{ \AA}$. Линия D_1 расщепляется на четыре компоненты, линия D_2 —на шесть. Ниже приведены расстояния компонент, считая от середины разложения:

$$D_1 \dots \delta\nu = \pm \frac{2}{3} \Delta\nu_0; \pm \frac{4}{3} \Delta\nu_0, \quad (21)$$

$$D_2 \dots \delta\nu = \pm \frac{1}{3} \Delta\nu_0, \pm \frac{3}{3} \Delta\nu_0, \pm \frac{5}{3} \Delta\nu_0. \quad (22)$$

Все компоненты поляризованы параллельно или перпендикулярно к полю. На рисунке 4 представлено как расщепление, так и поляризация линий.

Закон Престона [8] гласит: во-первых, все линии, принадлежащие к одной той же спектральной серии, имеют качественно и количественно (дробь $\frac{q}{z}$) одно и то же разложение. Во-вторых, линии различных элементов, но имеющие одинаковую сериальную принадлежность, дают также одинаковый тип разложения.

Приведем пример: линии D_1 и D_2 натрия составляют первый дублет главной серии; их сериальный символ: $1s-2p_1$ для D_2 и $1s-2p_2$ для D_1 ¹⁾. Тип разложения этих линий указан на рис. 4. По правилу Престона все натриевы дублеты главной серии должны давать такое же разложение. И у всех элементов, имеющих главную серию дублетов, первая линия дублета, считая от красного конца спектра, должна расщепляться на квадруплет, вторая на секстет, с теми же значениями $\frac{80}{H}$.

Короче: все линии с сериальным символом sp_2 (мы нарочно пишем sp_2 , а не $1s-2p_2$, чтобы показать независимость типа разложения от коэффициента 1 при s и 2 при p) дают квадруплет, с указанными значениями рунговской дроби $\frac{q}{z}$, а линии с сериальным символом sp_1 — секстет.

Таким образом каждой серии может быть приписан свой собственный тип разложения. Коротко законы Рунге и Престона могут быть сформулированы: сериальный символ определяет тип магнитного разложения линии.

¹⁾ Напомним читателю основные положения сериальной символики, необходимые для понимания дальнейшего. Как известно, все серии водородного спектра могут быть охвачены формулой

$$\nu = R \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (1)$$

где R — универсальная постоянная (постоянная Ридберга, равная $1,097 \cdot 10^{-3}$), а i и k могут иметь различные целые значения. При этом i , для данной серии, имеет постоянное значение, так что первый член формулы (1), $\frac{R}{i^2}$ есть величина постоянная (постоянный терм); второй же член — есть переменный терм. Действительно: при $n=2$ и $k=3, 4, 5...$ мы получаем обычную серию Бальмера, при $n=1$, $k=2, 3, 4...$ — ультра-фиолетовую серию Лаймана, при $n=3$, $k=4, 5...$ — инфракрасную серию Пашена (подробнее о спектральных сериях водорода см. в статье П. Эпштейна, У.Ф.Н. т. II).

Ридберг показал, что все вообще спектральные серии могут быть представлены общей формулой типа

$$\nu = \phi(i) - \phi(k) \quad \begin{cases} i = 1, 2, 3... \\ k = 2, 3, 4..., \end{cases} \quad (2)$$

при чем

$$\phi = \frac{R}{(i + \alpha)^2}, \quad \psi = \frac{R}{(k + \beta)^2},$$

где R , по-прежнему, — универсальная постоянная Ридберга, а α и β суть эмпирические параметры, характерные для данного элемента и для данной серии. Если задать i постоянное значение (напр., $i=1$), а k заставить пробегать всевозможные целые значения, то ϕ будет постоянным термом, а ψ — переменным. Для так называемой главной серии и $i=1$, введем следующие обозначения: $\alpha = s$, $k = m$, $\beta = p$, так что

$$\nu = \frac{R}{(1 + s)^2} - \frac{R}{(m + p)^2} \quad (2a)$$

В настоящее время тип магнитного разложения установлен для большого числа серий. Оказывается, линии, принадлежащие к сериям одиночников, дают всегда нормальное расщепление. Линии, являющиеся составляющими сериального дублета или триплета, разлагаются сложно. Особенно сложно разлагаются линии диффузных серий. Например, линии $2p_1 - md_1$ триплетных серий распадаются на 15 компонент. Элементы конца периодической системы Mn , Cr , Fe имеют недавно открытые квартетные, квинтетные и т. д. серии и соответственно с этим очень сложный эффект Зеемана. Существуют линии, на которые магнитное поле не действует вовсе, например, Fe , $\lambda = 3767 \text{ \AA}$. За редкими исключениями, линии сложного разложения, как и нормального, строго поляризованы или по полю, или перпендикулярно к нему. На рис. 5 даны типы разложения линий главной серии триплетов.

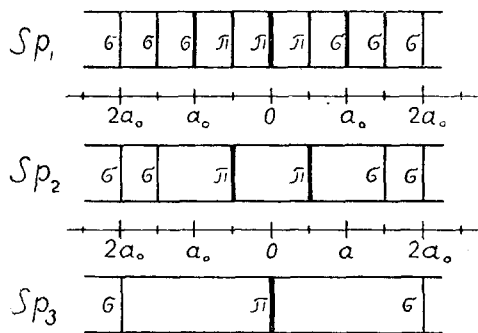


Рис. 5.

Отступления от закона Престона объясняются эффектом Пашена-Бака [°]: если δ близко к расстоянию между составляющими дублета или триплета $\nu_1 - \nu_2$, то требуемый тип разложения начинает упрощаться, и при возрастающем поле H вся группа стремится к нор-

Так как R — универсальная постоянная, то первый член формулы (2а) для краткости обычно обозначается просто так: $(1s)$, а второй член так: (mp) . Отсюда символическая формула для главной серии (Prinzipal serie) напишется

$$\nu = 1s - mp \quad m = 2, 3, 4, \dots,$$

для так называемой первой побочной, или диффузной, серии символическая формула будет

$$\nu = 2p - md \quad m = 3, 4, 5, \dots,$$

для второй побочной или резкой (scharfe) серии:

$$\nu = 2p - ms \quad m = 2, 3, 4, \dots,$$

для так называемой серии Бергмана:

$$\nu = 3d - mb \quad m = 4, 5, 6, \dots$$

Далее, серия может состоять либо из простых линий (одиночники), либо из дублетов триплетов и т. д. Это также находит себе выражение в сериальной символике. Для простых линий буквы всегда будут прописные S , P , D , B (например, $1S - mP$); для кратных линий переменный терм пишется вообще в виде mp : для дублетов — mp_1 , mp_2 , для триплетов — mp_1 , mp_2 , mp_3 и т. д. Следует еще заметить, что терм s — всегда простой, т. е. $s_1 = s_2$; $s_1 = s_2 = s_3$. *Ред.*

мальному триплету. Этот эффект Пашен и Бак впервые установили на узком кислородном триплете $1s-3p$, $\lambda=3947,438; 3947,626; 3947,371$. В слабых полях каждая из линий начинает расщепляться согласно рис. 5. При увеличении поля, когда составляющие одной линии заходят за составляющих другой, начинается ряд аномалий. Линии перемещаются друг относительно друга, часть из них теряет в интенсивности и совсем пропадает. Наконец, в сильном поле — около 32 000 гаусс — от всей группы остаются три линии на нормальном расстоянии $\Delta\nu$ и с почти правильной поляризацией.

Нормальный триплет должны давать линии, принадлежащие к одной из серий одиночников, например, $1s-3p$ (p простое). Поэтому можно сказать, что в сильных магнитных полях сериальные термы упрощаются.

Схематически эффект Пашена-Бака, на линиях типа D_1, D_2 натрия, изображен на рис. 6.

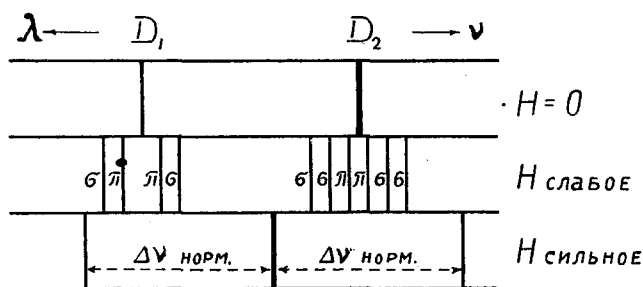


Рис. 6.

Эффектом Пашена-Бака могут быть объяснены кажущиеся отступления от законов Престона и Рунге. Например, у всех щелочных металлов существуют серии дублетов, но чем меньше атомный вес, тем уже дублеты. Особенно узки дублеты у лития. У всех щелочных металлов главная серия разлагается согласно рис. 4. У лития же при тех полях, при которых обычно наблюдение становится возможным, имеется нормальный триплет. На первый взгляд это может представиться отступлением от закона Престона. На самом же деле Кент [4], пользуясь прибором с очень высокой разрешающей силой, показал, что в слабых полях разложение происходит согласно закону Престона. Только в более сильных полях оно переходит в нормальный триплет. Аналогичный случай исследовали независимо друг от друга Фортра [2] и Бак [4] на главной серии натрия. По закону Престона все линии этой серии должны расщепляться одинаково. Но в действительности лишь первый член главной серии $1s-2p_i (D_1, D_2)$ настолько широк, что каждая из его линий дает правильное разложение. Следующий же дублет $1s-3p$, $\lambda=3302,47; 3303,07$ много уже и в сильных полях обнаруживает аномалию. Дублет же $1s-4p$,

$\lambda = 2852,828; 2853,031$ настолько узок, что в поле около 50.000 гаусс может быть превращен почти в нормальный триплет.

Упрощения в сильных магнитных полях происходят только тогда, когда близкие линии являются составляющими одного сериального дублета или триплета. Если линии не связаны между собой в сериальном смысле, то никаких упрощений не наступает. Так, Бак ["] наблюдал разложение линий диффузной серии $S_2 \ 2p_1 - 3d_3$. Около одной из линий, а именно $2p_2 - 3d_3$, $\lambda = 4876,235$, расположена очень близкая, но не связанная с ней сериально, линия $\lambda = 4876,479$. Разложение этой линии при возрастающем поле не изменяется, в то время как разложение линии $2p_2 - 3d_3$ портится от соседства более далекой, но связанной с ней линии $2p_2 - 3d_2$, $\lambda = 4872,660$.

4. Сколько-нибудь строгой теории сложного эффекта Зеемана до сих пор не существует. Но по модели Бора и в этом случае $\delta\nu$ должно обуславливаться расщеплением двух орбит:

$$\delta\nu = \frac{\Delta W'}{h} - \frac{\Delta W''}{h}$$

или

$$\delta\nu = \nu_1 - \nu_2 \quad (23)$$

С точки зрения теории Бора первенствующую роль играют не частоты спектральных линий, а их сериальные термы, которые пропорциональны энергиям атома в отдельных стационарных состояниях. Все законы, касающиеся спектральных линий, должны относиться не к частотам, а к термам. В случае сложного эффекта Зеемана важно установить не расщепление отдельных линий, а расщепление $\delta\nu_1$ и $\delta\nu_2$ отдельных сериальных термов.

По правилу Рунге $\delta\nu = \frac{q}{z} \Delta\nu_0$. Отсюда и $\delta\nu_1$ и $\delta\nu_2$ должны быть рациональными дробями от $\Delta\nu_0$:

$$\delta\nu_1 = \frac{q_1}{z_1} \Delta\nu_0; \quad \delta\nu_2 = \frac{q_2}{z_2} \Delta\nu_0$$

$$\delta\nu = \frac{q_1}{z_1} \Delta\nu_0 - \frac{q_2}{z_2} \Delta\nu_0 = \frac{q}{z} \Delta\nu_0,$$

откуда

$$z = z_1 \cdot z_2; \quad q = q_1 z_2 - q_2 z_1. \quad (24)$$

Равенства (24) указывают на связь наблюдаемых рунговских знаменателя и числителя спектральной линии с рунговскими числителями и знаменателями отдельных термов. Но они не позволяют однозначно вычислить, по определенным из опыта $\frac{q}{z}$, расщепления термов $\frac{q_i}{z_j}$.

Ланде [12] положил, что сложное расщепление спектральной линии определяется по расщеплению ее термов из такой же схемы, как нормальное расщепление по расщеплению энергии начального и конечного состояния атома [см. (19)]. Так как разложение спектральных линий всегда симметрично относительно середины, то и расщепление каждого терма должно быть симметричным. В единицах $\Delta\nu_0$, для некоторого терма x , оно будет или:

$$\dots - \frac{q_2}{z}, - \frac{q_1}{z}, 0, + \frac{q_1}{z} + \frac{q_2}{z}, \dots$$

или:

$$\dots - \frac{q_2}{z}, - \frac{q_1}{z}, + \frac{q_1}{z}, + \frac{q_2}{z}, \dots$$

Аналогично представится расщепление некоторого другого терма y . Согласно схеме (18) стр. 91 тип разложения линии $\nu = nx - my$ получится или из выражения:

$$\left. \begin{array}{c} \dots - \frac{q_2}{z}, - \frac{q_1}{z}, 0, + \frac{q_1}{z}, + \frac{q_2}{z}, \dots \\ \downarrow \quad \times \quad \downarrow \quad \times \quad \downarrow \quad \times \quad \downarrow \quad \times \quad \downarrow \\ \dots - \frac{q'_2}{z'}, - \frac{q'_1}{z'}, 0, + \frac{q'_1}{z'}, + \frac{q'_2}{z'}, \dots \end{array} \right\} \quad (25)$$

или из выражения:

$$\left. \begin{array}{c} \dots - \frac{q_2}{z}, - \frac{q_1}{z}, + \frac{q_1}{z}, + \frac{q_2}{z}, \dots \\ \downarrow \quad \times \quad \downarrow \quad \times \quad \downarrow \quad \times \quad \downarrow \\ \dots - \frac{q'_2}{z'}, - \frac{q'_1}{z'}, + \frac{q'_1}{z'}, + \frac{q'_2}{z'}, \dots \end{array} \right\} \quad (26)$$

По аналогии с теорией нормального эффекта Зеемана полагаем, что каждой дроби $\frac{q_i}{z}$ соответствует магнитное квантовое число m . Вдоль строчек, от дроби к дроби, оно меняется на единицу, а числа разных строчек, стоящие друг под другом, имеют одинаковые квантовые числа. В случае схемы (26) магнитному квантовому числу m приходится приписывать не целые значения $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а дробные:

$$m = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}, \dots$$

Разности величин, соединенных вертикальными стрелками, дают составляющие поляризованные по полю, а соединенных косыми стрелками — составляющие поляризованные перпендикулярно к полю.

Ланде показал, что, пользуясь экспериментальными данными относительно расщепления линий и схемами (25) и (26), можно однозначно подобрать величины $\frac{q_i}{z_j}$ для всех спектральных термов. Например, терму s дублетов приписываем расщепление ± 1 ; терму p_2 дублетов — $\pm \frac{1}{3}$, терму p_1 — $\pm \frac{2}{3}$, $\pm \frac{6}{3}$. Тогда расщепление линий sp_1 и sp_2 получается из схем:

$$\begin{array}{c}
 sp_2 \\
 \begin{array}{ccc}
 s & -1 & +1 \\
 \downarrow & \swarrow & \searrow \\
 p_2 & -\frac{1}{3} & +\frac{1}{3} \\
 \pi\text{-сост.: } \pm \frac{2}{3} \\
 \sigma\text{-сост.: } \pm \frac{4}{3}
 \end{array}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{c}
 sp_1 \\
 \begin{array}{ccccc}
 s & & -1 & & +1 \\
 \swarrow & \downarrow & \swarrow & \downarrow & \searrow \\
 p_1 & -\frac{6}{3} & -\frac{2}{3} & +\frac{2}{3} & +\frac{6}{3} \\
 \pi\text{-сост.: } \pm \frac{1}{3} \\
 \sigma\text{-сост.: } \pm \frac{3}{3}, \pm \frac{5}{3}
 \end{array}
 \end{array}$$

Результаты в полном согласии с опытными данными, изображенными на рис. 4. Окончательно расщепление термов одиночников, дублетов, триплетов может быть охвачено следующей таблицей:

ТАБЛИЦА I.

Термы.		Расщепление.	Термы.		Расщепление.
Одиночники.	S	0	Триплеты.	s	$0, \pm 2$
	P	$0, \pm 1$		p_1	$0, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{6}{2}$
	D	$0, \pm 2$		p_2	$0, \pm \frac{3}{2}$
Дублеты.	s	± 1		p_3	0.
	p_1	$\pm \frac{2}{3}, \pm \frac{6}{3}$		d_1	$0, \pm \frac{8}{6}, \pm \frac{16}{6}, \pm \frac{24}{6}$
	p_2	$\pm \frac{1}{3}$		d_2	$0, \pm \frac{7}{6}, \pm \frac{14}{6}$
	d_2	$\pm \frac{3}{5}, \pm \frac{9}{5}, \pm \frac{15}{5}$		d_3	$0, \pm \frac{3}{6}$
	d_3	$\pm \frac{2}{5}, \pm \frac{6}{5}$			

Правильность приведенной схемы может быть проверена многими способами. До последнего времени были установлены лишь типы разложения главной, резкой и диффузной серий. Также называемые

комбинационные линии, казалось, не подчиняются никакой закономерности, аналогичной закону Престона. В настоящее время, зная разложение отдельных термов s , p_i , d_j , мы можем предсказать разложение любых их комбинаций, т.е. эффект Зеемана любой спектральной линии, для которой только известна ее сериальная принадлежность.

В качестве примера рассмотрим спектр ртути [13]. Ртуть имеет два набора серий — серии одиночников, с термами S , P , D , и серии триплетов с термами s , p_1 , p_2 , p_3 , d_1 , d_2 , d_3 . Существуют линии, сериальный символ которых содержит один терм из группы одиночников, другой — из группы триплетов. Например, знаменитая резонансная линия $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ имеет сериальный символ $1S - 2p_2$. Кроме того, известны линии Dp_i , d_2P и т.д. Типы их разложения получаются из схем:

$$\begin{array}{ccc} S & & 0 \\ & \swarrow \downarrow \searrow & \\ p_2 & -\frac{3}{2} & 0 + \frac{3}{2} \end{array}$$

$$\pi\text{-составл.: } 0; \quad \sigma\text{-составл.: } \pm \frac{3}{2}.$$

$$\begin{array}{ccccccc} D & -2 & -1 & & 0 & +1 & +2 \\ & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \\ p_2 & & -\frac{3}{2} & & 0 & +\frac{3}{2} & \end{array}$$

$$\pi\text{-составл.: } 0, \pm \frac{1}{2}.$$

$$\sigma\text{-составл.: } \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{2}{2}, \pm \frac{3}{2}.$$

$$\begin{array}{ccccccc} P & & -1 & & 0 & +1 & \\ & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \swarrow \downarrow \searrow & \\ d_2 & -\frac{14}{6} & -\frac{7}{6} & & 0 & +\frac{7}{6} & +\frac{14}{6} \end{array}$$

$$\pi\text{-составл.: } 0, \pm \frac{1}{6}$$

$$\sigma\text{-составл.: } \pm \frac{6}{6}, \pm \frac{7}{6}, \pm \frac{8}{6}.$$

Разложение линий p_iD подтверждено Миллером [14], d_2P — Ломаном [15], Sp_2 — Пашеном [16].

Особенно интересно приложение указанной схемы к появлению запрещенных линий в диффузных сериях. Диффузные серии $2p_i - md_j$ имеют ту особенность, что у них оба терма сложны, в то время как в главной и резкой сериях сложен только терм p_i . Из дублетных термов $2p_i$ и md_j , $i=1,2$, $j=1,2$ при данном m можно составить четыре комбинации. Выражение $2p_i - md$ представляет собой четыре линии.

На самом деле наблюдаются только три следующих (так называемый полный дублет Ридберга):

$$\underline{2p_1 - md_1};$$

$$2p_1 - md_2; \quad \underline{2p_2 - md_2}.$$

Формально возможная линия $2p_2 - md_1$ отсутствует. Подчеркнуты наиболее интенсивные линии. У большинства элементов $d_2 - d_1 < p_2 - p_1$, поэтому линия $2p_1 - md_2$ представляется слабым спутником около линии $2p_1 - md_1$. Аналогично у триплетов наблюдается вместо 9 формально возможных только 6 следующих линий:

$$\underline{2p_1 - md_1};$$

$$2p_1 - md_2; \quad \underline{2p_2 - md_2};$$

$$2p_1 - md_3; \quad 2p_2 - md_3; \quad \underline{2p_3 - md_3}.$$

Здесь опять подчеркнуты наиболее интенсивные линии. Отсутствие возможных по принципу комбинаций линий в диффузных сериях может быть объяснено некоторым принципом отбора [17], аналогичному принципу отбора, указанному на стр. 97. На рис. 7 схематически изображен полный дублет Cs. Пунктиром обозначена ненаблюдаемая линия.

В связи со сложным строением линий диффузных серий должны наблюдаться особенности и в эффекте Зеемана. Получая магнитное разложение линий, можно взять настолько сильное поле, что компоненты линий $2p_1 - 3d_1$ и $2p_1 - 3d_2$ (см. рис. 7) перекроют друг друга, но будут еще далеко отстоять от компонент линии $2p_2 - d_2$.

Тогда, в силу эффекта Пашена-Бака,

должны начаться упрощения, но упрощения только частные. Тип разложения перейдет от типа $2p_i - md_j$ к типу $2p_i - md$, где терм d простой. Если бы было возможно настолько повысить поле, что $\delta\lambda$ стало бы больше $\Delta\lambda_i$, то весь тип перешел бы в нормальный триплет.

Пашен и Бак [18] искали частичное упрощение на линиях Al, Zn, Ca и Cs. Им не удалось получить достаточно сильных полей, чтобы превратить терм d_j в простой терм d , но они получили совершенно новый и неожиданный эффект. В достаточно сильном поле появилось несколько новых линий, которые при дальнейшем увеличении поля раздвигались пропорционально его усилению и, повидимому, представляли собой составляющие некоторой новой линии, расщеплен-

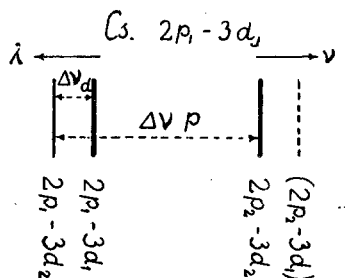


Рис. 7.

ной полем. Середина разложения соответствовала месту, где должна была находиться запрещенная линия $2p_i - md_j$. Расщепление запрещенной линии можно вычислить по Ланде, а зная из сериальной комбинации ее первоначальную длину волны, вычислить положение составляющих для данного поля. Вычисленные таким образом длины волн совпали с наблюдаемыми. По Ланде (см. табл. 1) запрещенная линия дублетов $p_2 d_1$ должна давать расщепление:

$$\begin{array}{c}
 p_2 \quad \quad \quad -\frac{1}{3} + \frac{1}{3} \\
 \swarrow \quad \downarrow \quad \searrow \quad \swarrow \quad \downarrow \quad \searrow \\
 d_1 - \frac{15}{5} - \frac{9}{5} - \frac{3}{5} + \frac{3}{5} + \frac{9}{5} + \frac{15}{5}
 \end{array}$$

$$\text{около } \pi\text{-составл.: } \pm \frac{4}{15}; \quad \sigma\text{-составл.: } \pm \frac{14}{15}, \pm \frac{22}{15}.$$

Пашен и Бак наблюдали дублет алюминия $2p_i - 3d_j$:

$$2p_1 - 3d_1, \lambda = 3092,710; \quad (2p_2 - 3d_1, \lambda = 3082,026),$$

$$2p_1 - 3d_2, \lambda = 3092,836; \quad 2p_2 - 3d_2, \lambda = 3082,152.$$

В скобках заключена линия, не наблюдаемая на опыте при обычных условиях. Каждая из линий $2p_1 - 3d_1$, $2p_1 - 3d_2$, $2p_2 - 3d_2$ разлагалась согласно существующей схеме. В поле же около 20000 гаусс появились новые линии, совпадающие с вычисленными по Ланде компонентами $2p_2 - 3d_1$:

ТАБЛИЦА II.

H = 21900 гаусс.

Поляриз.	Наблюдено.	Вычислено.
σ	3082,148	$+\frac{22}{15} = 3082,169$
σ	—	$+\frac{14}{15} = 3082,117$
π	3082,029	$+\frac{4}{15} = 3082,052$
π	3082,000	$-\frac{4}{15} = 3082,000$
σ	3081,912	$-\frac{14}{15} = 3081,935$
σ	3081,861	$-\frac{22}{15} = 3081,883$

Линия $+ \frac{14}{15}$ не могла быть промерена, так как она совпадала с яркой, составляющей одной из других линий. Наблюдаемые числа почти совпадают с теоретическими, только вся группа смещена на $0,022 \text{ \AA}$ в сторону коротких λ . При возрастании поля группа продолжает смещаться в сторону коротких длин волн (от $p_2 d_2$). Это смещение объясняется начинающимся эффектом Пашена-Бака. Такой же результат получается для дублета $\text{Ca } 2p_i - 4d_j$ и триплета цинка $2p_i - 3d_j$, где в поле разлагаются все три запрещенные линии.

Частичный эффект Пашена-Бака можно наблюдать на тех линиях диффузной серии, где Δd практически равно нулю. Бак исследовал триплетную линию $\text{Mg}, 2p_i - 3d$ [11] и дублет $\text{Na}, 2p_i - 3d$ [6]. Последний дублет был исследован также референтом [12]. Теоретически этот случай был рассмотрен Зоммерфельдом и Хейзенбергом [13].

Как мы видели в области сложного эффекта Зеемана существует ряд строгих эмпирических закономерностей. Теории же до сих пор нет, несмотря на многочисленные работы Ланде, Зоммерфельда, Паули и др. [14]. Указанным авторам удалось установить ряд формальных правил, но не удалось построить модель явления. Область сложного эффекта Зеемана остается такой же темной, как и родственная с ней область магнитных свойств атомов.

Повидимому, атомная квантовая механика, данная Бором, здесь оказывается недостаточной. Целочисленные законы расщепления спектральных линий представляются нам пока такими же кабалистическими, как представлялись сериальные формулы до теории Бора. Будем же надеяться, что следствия из них окажутся такими важными и плодотворными, как следствия из формулы Бальмера.

ЛИТЕРАТУРА.

- 1) Изложение всех работ, касающихся эффекта Зеемана, произведенных до 1914 г., можно найти в книге: P. Zeeman, *Researches in Magneto-optics*. London, 1913. Есть немецкий перевод: P. Zeemann, *Magnetooptische Untersuchungen*. Leipzig, 1914. На русском языке об эффекте Зеемана: Хвольсон. Курс физики, т. V, стр. 578. Ван Логейзен. Явление Зеемана. Вопросы физики. 1913, стр. 363.
- 2) Fortrat. *Ann. de Phys.* 9, III, p. 282, 1915.
- 3) Sommerfeld. *Atombau u. Spektrallinien*. 3 Auflage, p. 366, 1922.
- 4) Rubinowicz. *Phys. Zeitschr.* 19, p. 441, 1918.
- 5) N. Bohr. *Zeitschr. f. Phys.* 2, p. 423, 1920. Русский перевод: Успехи физических наук, III, стр. 29, 1922; также в книге: Н. Бор. Три статьи о спектрах и строении атомов. М. 1923.
- 6) Back. *Ann. d. Phys.* 70, p. 333, 1923.
- 7) Runge u. Paschen. *Abh. Akad. d. Wiss. Berlin*, 1902.
- 8) Preston. *Trans. Rog. Soc. Dublin* (2), 7, p. 7, 1899.
- 9) Paschen u. Back. *Ann. d. Phys.* 39, p. 897, 1912.

- 10) Kent. Astrophys. J. 40, p. 343, 1914.
 - 11) Back. Zur Prestonischen Regel. Dissert. Tübingen, 1921.
 - 12) Landé. Zeitschr. f. Phys. 5, p. 231, 1921. 7, p. 393, 1921.
 - 13) Landé. Phys. Zeitschr. 22, p. 417, 1921.
 - 14) Mieler. Ann. d. Phys. 24, p. 105, 1907.
 - 15) Lohmann. Dissert. Halle. 1907.
 - 16) Paschen. Ann. d. Phys. 35, p. 877, 1911.
 - 17) Sommerfeld. Ann. d. Phys. 62, p. 221, 1920.
 - 18) Paschen u. Back. Physica, I, 8—10, p. 261, 1921.
 - 19) Back. Naturwissenschaften, 9, Heft. 12, p. 159, 1921.
 - 20) IV Съезд русских физиков в Ленинграде, стр. 75; 1924.
 - 21) Sommerfeld. Zeitschr. f. Phys. 8, p. 257, 1922.
Heisenberg. Zeitschr. f. Phys. 8, p. 273, 1922.
Sommerfeld. Atombau u. Spektrallinien, 3 Auflage, p. 483, 1922.
 - 22) Sommerfeld u. Heisenberg. Zeitschr. f. Phys. 11, p. 131, 1922.
Landé. Zeitschr. f. Phys. 15, p. 189, 1923.
Pauli. Jr. Zeitschr. f. Phys. 16, p. 155, 1923.
-