

Впервые опубликовано в «УФН»
в марте 1925 г.

МАГНЕТИЗМ И СТРОЕНИЕ АТОМОВ

И. Е. Тамм

Современное развитие теории атомного магнетизма несомненно заслуживает самого пристального внимания. Последние годы принесли теории квантов ряд очень крупных успехов в этой области. Вопросы атомного магнетизма оказались непосредственно связанными с вопросом о сложной структуре спектральных линий, о внутреннем строении атома и т.д. Но особенно интересно, что в теории магнетизма с необычайной яркостью отразились характерные стороны всего современного положения теории квантов в целом. С одной стороны, приходится констатировать поражающий успех предположений, простых до наивности, с другой стороны, непрерывное накопление все обостряющихся *внутренних* противоречий. Противоречия эти, корнящиеся в применении к стационарным состояниям атома законов классической физики, нигде не проявляются, пожалуй, с такой резкостью и определенностью, как в рассматриваемой нами области. Именно поэтому дальнейшее развитие квантовой теории магнетизма обещает быть особенно плодотворным.

Теория эта уже в настоящее время настолько разрослась, что, конечно, в журнальной статье нельзя дать сколько-нибудь систематического изложения связанных с нею вопросов. Настоящая статья будет посвящена преимущественно вопросу о *результатирующем магнитном моменте атома в целом*; вопросы внутриатомного магнетизма, столь важные для теории спектров, будут затронуты лишь постольку, поскольку это необходимо для основной темы; наконец, совершенно исключены из рассмотрения ферромагнитные явления, корнящиеся во взаимодействии между атомами.

1. Теория Ланжевена и магнетон Вейсса. Прежде чем переходить к изложению современных теорий магнетизма, необходимо напомнить экспериментальные основы всего учения об атомном магнетизме.

За исключением нового спектроскопического способа, о котором речь впереди, существует только

один способ определения величины магнитного момента парамагнитных атомов — способ, основанный на кинетической теории Ланжевена^(1*). Ввиду исключительной важности этой теории позволю себе вкратце напомнить основные ее положения.

Рассмотрим парамагнитный газ, молекулы которого обладают магнитным моментом m . При отсутствии внешнего магнитного поля молекулы газа ориентированы беспорядочным образом. Возникновение поля ведет к установке магнитных осей молекулы вдоль направления поля, чему, однако, препятствует тепловое движение. В результате устанавливается стационарное состояние, при котором, согласно известной теореме статической механики, распределение осей по различным направлениям определяется формулой Больцмана

$$dn = ce^{-P/kT}d\omega.$$

Здесь dn означает число молекул в моле (грамм-молекуле), направление осей которых заключается внутри телесного угла $d\omega$; P означает потенциальную энергию, соответствующую этой ориентации молекулы; наконец, k есть постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура. Если угол между магнитной осью молекулы и направлением магнитного поля H равен φ , то, как известно, $P = -mH\cos\varphi$.

Вводя обозначение

$$a = \frac{mH}{kT},$$

получим

$$dn = ce^{a\cos\varphi}d\omega.$$

Во всех интересующих нас случаях a мало, и потому величину $e^{a\cos\varphi}$ можно разложить в ряд, ограничиваясь первыми членами разложения:

$$dn = c(1 + a\cos\varphi)d\omega.$$

Коэффициент пропорциональности c определяется из того условия, что общее число молекул в моле должно равняться числу Авогадро N . Произведя вычисления, найдем, что $c = N/4\pi$; стало быть,

$$dn = \frac{N}{4\pi}(1 + a\cos\varphi)d\omega$$

Общий магнитный момент молекул dn равен mdn ; по направлению поля H им соответствует слагающая намагничивания dG :

$$dG = m \cos \varphi dn = \frac{Nm}{4\pi} \cos \varphi (1 + a \cos \varphi) d\omega.$$

Интегрируя по всем возможным направлениям осей, получим общее намагничение одного моля газа:

$$G = \frac{Nm}{4\pi} \int (\cos \varphi + a \cos^2 \varphi) d\omega = \\ = \frac{Nma}{4\pi} \int \cos^2 \varphi d\omega = Nma \overline{\cos^2 \varphi}.$$

Здесь $\overline{\cos^2 \varphi}$ означает, как обычно, среднее значение $\cos^2 \varphi$ по всем возможным ориентациям молекулы:

$$\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{4\pi} \int \cos^2 \varphi d\omega = \\ = \frac{1}{4\pi} \iint \cos^2 \varphi \cdot \sin \varphi d\lambda d\varphi = \frac{1}{3}.$$

Мы, однако, этого числового значения в предыдущую формулу вводить пока не станем, а внесем в нее лишь значение величины a . Получим

$$G = \frac{Nm^2 H}{kT} \overline{\cos^2 \varphi}.$$

Разделив обе части равенства на H , получим выражение для магнитной восприимчивости (при расчете ее на грамм-молекулу):

$$\chi = \frac{G}{H} = \frac{Nm^2}{kT} \overline{\cos^2 \varphi}.$$

Помножая обе части дроби на число Авогадро N и припоминая, что $Nk = R$, где R есть газовая постоянная, и вводя, кроме того, новое обозначение

$$Nm = M,$$

получим окончательно

$$\chi = \frac{M^2}{RT} \overline{\cos^2 \varphi}, \quad \overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{3}. \quad (1)$$

Таков окончательный вид формулы Ланжевена для случая $a \ll 1$. Эта теоретическая формула вполне согласуется с ранее найденной эмпирической формулой Кюри (P. Curie)

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad C = \text{const}, \quad (2)$$

которая хорошо отображает температурную зависимость магнитной восприимчивости целого ряда парамагнитных веществ. Сравнение правых частей этих формул приводит к соотношению

$$C = \frac{M^2}{R} \overline{\cos^2 \varphi},$$

откуда

$$M = \sqrt{\frac{RC}{\overline{\cos^2 \varphi}}}. \quad (3)$$

Вставляя сюда $\overline{\cos^2 \varphi} = 1/3$, получим окончательно

$$M = \sqrt{3RC}. \quad (3a)$$

Так как постоянная Кюри C определяется из опытных данных, то формула эта может служить для определения M .

Изложенная теория Ланжевена относится к парамагнитным газам; для парамагнитных твердых и жидких тел температурная зависимость выражается уже не формулой Кюри (2), а более сложной формулой с двумя константами

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}, \quad C = \text{const}, \quad \Theta = \text{const}. \quad (2a)$$

Вейссу [1] удалось дать теоретическое истолкование и этой усложненной формуле. Предположим, что при намагничении создается внутреннее магнитное поле H_i пропорциональное намагничению $H_i = \lambda G$; и предположим, что это внутреннее поле в свою очередь воздействует ориентирующим образом на молекулы тела; иными словами, примем во внимание магнитное взаимодействие молекул. Тогда нужно будет соответствующим образом исправить выражение для P и для a ; очевидно, что в этом случае

$$a = \frac{m(H + H_i)}{kT} = \frac{m(H + \lambda G)}{kT}.$$

Повторяя теперь прежнюю цепь рассуждений, получим окончательно формулу типа (2a), а именно

$$\chi = \frac{C}{T - \lambda C},$$

где по-прежнему

$$C = \frac{M^2}{R} \overline{\cos^2 \varphi}. \quad (3)$$

Таким образом, формула (3) оказывается применимой ко всем парамагнитным телам, вне зависимости от их агрегатного состояния.

Вейсс применил эту формулу к большому количеству парамагнитных тел и пришел к заключению, что магнитные моменты различных молекул почти всегда находятся в отношении целых чисел. Иными словами, Вейсс нашел, что магнитный момент молекулы всегда является целым кратным некоторого элементарного магнитного момента, который по аналогии с электроном получил название *магнетона*^(2*). Величина этого элементарного магнитного момента m_0 оказалась равной $18,6 \cdot 10^{-22}$ CGS. Принято, однако, вводить в рассмотрение не m_0 , а величину $M_0 = Nm_0 = 1123,5$ Гс · см, т.е., другими словами, принято рассчитывать магнитный момент на моль (грамм-молекулу) вещества.

Как известно, магнитные свойства химических соединений подчиняются закону аддитивности: при

проверке этого закона нужно, однако, учитывать состояние ионизации атомов, которое оказывает решающее влияние на их магнитные свойства. Иными словами, необходимо отличать магнетизм нейтральных атомов от магнетизма соответствующих ионов. Зато магнитный момент атома, находящегося в данном состоянии ионизации, почти совершенно не зависит от агрегатного состояния исследуемого вещества (раствор, кристаллическое соединение и т.д.).

В виде иллюстрации мы приводим табл. I значений магнитного момента иона Mn^{II} , полученных различными исследователями^(3*). В этой таблице, как обычно, за единицу магнитного момента принят Вейссовский магнетон.

Один из лучших современных специалистов по магнетизму солей, испанский физик Кабрера (P. Cabrera), считает «почти достоверным», что магнитный момент иона Mn^{II} равен 29,0 магнетонам. Не предупрежденному человеку выписывание нуля после запятой кажется по меньшей мере преждевременным, ибо взаимное согласие различных определений не достаточно для того, чтобы судить о десятичных знаках. Пример этот довольно типичен для теории вейссовского магнетона. Справедливость этой теории, утверждающей, что магнитные моменты атомов равны целому числу магнетонов Вейсса, неоднократно вызывали сомнения^(4*). Указывалось на известную предубежденность ее сторонников при выводе средних значений; указывалось также, что некоторым атомам и ионам приписывается столь большое число магнетонов (до 30), что при малой точности опытных данных различие между столь большими целыми и промежуточными дробными числами лежит в пределах экспериментальных оши-

бок. Несомненно, во всяком случае, что реальность вейссовского магнетона не может считаться окончательно установленной. Нужно, однако, признать, что для некоторых веществ измерения дают числа магнетонов, действительно крайне близкие к целым. Во всяком случае, большая заслуга вейссовской теории магнетона состоит в том, что она послужила толчком к целому ряду исследований, собравших большой экспериментальный материал.

Как известно, парамагнетизм встречается почти исключительно в тех участках периодической системы элементов, в которых происходит перестройка внутренних электронных слоев атома. Таковы элементы триад восьмой группы и непосредственно им предшествующие, таковы также и редкие земли. Однако сколько-нибудь полно исследованы только элементы группы железа от Ti (22) до Ni (28); рассмотрением этой группы элементов нам поэтому в большинстве случаев и придется ограничиться. В табл. II приведены данные о числе магнетонов в различных ионах этой группы. В большинстве своем они взяты из критической сводки Кабреры [2], данные относительно Mn^{II} и Mn^{III} , взяты из статьи Герлаха [a]; наконец, число магнетонов в V^{II} и V^{III} было определено Паскалем и цитируется нами по Вейссу. В последней строке таблицы указаны для некоторых ионов те границы, в пределах которых колеблются результаты различных измерений.

2. Магнетон Бора. Вейссовская «теория магнетона» носит чисто эмпирический характер. Дать ей теоретическое обоснование можно только на основании определенных представлений о строении атома. В деле изучения строения атомов за последнее десяти-

Таблица I

Соединение	Безводная соль в твердом состоянии	С кристаллической водой $4H_2O$	В водном растворе	Наблюдатели
$Mn^{II}SO_4$	29,04(Th) 29,0 29,05(Th)	29,2 O 29,06 (цельный кристалл) F	29,33	Th (Theodorides, 1922) — Теодоридес H (Honda, 1914) — Гонда
$Mn^{II}(NO_3)_2$	—	—	29,33 C	O (K. Onnes & Oosterhuis, 1913) — Комерлинг-Оннес и Остергейс
$Mn^{II}Cl_2$	28,45(Th) 27,3 H	—	29,43 C	F (Foex, 1921) — Фэкс
$Mn^{II}O$	{ 27,43(Th) 26,43(Th)	— —	— —	C (Cabrera) — Кабрера

Таблица II

Название ионов:	Cr ^{II}	Cr ^{III}	Mn ^{II}	Mn ^{III}	Mn ^{IV}	Fe ^{II}	Fe ^{III}	Co ^{II}	Ni ^{II}	Ti ^{III}	V ^{II}	U ^{IV}
Число магнетонов	24,0	19,0	29,0	25	19	26,0	29,0	25,0	16,0	8,6	9,2	6,7
Границы колебаний	—	—	26,5—30,2	—	—	26—29	28,7—29,15	24,0—25,06	13—16,9	—	—	—

титетие сделаны такие успехи, что для теории атомного магнетизма созданы уже, казалось бы, все необходимые предпосылки.

Во-первых, опыты Эйнштейна и де Гааза, Барнетта и их продолжателей обнаружили существование *магнитно-механических эффектов*, а именно намагничение ферромагнитных металлов и сплавов при быстром вращении и, обратно, появление вращающих пондеромоторных сил при намагничении этих металлов. Опыты эти принесли с собою долгожданное доказательство Амперовой теории молекулярных токов; в настоящее время можно считать несомненным, что магнетизм атомов обуславливается движением электрических частиц внутри атомов.

С другой стороны, учение Бора о строении атомов позволяет предвычислить саму величину магнитного момента атомов и почти без всяких дополнительных предположений приводит к понятию магнетона. Другими словами, теория Бора приводит к утверждению, что атомные моменты должны быть целыми кратными некоторого элементарного магнитного момента, или магнетона. Однако, несмотря на качественное совпадение магнитных теорий Бора и Вейсса, между ними существует резкое количественное противоречие: Боровская теоретическая единица магнетизма — «магнетон Бора» — в пять раз больше эмпирически найденного «магнетона Вейсса».

Само вычисление величины магнетона Бора не представляет никаких трудностей. Согласно теории квантов момент вращения (момент количества движения) электрона в атоме j должен быть целым кратным $h/2\pi$:

$$\mathbf{j} = \mu [\mathbf{r} \mathbf{v}] = \frac{n\hbar}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Здесь μ есть масса электрона, \mathbf{r} — его расстояние от центра атома, \mathbf{v} — скорость. Известно, что момент вращения \mathbf{j} равен постоянной площадей, т.е. равен удвоенной секториальной скорости электрона, помноженной на его массу:

$$j = 2\mu \frac{ds}{dt}, \quad (5)$$

где s есть площадь, описываемая радиусом-вектором.

С другой стороны, при вычислении магнитного поля движущегося электрона мы вправе заменить его замкнутым током, сила которого i определяется из условия

$$i = \frac{\epsilon}{T},$$

где ϵ — заряд электрона, а T — период его обращения. Магнитный момент m замкнутого тока равняется, как известно, iS :

$$m = iS,$$

где S обозначает величину обтекаемой током площади. Очевидно,

$$S = T \frac{ds}{dt},$$

а потому

$$m = iS = \epsilon \frac{ds}{dt}.$$

Сравнивая это с формулой (5), получим важное соотношение

$$m = \frac{\epsilon}{2\mu} j, \quad (6)$$

откуда на основании (4) найдем окончательно

$$m = n \frac{\epsilon \hbar}{2\mu \cdot 2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

Таким образом, магнитный момент, обусловленный движением электрона в атоме, всегда должен быть целым кратным элементарного магнитного момента m_0 , называемого магнетоном Бора:

$$m = nm_0, \quad m_0 = \frac{\epsilon \hbar}{2\mu \cdot 2\pi}. \quad (8)$$

Подставляя в формулу (8) известное значение универсальных постоянных и пересчитывая, как обычно, величины магнетона на грамм-молекулу, получим

$$\begin{aligned} \text{магнетон Бора} = M_0 &= Nm_0 = \frac{N\epsilon \hbar}{2\mu \cdot 2\pi} = \\ &= 5584 \text{ Гс} \cdot \text{см}. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнениям (4), (6), (7) можно придать очень простую форму, если только для измерения вращательного и магнитного моментов атома j и m пользоваться не единицами CGS, а рациональными единицами, равными соответственно $\hbar/2\pi$ и $\epsilon \hbar/2\mu \cdot 2\pi$, т.е. боровскому магнетону. Тогда уравнения эти примут следующий простой вид:

$$j = n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4a)$$

$$m = j, \quad (6a)$$

$$m = n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7a)$$

В дальнейшем мы всегда будем пользоваться этой рациональной системой единиц, за исключением только особо оговоренных случаев.

Но вернемся к числовой величине магнетона Бора. Как показывает уравнение (9), магнетон Бора действительно в 5 раз (точнее, в 4,98 раз) больше вейссовского; стало быть, по теории Бора число вейссовских магнетонов в атоме любого вещества всегда должно быть кратным пяти. Это положение находится в определенном противоречии с опытными данными, причем острота этого противоречия ни в коей мере не связана с вопросом о реальности вейссовского магнетона. Ведь Вейсс пришел к понятию магнетона чисто эмпирическим путем, и вейссовский магнетон, по определению, равен общему наибольшему делителю магнитных моментов различных атомов.

Стало быть, магнитные моменты атомов во всяком случае не могут быть целыми кратными впятеро большего боровского магнетона.

Чем объяснить это противоречие между теорией и опытом? Не сделали ли мы в предыдущем каких-нибудь упущений? Во-первых, может показаться, что нами было учтено магнитное поле одних только электронов и забыто поле положительных зарядов, которые, быть может, тоже движутся в атоме. Приняв, однако, во внимание, что формула (7) остается справедливой и для положительных зарядов, но что отношение ϵ/μ для этих зарядов несравненно меньше того же отношения для электронов, мы убедимся, что магнитным полем положительных зарядов можно безнаказанно пренебречь.

Недостаток изложенной теории можно было бы также усмотреть в том, что если магнитный момент каждого из движущихся в атоме электронов равен целому числу боровских магнетонов, то из этого обстоятельства еще нельзя вывести какие-либо следствия о магнитном моменте всего атома в целом: ведь результирующий магнитный момент атома складывается *векториально* из моментов входящих в его состав электронов и зависит, стало быть, от геометрического расположения орбит этих электронов. Однако с точки зрения теории квантов и это возражение оказывается несостоятельным. Чтобы разобраться в этом первой важности вопросе, нам придется поподробнее остановиться на так называемом квантовании ориентации.

3. Квантование ориентации (Raumquantelung).

Вообще говоря, теория квантов ограничивает лишь *числовую* величину вектора вращательного момента j , требуя, чтобы вектор этот принимал только целые значения^(5*). Направление же вектора j , вообще говоря, остается произвольным.

Однако, если среди всех возможных пространственных направлений одно какое-нибудь направление чем-нибудь физически выделяется (совпадая, например, с направлением электрического или магнитного поля), тогда вносится добавочное ограничение, касающееся *направления* вектора j : не только сам вектор может принимать только целые значения, но и *проекция* его на выделяющееся (ausgezeichnete) пространственное направление может иметь только целое значение. Если применить это правило к вопросу о строении атома, как это сделал впервые Ланде [3], то «выделяющимся» направлением нужно будет считать направление результирующего момента вращения (нормаль к неизменяемой плоскости атома). Стало быть, проекции момента вращения каждого из электронов на на-

правление результирующей должны иметь целые значения; следовательно, и результирующая эта тоже будет иметь целое значение. Иными словами, результирующий магнитный момент атома в целом должен равняться целому числу боровских магнетонов.

Таким образом, возражение против квантовой теории магнетонов, приведенное в конце п. 2, оказывается с точки зрения этой теории несостоятельным, и противоречие между теорией и опытом остается в полной силе. Это противоречие долгое время являлось излюбленным аргументом противников боровской теории, пока, наконец, в 1920 г. В. Паули мл. не показал, что коренится оно лишь в недостаточно последовательном применении теории квантов.

В самом деле, величина магнитного момента парамагнитных атомов и ионов вычисляется, как мы видели по формуле Ланжевена,

$$M = \sqrt{3RC}. \quad (3a)$$

При выводе этой формулы приводится определять среднее значение $\cos^2\varphi$, причем предполагается, что оси атомов могут принимать любое направление в пространстве. Однако теория пространственного квантования ограничивает направление осей атомов рядом дискретных возможностей, что, конечно, может существенно изменить численное значение величины $\cos^2\varphi$. По классической теории $\cos^2\varphi$ при всех обстоятельствах *равняется* одной трети, по квантовой же значение $\cos^2\varphi$ зависит от величины момента вращения j . Так как проекция вектора j на «выделяющееся» направление внешнего магнитного поля H должна принимать только целые значения; то при $|j| = n$ (где n целое число) $\cos\varphi$ может иметь только одно из следующих значений^(7*):

$$\cos\varphi = \pm \frac{1}{n}, \pm \frac{2}{n}, \dots, \pm \frac{n-1}{n}, \pm \frac{n}{n}.$$

Поэтому

$$\overline{\cos^2\varphi} = \frac{1}{n} \left[\left(\frac{1}{n} \right)^2 + \left(\frac{2}{n} \right)^2 + \dots + \left(\frac{n-1}{n} \right)^2 + \left(\frac{n}{n} \right)^2 \right].$$

Произведя вычисления, получим

$$\overline{\cos^2\varphi} = \frac{1}{3} \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2}.$$

Таким образом, $\cos^2\varphi$ принимает «классическое» свое значение $1/3$ лишь в пределе при $n = \infty$; вообще же говоря, формулу (3a) нужно заменить следующей (см. уравнение (3)):

$$M' = \sqrt{\frac{RC}{\overline{\cos^2\varphi}}} = \sqrt{3RC} \sqrt{\frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}}, \quad (36)$$

или

$$M' = M \sqrt{\frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}}. \quad (3в)$$

Здесь M' обозначает магнитный момент грамм-атома, вычисленный по квантовой теории, а M — величину того же момента по классической теории; n равно числу боровских магнетонов в атоме.

Таким образом, с квантовой точки зрения формула (3а), по которой обычно вычисляется магнитный момент атомов, оказывается неправильной. Нет поэтому ничего удивительного в том, что найденные с помощью этой формулы фиктивные значения магнитных моментов не оказались кратными боровского магнетона. Наоборот, величина M' , очевидно, должна быть целым кратным боровского магнетона, т.е. должно быть справедливо следующее равенство:

$$M' = n \cdot 5584 \text{ Гс} \cdot \text{см}, \text{ где } n \text{ — целое число.}$$

Каково же должно быть соотношение между боровским и вейссовским магнетонами? Число k вейссовских магнетонов в атоме вычисляется, конечно, по величине его магнитного момента M , определяемого по «классической» формуле (3а); другими словами, k определяется из следующего соотношения:

$$M' = k \cdot 1123,5 \text{ Гс} \cdot \text{см}.$$

Вставляя последние два уравнения в формулу (3в) и сокращая (приблизительно) на 1123,5, получим

$$5n = k \sqrt{\frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}},$$

или

$$k = 5n \sqrt{\left(1 + \frac{1}{n}\right) \left(1 + \frac{1}{2n}\right)}. \quad (10)$$

Таким образом, хотя величина боровского магнетона почти ровно в 5 раз больше вейссовского, однако соотношение между числом k вейссовских магнетонов в атоме (вычисленным по классической теории) и числом n боровских магнетонов в том же атоме (вычисленным по квантовой теории) носит довольно сложный характер.

Разобраться в этой зависимости проще всего с помощью табл. III. Число k «кажущихся» вейссовских магнетонов, соответствующих одному, двум и т.д. боровским магнетонам, вычислено по формуле (10) и внесено в последнюю строку этой таблицы.

Таблица III

Число боровских магнетонов n	1	2	3	4	5
Кажущееся число вейссовских магнетонов k	8,7	13,7	18,7	23,7	28,7

Таблица эта дает возможность произвести проверку теории.

Действительно, если квантовая теория верна, то обработка опытных данных по «классической» формуле (3а) обязательно должна приводить к одному из

следующих значений числа k вейссовских магнетонов (в круглых цифрах): 9, 14, 19, 24 и т.д.

Паули считал возможным произвести эту проверку квантовой теории только по отношению к парамагнитным газам: в твердых же и жидких телах внутренние молекулярные силы слишком велики, чтобы можно было говорить о квантовании ориентации по отношению к внешнему магнитному полю.

До сих пор известны только два парамагнитных газа NO и O₂. Кажущееся число вейссовских магнетонов k по новейшим измерениям колеблется для NO от 8,9 до 9,2, а для O₂ от 13,9 до 14,12. Совпадение этих чисел с числами предыдущей таблицы ($k = 8,7$, $k = 13,7$) вполне удовлетворительно; это дает нам право считать, что в NO имеется два, а в O₂ — один боровский магнетон; другими словами, в каждом атоме кислорода имеется по одному магнетону Бора.

Как ни сильно говорит это количественное совпадение в пользу квантовой теории, однако нужно заметить, что изложенная нами теория Паули относится собственно только к одноатомным газам; для случая же двухатомных газов NO и O₂ нужно было бы еще принять во внимание тепловое вращение молекул. А priori представляется весьма вероятным, что вращение сгладит влияние пространственного квантования. Однако указанное совпадение элементарной теории с опытом доказывает, что тепловое вращение не нарушает дискретной квантовой ориентации магнитных осей. Объяснить этот факт можно только, сделав маловероятное предположение, что магнитная ось молекул NO и O₂ направлена перпендикулярно их оси симметрии (т.е. линии, соединяющей центры атомов).

Во всяком случае, каковы бы ни были трудности, связанные с дальнейшим развитием теории, несомненно одно: указав на неправильность формулы Ланде с точки зрения теории квантов, Паули тем самым доказал полную несостоятельность тех возражений против квантовой теории магнетизма, которые основывались на кажущемся противоречии между этой теорией и «непосредственными» измерениями атомных магнитных моментов.

В реферируемой небольшой работе Паули (1920 г.), собственно говоря, содержатся уже все основные положения современной теории атомного магнетизма; дальнейшее развитие теории состояло в детализации и в экспериментальной проверке этих положений,

4. Непосредственное доказательство квантования ориентации. Мы убедились, что основной посылкой квантовой теории магнетизма является гипотеза о квантовом, дискретном характере законов ориентации атомов. Естественно поэтому, что непос-

редственное опытное доказательство квантования ориентации должно иметь громадное значение для всей этой теории. Путь к такому доказательству был указан О. Штерном в 1921 г.; сам опыт был успешно выполнен им в сотрудничестве с В. Герлахом в 1922 г.

Опыт этот поражает своей простотой и является едва ли не самым прямым из всех известных пока опытных подтверждений теории квантов. Убедительная сила его столь велика, что, главным образом под влиянием успеха этого именно опыта, М. Планк в 5-м издании (1923 г.) своей знаменитой книги "Theorie der Wärmestrahlung" отказался от второго варианта своей квантовой теории излучения^(8*).

Ввиду широкой известности, которую успел приобрести опыт Штерна и Герлаха^(9*), я позволю себе при его описании ограничиться лишь самым существенным. Задача, стоявшая перед Штерном, состояла в том, чтобы измерить магнитный момент атома или, вернее, слагающую этого момента по направлению внешнего магнитного поля. Штерн указал, что для этого достаточно измерить механическое воздействие поля на атом *при условии, что поле это неоднородно*. Действительно, в неоднородном магнитном поле помимо пары сил, стремящейся повернуть атом и поставить его ось по направлению поля, на атом действует еще и результирующая сила, приложенная к его центру тяжести. Предположим для простоты, что направление градиента $\partial H/\partial s$ совпадает с направлением самого поля H ; тогда, очевидно, к атому будет приложена результирующая сила

$$F = m \frac{\partial H}{\partial s} \cos(m, H),$$

где магнитный момент m должен быть, очевидно, выражен не в рациональных, а в обычных единицах CGS.

Таким образом, величина этой силы F зависит от проекции m на направление поля H , т.е. от величины $m \cos(m, H)$. Измеряя силу F и градиент $\partial H/\partial s$, можно, стало быть, измерить и $m \cos(m, H)$.

По классической теории возможны любые значения $\cos(m, H)$ от 0 до 1, тогда как по теории квантов все атомы делятся на несколько резких групп, и каждой группе соответствует одно определенное значение проекции $m \cos(m, H)$. Наблюдения над отклонением атомов в неоднородном магнитном поле под влиянием силы F должны решить, какая из этих теорий верна.

Практически этот *experimentum crucis* был выполнен следующим образом. В высоком вакууме^(10*) кипятилось серебро; из потока атомов, вырывававшихся с поверхности расплавленного серебра, две диафрагмы с отверстием в $0,5 \times 0,05 \text{ мм}^2$ вырезали узкий

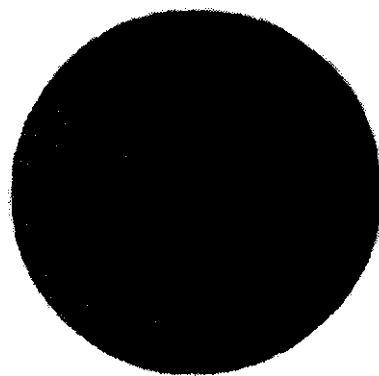


Рис. 1

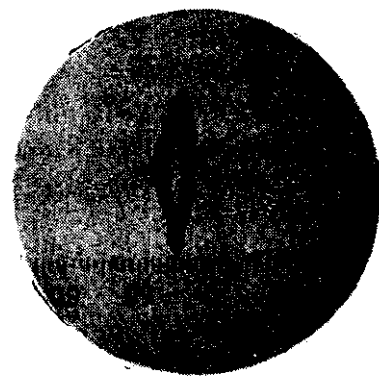


Рис. 2

пучок атомов; этот «атомный луч» проходил вдоль клинообразного полюса электромагнита на расстоянии нескольких десятых миллиметра от него и затем улавливался охлажденной стеклянной пластинкой. Вблизи полюса градиент $\partial H/\partial s$ магнитного поля достигал $150\,000 \text{ Гс}\cdot\text{см}^{-1}$, причем направление градиента совпадало с направлением поля. На рис. 1 приведена увеличенная в 40 раз микрофотография серебряного осадка, полученного на стеклянной пластинке при выключенном электромагните; рис. 2 изображает осадок (след луча), полученный при наличии магнитного поля. В последнем случае серебряный луч резко расщепился надвое; часть атомов притянулась, другая с той же силой оттолкнулась от полюса магнита.

Стало быть, все атомы разделились на две и только на две группы: у одной группы оси направлены по полю, у другой — в прямо противоположном направлении. Промежуточные же ориентации вовсе отсутствуют.

Итак, этот опыт доказывает, во-первых, квантовые ориентации в магнитном поле и, во-вторых, наличие в атоме серебра *одного* магнетона. Последнее явствует из того обстоятельства, что, как указывалось на с. 19, число возможных ориентации оси атома вдвое превышает число имеющихся в нем магнетонов.

Более того, опыт Штерна и Герлаха дает возможность измерить самую величину магнитного момента серебра, т.е. величину магнетона Бора. Для этого, очевидно, нужно только измерить величину отклонения луча в магнитном поле и величину градиента $\partial H/\partial s$, а также время, в течение которого атом был подвержен воздействию отклоняющей силы. Последнее определяется из пройденной в магнитном поле длины пути и из скорости полета атомов (скорость эта была непосредственно измерена Штерном при тех же условиях опыта еще в 1920 г.) Среднее значение магнитного момента атома серебра из двух различных опытов, оказалось равным (при расчете на грамм-атом)

$$mN = M = 5475 \pm 5 \% \text{ Гс} \cdot \text{см},$$

что отлично согласуется с теоретической величиной боровского магнетона $M_0 = 5584 \text{ Гс} \cdot \text{см}$.

Итак, опыты Штерна и Герлаха принесли с собой блестящее подтверждение квантовой теории магнетона.

В связи с этим успехом этого опыта естественно возникает ряд вопросов. Каким образом протекает процесс установки оси атома в квантово-допустимое направление, и, в частности, что происходит при изменении направления внешнего поля? Следует ли ось атома непрерывно за направлением поля или же нет? В чрезвычайно интересной совместной работе Эйнштейн и Эренфест рассмотрели ряд возможных предположений и пришли к следующим довольно обескураживающим выводам.

Всякое изменение ориентации магнитной оси атома во внешнем магнитном поле должно сопровождаться выделением или поглощением соответствующей энергии. Если бы это излучение и поглощение энергии происходило по классическим законам, то для квантовой установки оси атома потребовался бы промежуток времени в 10^{14} раз превышающий время полета атома в опыте Штерна и Герлаха. Можно отказаться от классических воззрений и допустить, что при изменении направления поля направление оси атома вначале отстает от него, и что установка оси происходит затем скачком, причем выделение (поглощение) избыточной (недостающей) энергии происходит по квантовым законам. Однако такое представление привело бы к необходимости делать совершенно непонятное принципиальное различие между системами, могущими излучать (заряженными) и не могущими излучать (незаряженными). Внесение подобного различия резко противоречит нашим сведениям и представлениям о теплоемкости твердых и газообразных тел.

Если, наконец, предположить, что ось атома мгновенно следует за каждым изменением направ-

ления поля, то это приведет нас к противоречию с законами механики.

Таким образом, крупный успех теории квантов повлек за собой возникновение целого ряда недоуменных и неразрешенных вопросов.

5. Магнетон Бора и Вейсса. Несмотря на указанные трудности теоретического истолкования, успех опыта Штерна и Герлаха чрезвычайно укрепил позицию теории Паули, которая была изложена нами в п. 3. К недостаткам этой теории можно было бы причислить чрезвычайную ограниченность области непосредственного ее применения (два парамагнитных газа). Паули не решился применить выведенные им формулы к жидким и твердым телам, считая, что между атомные силы в этих телах, гидратация ионов в растворах и т.д. должны до неузнаваемости изменить характер ориентации элементарных магнитов. Эти соображения казались столь очевидными и неоспоримыми, что Зоммерфельд еще в январе 1923 г. [12], обсуждая сводку Кабреры (см. п. 1) и упоминая о теории Паули, счел необходимым подчеркнуть неприменимость этой теории к твердым и жидким телам. А между тем стоило только сравнить сводку опытных данных (табл. II) с теоретической табл. III, чтобы убедиться в несомненной применимости квантовой теории к парамагнитным телам *любого* агрегатного состояния^(11*).

По квантовой теории магнетизма одному, двум и т.д. реальным боровским магнетонам должно соответствовать (в круглых цифрах) 9, 14, 19, 24, 29 и т.д. кажущихся вейссовских магнетонов. Экспериментально же для ионов группы железа найдены следующие значения числа k вейссовских магнетонов (тоже в круглых числах): 2 раза по 9; 2 раза по 19; 1 раз $k = 24$ и 2 раза близкое этому значение $k = 25$; наконец, 2 раза $k = 29$. Все эти 7 значений вполне соответствуют теоретическим предсказаниям. Оставшиеся 3 значения

$$k = 6,7 (V'''), \quad k = 16 (Ni'') \text{ и } k = 26 (Fe'').$$

Данные для Fe принадлежат как раз к наименее достоверным: отдельные определения колеблются между 26 и 29; наконец, данные для V''' взяты мною из старых и сравнительно мало точных измерений Паскаля^(12*). Это совпадение результатов измерений с теоретическими предсказаниями имеет место и для других парамагнитных веществ, как это явствует из табл. IV, в которую остались не включенными только ферромагнитные металлы^(13*), комплексные соединения и редкие земли. Здесь во втором столбце стоят теоретически вычисленные значения числа k , соответствующие одному, двум и т.д. боровским магнетонам; в следующем столбце те же значе-

ния округлены; наконец, в четвертом столбце указаны экспериментально найденные значения k для различных веществ. Эти значения только в трех рассмотренных уже случаях сколько-нибудь значительно отличаются от теоретически допустимых.

Таблица IV

n^*	k		
1	8,7	9	Ag ($n=1$), Cu'' $k=9-10$, V'''9,2, V''''9, Ti'''8,6, NO 9,2, Pt 8-9, Pd ~8
2	13,7	14	O ₂ 14, V''''14, Ni''16 (?)
3	18,7	19	Cr'''19, Mn''''19
4	23,7	24	Co''24, Cr''24, Mn'''25, Fe''26 (?)
5	28,7	29	Fe'''29, Mn''''29

Принимая во внимание малую точность большинства измерений, согласие теории с опытом нельзя не признать более чем удовлетворительным ^(14*). Согласие это тем удивительнее и неожиданнее, что нами не были учтены силы межмолекулярных взаимодействий, которые не могут, конечно, не искажать результатов квантования ориентации во внешнем магнитном поле.

Чтобы отдать отчет в этом неожиданном успехе заведомо неполной теории, остается только сослаться на то, что все магнитометрические измерения производились в очень сильных полях; очевидно, что для квантования ориентации определяющим является отношение силы этого поля к силе молекулярных полей.

В связи с этим интересно напомнить тот факт, что во многих кристаллах уже при сравнительно слабых полях наблюдается отчетливое зеемановое расщепление спектра поглощения и спектра флуоресценции, в чем, несомненно, проявляется преобладание влияния внешнего поля над полями внутренними. Во всяком случае, не может быть чистой случайностью то обстоятельство, что все измеренные значения числа k вполне определенно группируются около пяти определенных, *предсказанных* теорией, чисел. Необходимо также отметить, что теория квантов приписывает измеренным атомам малое число (до 5) магнетонов, тогда как по Вейссу для многих атомов число магнетонов превышает 20 — 25. Очевидно, что столь большие значения числа k значительно уменьшают убедительность теории Вейсса: в конце концов, ведь с помощью достаточно больших целых чисел можно как угодно близко аппроксимировать любую последовательность любых чисел.

Наконец, необходимо принять во внимание, что квантовая теория теоретически предвычислила величину магнетона, совершенно не пользуясь при

этом опытными данными и исходя из одних только универсальных констант (ϵ , μ и h).

Остается только еще раз констатировать, что наиболее простые и, казалось бы, маловероятные допущения (применимость квантования к телам любого агрегатного состояния) далеко не всегда оказываются ошибочными.

Убедительность квантовой теории, несомненно, еще усугубляется при рассмотрении зависимости магнитного момента ионов от числа его внешних (валентных) электронов. Мы, однако, отложим обсуждение этого вопроса до тех пор, пока не познакомимся еще с одним совершенно независимым способом определения числа магнетонов в атоме, со способом спектроскопическим.

6. Спектроскопический способ определения магнитного момента атомов. Вопросы атомного магнетизма за последние годы приобрели решающее значение для дальнейшего развития теории спектров. В центре внимания этой теории стоят сейчас два вопроса, на которые была бессильна ответить элементарная квантовая теория. Это вопрос о характерной «множественности» или «кратности» (Multiplizität) большинства спектральных линий (дублеты, триплеты и т.д.) и вопрос об аномальном характере расщепления этих линий в магнитном поле (аномальное явление Зеемана) ^(15*). Мы знаем теперь, что бессилие теории в этих вопросах объясняется тем, что они непосредственно связаны с магнитными свойствами атомов.

В настоящее время можно считать установленным, что все магнитные свойства атомов носят аномальный характер ^(16*). Объясняется это, очевидно, тем, что обычные законы электромагнетизма неприменимы даже к стационарным состояниям атома. Необходимость видоизменения основных законов механики и электродинамики с полной определенностью устанавливается всем современным развитием теории квантов, но непригодность классических воззрений, пожалуй, нигде не проявляется с такой резкостью, как именно в учении о магнетизме (см. Ланде [18]).

Понятно поэтому, что пока все попытки уяснить внутренний «магнитный» механизм атомов кончались неудачей: зато в последние годы, главным образом благодаря работам Ланде, Зоммерфельда и Гейзенберга, удалось создать чисто формальную теорию, вернее, стройную числовую схему, которая охватывает воедино все эти сложные явления. Теория эта пока прекрасно оправдывается опытом, и целый ряд ее предсказаний уже получил экспериментальное подтверждение. В частности, только благодаря

этой теории удалось, наконец, расшифровать столь сложные спектры, как, например, спектры Mn, Cr, Fe и т.д. Однако теория эта все же находится еще только в стадии разработки; кроме того, благодаря своему формальному характеру, она допускает ряд различных интерпретаций. До сих пор еще изложение теории у различных авторов разнится не только по существу, но даже в выборе основных величин и в обозначении их. Мы не собираемся излагать эту теорию сколько-нибудь подробно, но бегло остановиться на ней нам все же придется, ибо она приводит к новому спектроскопическому способу определения магнитного момента атомов. При этом мы будем придерживаться той формы теории, которой пользуется Зоммерфельд, во-первых, потому, что она несколько проще теории Ланде, а во-вторых, потому, что именно Зоммерфельд и применил свою теорию к вопросу о магнетоне ^(17*)[15].

Кратность спектральных линий обуславливается, очевидно, кратностью стационарных состояний атома. Вообще говоря, различие состояний атома лежит в различии орбит внешнего электрона (Leuchtelektron); от характера этих орбит и зависит в первую очередь внутренняя энергия атома. Каждая орбита характеризуется двумя квантовыми числами: так называемым главным (Hauptquantenzahl) и азимутальным (n и k в обозначениях Бора). Однако только в самых простых случаях (H и He⁺) двух этих чисел достаточно для исчерпывающего определения состояния атома; вообще говоря, одной и той же паре квантовых чисел n и k может соответствовать несколько более или менее близких уровней энергии. Существование этих более мелких подразделений уровней энергии и обнаруживается в кратной структуре спектральных линий.

Причина расщепления лежит в возможности различных ориентации орбиты внешнего электрона (или электронов) по отношению к «остову» атома (Atomrumpf; так называется совокупность ядра и внутренних электронов). Предполагается, что остов атома представляет собою более или менее связанное целое и что ось остова может занимать различные ориентации по отношению к плоскости орбиты внешнего электрона, подчиняясь при этом законам квантования. Различным ориентациям остова соответствует различная потенциальная энергия его в магнитном поле внешнего электрона. Таким образом, чтобы вполне охарактеризовать состояние атома, нужно помимо двух квантовых чисел n и k , определяющих собою орбиту внешнего электрона, задать еще угол между плоскостью этой орбиты и осью остова. Для этого достаточно задать результирующий момент вращения атома, который геометрически

слагается из момента вращения внешнего электрона и момента вращения остова атома и который, стало быть, зависит от ориентации оси остова. Число, выражающее величину этого результирующего момента вращения в рациональных единицах ($1 = h/2\pi$) называется *внутренним квантовым числом* и обозначается буквой j . В отличие от обыкновенных квантовых чисел оно может принимать не только целые, но и полуцелые значения (кратные половине). Таким образом, одному и тому же значению n_k может соответствовать ряд различных внутренних чисел, а стало быть, и ряд различных уровней энергии атома. Пример: желтому дублету натрия D₁ и D₂ соответствуют начальные орбиты 2p₂ и 2p₁; первая из них характеризуется квантовыми числами $n = 2$, $k = 2$, $j = 1/2$, вторая же — числами $n = 2$, $k = 2$, $j = 3/2$ ^(18*).

Перейдем теперь к эффекту Зеемана. При отсутствии внешнего поля направление оси атома, другими словами, направление его результирующего момента вращения j , вполне произвольно. При возникновении внешнего магнитного поля законы квантования ориентации вступают в свои права, и направление оси атома ограничивается рядом дискретных возможностей. Ориентация атома характеризуется углом между направлением поля \mathbf{H} и направлением вектора вращательного момента \mathbf{j} . Правило квантования сводится к тому, что проекция j_H вектора \mathbf{j} на направление \mathbf{H} ($j_H = j \cos(j, H)$) либо должна равняться $\pm j$, либо может отличаться от него на целое число единиц. Так, например, для $j = 3/2$ возможны 4 значения проекции j_H :

$$\pm 3/2 \text{ и } \pm 1/2.$$

В зависимости от ориентации атома меняется и его потенциальная энергия во внешнем магнитном поле; энергия эта равна

$$\Delta E = -mH \cos(m, H), \quad (11)$$

где m есть магнитный момент атома, выраженный на этот раз не в рациональных, а в обычных единицах CGS.

Таким образом, одной и той же системе значений n , k и j может соответствовать ряд различных значений энергии атома (в зависимости от угла $\cos(m, H)$). Другими словами, в магнитном поле каждый спектральный терм (уровень энергии) расщепляется на ряд близких между собою термов, соответствующих различным ориентациям магнитной оси атома; этим и объясняется магнитное расщепление спектральных линий (явление Зеемана).

Величина расщепления термов ΔE может быть измерена спектроскопически. С другой стороны, направление вектора \mathbf{m} , конечно, совпадает с направлением вектора \mathbf{j} , т.е.

$$\cos(m, H) = \cos(j, H).$$

Таким образом, в уравнении (11) величины ΔE и H можно измерить непосредственно, $\cos(j, H)$ определяется по правилам квантования, и, стало быть, уравнение это дает возможность на основании измерений эффекта Зеемана вычислить величину атомного магнитного момента m .

Может показаться, что мы совершенно напрасно усложнили простую задачу. Ведь мы уже неоднократно ссылались на хорошо известное соотношение между вращательным и магнитным моментом

$$m = \frac{e}{2\mu} j \quad (\text{уравнение (4)}).$$

Нами уже указывалось, что если измерять m и j в рациональных единицах (равных соответственно $h/2\pi$ и боровскому магнетону $e h/2\mu \cdot 2\pi$), равенство (4) сведется к равенству численных значений вращательного и магнитного моментов атома:

$$m = j. \quad (4a)$$

Входящая в эту формулу величина j есть не что иное, как внутреннее квантовое число; стало быть, число магнетонов в атоме m должно быть попросту равным внутреннему квантовому числу j .

Таким образом, может показаться, что для определения магнитного момента m вовсе нет надобности прибегать к измерению эффекта Зеемана.

Однако, к сожалению, в действительности дело обстоит гораздо сложнее: об этом, в первую очередь, свидетельствует аномалия зееманова эффекта большинства спектральных линий. Элементарная теория, основывающаяся на равенстве (4a), требует для всех линий нормального зеемановского триплета. Чтобы объяснить совокупность опытных данных, приходится допустить, что соотношение между магнитным и вращательным моментами гораздо сложнее того, что предполагалось классической теорией, и что равенство (4a) должно быть заменено соотношением

$$m = g j. \quad (12)$$

Входящий в эту формулу множитель g носит название «фактора расщепления» (Aufspaltungsfaktor) и является довольно сложной функцией азимутального квантового числа k , внутреннего квантового числа j и, наконец, еще третьего числа r , которое характеризует собою так называемую максимальную кратность термов данной спектральной серии ^(19*).

Таким образом, для определения m недостаточно еще знать одно только j , а приходится прибегать к указанному выше способу, основанному на измерении расщепления термов ΔE . Способ этот, как уже говорилось, позволяет непосредственно определить m ; затем уже по формуле (12) можно вычислить и $g = m/j$.

Надо признать, что, заменяя равенство $m=j$ (4a)

соотношением $m = g j$, квантовая теория магнетизма, собственно говоря, вырывает у себя почву из-под ног: ведь равенство (4a) вытекает из основных законов электромагнетизма, на нем ведь зиждется самое понятие боровского магнетона.

Здесь мы должны опять констатировать столь характерный для современного развития физики процесс нарастания глубоких внутренних противоречий в новых, плодотворных теориях. Несмотря, однако, на эти противоречия, теории эти во множестве случаев приводят нас к открытию новых закономерностей, — закономерностей столь простых и убедительных, что они, несомненно, соответствуют истинной природе вещей.

Так обстоит дело и в рассматриваемом нами случае. Множитель g был введен Ланде [11] только для того, чтобы объяснить аномалию эффекта Зеемана в двукратных и трехкратных спектральных линиях (дуплеты и триплеты). Естественное обобщение этой теории позволило затем предсказать сложную структуру многократных линий (мультиплетов) и характер расщепления их в магнитном поле. Эти теоретические предсказания впервые позволили разобраться в чрезвычайно сложной и запутанной области спектрального анализа и блестяще подтвердились на опыте. За последнее время чуть ли не каждый месяц приносит с собою новые успехи в этой области ^(20*). Уже одна эта заслуга теории чрезвычайно велика. Но кроме того, оказалось, что та же самая теория способна почти без всяких дополнительных предположений «объяснить» аномалию магнитно-механического эффекта ^(21*).

Наконец (и это является для нас сейчас самым важным), на основании все той же теории можно определить число магнетонов в атоме, причем полученные таким образом результаты оказываются в полном согласии с результатами непосредственных магнитных измерений.

Как уже указывалось, для определения магнитного момента атома приходится прибегать к формуле (12). Мы не станем рассказывать о том, каким путем находятся значения величин g и j , соответствующие данному состоянию атома, ибо это завело бы нас слишком далеко. Упомянем только об одном простом правиле, позволяющем в ряде случаев непосредственно определить величину m .

Из всех квантовых чисел, характеризующих собою состояние атома, наиболее важное значение имеет азимутальное число k . В дальнейшем мы будем говорить об одноквантовых, двухквантовых и т.д. состояниях, подразумевая при этом значение числа k , ибо значение главного квантового числа n ни на вращательный, ни на магнитный момент атома влия-

жения не оказывает. Упомянем еще, что в спектроскопии принято пользоваться буквами s, p, d и т.д. для обозначения орбит, соответствующих $k = 1$, $k = 2$, $k = 3$ и т.д.

Условившись в терминологии, мы можем следующим образом формулировать правило Зоммерфельда: в нормальном одноквантовом состоянии s ($k = 1$) число магнетонов в атоме на единицу меньше максимальной кратности его уровней энергии ^(22*). Так, например, для атома, излучающего простые линии, например Ca, максимальная кратность линий = 1; стало быть, число магнетонов равно $m = 1 - 1 = 0$. Для атомов, излучающих дублеты (например, Na), максимальная кратность = 2; следовательно, $m = 2 - 1 = 1$; для атомов, излучающих триплеты (например, тот же Ca), максимальная кратность равна 3; следовательно,

$$m = 3 - 1 = 2, \text{ и т.д.}$$

В частности, атомы кальция могут излучать как простые линии, так и триплеты; стало быть, и встречаются они в двух различных состояниях. В спектроскопии для различения этих состояний принято обозначать их соответственно большими и малыми буквами: S, P, D... и s_i , p_i , d_i и т.д. В состоянии S (простые линии) число магнетонов равно нулю, в состоянии s (триплеты) число магнетонов равно двум. Конечно, указанное простое правило применимо только к нормальным одноквантовым состояниям атома. В возбужденном состоянии атома изменяется его момент вращения j , а стало быть, и магнитный момент m .

Необходимо, наконец, отметить, что некоторые вещества даже в обычных условиях находятся в многоквантовых состояниях ($k > 1$), которые, таким образом, являются для них нормальными. Таковы, например, пары Al и Tl (нормально 2p), пары Fe (нормально 3d) и т.д. К этим веществам указанное простое правило Зоммерфельда неприменимо.

7. Магнетизм и периодическая система элементов. Одним из наилучших подтверждений квантовой теории магнетизма служит полное согласие результатов, получаемых совершенно различными способами (спектроскопическим и непосредственным магнитометрическим). На рис. 3 приведена диаграмма Зоммерфельда, на которой нанесены результаты измерений той группы элементов, которая лучше всего изучена в магнитном отношении. По оси абсцисс откладывается число «внешних» электронов ^(23*) в атоме или ионе, по оси ординат — число магнетонов в нем. Выше числа внешних электронов стоит общее число электронов в атоме и название соответствующего нейтрального атома. Результаты спектроско-

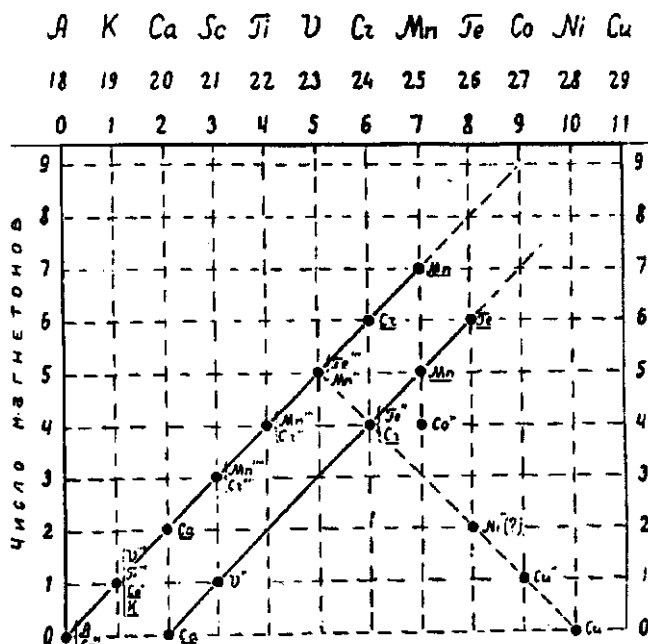


Рис. 3

пических измерений подчеркнуты; остальные величины найдены обычным магнитометрическим способом (см. сводку в табл. IV). Число магнетонов округлено до целых значений, что может вызвать сомнение только по отношению к Ni'' и Fe'' ^(24*).

Диаграмма дополнена некоторыми данными, которые не были включены в нее Зоммерфельдом (K, V'', V''', Mn''', Fe'', Cr); число магнетонов для Fe вычислено мною на основании новой спектроскопической работы Хильды Гизелер и В. Гротриана [16] ^(25*). Для некоторых атомов (Ca, Cr, Mn) приведено по два различных значения, ибо атомы эти могут находиться в двух различных одноквантовых состояниях S; это обстоятельство проявляется в наличии двух различных систем спектральных линий. Так, например, атом Ca может излучать как простые линии, так и триплеты, Cr — квинтеты и сектеты, и т.д.

При первом же взгляде на диаграмму бросается в глаза проявляющаяся в ней строгая закономерность, которая свидетельствует о полном согласии результатов, полученных двумя совершенно независимыми методами (магнитометрическим и спектроскопическим).

Прежде всего обращает на себя внимание прямая, проходящая через начало координат под углом в 45°; вся она сплошь усажена совпадающими между собой точками. Магнитные моменты всех 15 атомов и ионов, лежащих на этой прямой, подчиняются следующему простому и убедительному правилу: число магнетонов в атоме равно числу его внешних (валентных) электронов. Потеря атомов электронов при

ионизации ведет вместе с тем и к потере магнетонов. Примеры: Mn имеет 7 электронов и 7 магнетонов ($m = 7$), для Mn^{II} $m = 5$, для Mn^{III} $m = 4$, наконец, для Mn^{IV} $m = 3$. С особенной убедительностью подтверждается это правило совпадением числа магнетонов у ионов совершенно различного происхождения, но с одинаковым числом внешних электронов. Пример $m = 1$ для K, Ca^I, Tl^I и V^{IV}.

Перейдем теперь к следующей прямой, лежащей несколько ниже первой, на которой тоже располагается довольно много точек^(26*). Число магнетонов в соответственных точках этих двух прямых отличается ровно на два. Примеры: для Ca $m = 2$ и $m = 0$, для Sr $m = 6$ и $m = 4$, для Mn $m = 7$ и $m = 5$.

Не пытаясь входить в детали внутреннего механизма, можно истолковать его следующим образом. Максимальное число магнетонов в атоме равно числу его внешних электронов и соответствует вращению всех этих электронов в одном и том же направлении. Если же один из электронов станет вращаться в обратном направлении, то его магнитное поле нейтрализует поле одного из прямых электронов, и результирующий магнитный момент атома уменьшается на два. Пример: Ca обладает двумя валентными электронами; при одноименном вращении обоих электронов $m = 2$, при противоположном направлении вращения $m = 0$. Другой пример: у Fe^{II} 6 электронов, а $m = 4$; стало быть, один из электронов вращается в обратном направлении. Этот обратный электрон, очевидно, наименее прочно связан с атомом, и поэтому первым отрывается при дальнейшей ионизации. Таким образом, ионизация Fe^{II} ведет не к уменьшению, а к увеличению результирующего магнитного момента атома: у Fe^{III} $m = 5$ (все 5 оставшихся электронов вращаются в одну сторону).

В атоме может быть, очевидно, не один, а несколько обратных электронов. Например, у Ni^{II} общее число внешних электронов равно 8, а $m = 2$; нужно думать, что у него три «обратных» электрона нейтрализовали три «прямых».

Во всяком случае, как ни относиться к этим попыткам наглядного истолкования, из рассмотренной диаграммы с несомненностью вытекает следующее положение: *число магнетонов в атоме может либо равняться числу его внешних электронов, либо быть меньше него на четное число единиц* (взаимно компенсирующиеся электроны выпадают попарно). Следствие — в атомах с четным числом электронов число магнетонов тоже четно, и наоборот.

Единственное исключение из этого правила ион Co^{II}, обладающий 25 электронами и 4 магнетонами. Следует также отметить, что величина магнитного момента иона Ni^{II} может быть приравнена к двум магне-

тонам лишь при известной натяжке (см. табл. IV).

За этими исключениями приведенное правило подтверждается не только на элементах группы железа, но и на всем вообще известном материале по магнетизму ионов и одноатомных газов. Мы можем упомянуть, например, диамагнетизм благородных газов, результат опыта Штерна и Герлаха с серебром, спектроскопический закон сдвига и закон перемещения^(27*) (Verschiebungssatz und Wechselsatz) и т.д.

Резко выраженный парамагнетизм встречается только в определенных местах периодической системы элементов (триады 8-й группы и редкие земли); другими словами, только в этих местах встречаются максимально возможные числа магнетонов, равные числу внешних электронов атома. Вероятно, это находится в связи с тем обстоятельством, что именно в этих местах периодической системы происходит пополнение новыми электронами внутренних слоев атома. Вообще же говоря, внутреннее состояние атома устанавливается на минимально возможную для него величину магнитного момента (один магнетон в нечетных и нуль магнетонов в четных столбцах периодической системы).

Итак, если оставить в стороне вопрос о Co^{II}, то все остальные опытные данные целиком укладываются в стройную схему Зоммерфельда, поражающую и подкупающую своею крайней простотой.

И все-таки, именно благодаря своей простоте, схема эта представляется совершенно непонятной.

В самом деле, правило Зоммерфельда о числе магнетонов в атоме кажется таким убедительным потому, что оно невольно связывается с представлением о чрезвычайно простом внутриатомном механизме. Правило это, очевидно, следует понимать так, что в нормальном состоянии атома все его внешние электроны движутся по одноквантовым орбитам (одноквантовым в смысле азимутального числа, орбиты n_1), так что каждому электрону соответствует один магнетон. Кроме того, орбиты всех электронов расположены в одной плоскости так, что геометрическое сложение магнитных моментов отдельных электронов заменяется арифметическим. *Однако ни одно из этих предположений не выдерживает ни малейшей критики с точки зрения современных наших сведений о строении атома; наоборот, крайняя сложность орбит валентных электронов может считаться твердо установленной; плоскости этих орбит, во всяком случае, не параллельны; наконец, некоторые из валентных электронов движутся, безусловно, не по одноквантовым орбитам.*

Тем не менее нельзя, однако, считать правило Зоммерфельда о числе магнетонов в атоме чисто мнемоническим правилом без всякого физического

содержания. Крайняя простота и убедительность схемы Зоммерфельда и полное подтверждение ее опытом служит порукой тому, что в этой схеме нашла себе выражение некая новая существенная закономерность атомного строения. *Понять* эту квантовую, по существу своему дискретную, закономерность мы не можем только потому, что в современном своем состоянии теория квантов покоится на внутренне противоречивом фундаменте. Разыскание закономерностей, подобных тем, которые рассматриваются Зоммерфельдом, и должно создать возможность подвести под теорию квантов некое новое и прочное обоснование.

8. Трудности квантовой теории магнетизма. Современная теория квантов несет на себе печать внутренней противоречивости; всякий успех ее порождает для нее новые трудности. Такова, в частности, судьба и теории магнетизма. Мы уже имели случай упоминать о теоретических затруднениях, возникших в связи с успехом опыта Штерна и Герлаха. Обратимся теперь к затруднениям другого рода.

Мы до сих пор обходили молчанием следующий факт. По общепринятой теперь модели гелия («скрещенная» модель Ланде) атом гелия должен обладать магнитным моментом, а стало быть, и парамагнитными свойствами. Между тем, в действительности гелий отличается резко выраженным диамагнетизмом. Как выйти из этого противоречия? Для этого есть два пути. Во-первых, можно допустить, что в противоположность всем законам электродинамики атом гелия магнитным моментом все же не обладает; так, например, Бор высказывает мысль о возможности орбит электронов, «мертвых» в магнитном отношении (magnetisch tot). К этому, в сущности, сводится и формальная теория Зоммерфельда, приписывающая гелию внутреннее квантовое число j , равное нулю (момент вращения равен нулю).

С другой стороны, не отрицая наличности магнитного момента в атоме гелия, можно предположить, что в магнитном поле ось атома гелия устанавливается не по полю, а *перпендикулярно* полю (предположение это, конечно, тоже противоречит законам электродинамики). На этой точке зрения стоит Ланде, к краткому рассмотрению теории которого мы теперь и перейдем (см. [11]).

В п. 6 мы говорили о том, что из измеряемой спектроскопически величины магнитного расщепления уровней энергии атома

$$\Delta E = -mH \cos(m, H) \quad (11)$$

можно определить магнитный момент атома m . Однако решение этого уравнения не однозначно. Из опыта можно непосредственно найти только

$$m \cos(m, H) = -\frac{\Delta E}{H},$$

способ же разложения произведения $m \cos(m, H)$ на сомножители остается произвольным; определить величину m можно только путем применения правил о квантовании ориентации. Как раз формулировкой этих правил теория Ланде и отличается от теории Зоммерфельда. Не входя в подробности, отметим только некоторые из конечных выводов теории Ланде.

По теории Ланде при пространственном квантовании ориентация оси по полю запрещена, так что ось атома всегда наклонена к направлению поля. Для атома гелия (для которого по Ланде внутреннее квантовое число $j = 1/2$) оказывается возможным только одно единственное положение, а именно перпендикулярное, что, таким образом, находится в полном согласии с диамагнетизмом этого газа^(28*). Опыт Штерна и Герлаха толкуется Ланде следующим образом: атом серебра обладает не одним, а двумя магнетонами ($j = 1, g = 2, m = gj = 2$); в магнитном поле ось атома устанавливается под углом 60° , так что $\cos \varphi = \pm 1/2$. Следовательно, проекция магнитного момента на направление поля оказывается равной

$$m \cos \varphi = 2 \times \left(\pm \frac{1}{2} \right) = \pm 1,$$

что вполне согласуется с результатами опыта Штерна и Герлаха. Любопытно, что, таким образом, даже этот чрезвычайно простой опыт нуждается, по мнению одного из лучших знатоков этой области, в довольно сложном и мало убедительном толковании. Если по теории Ланде рассчитать, какое число k «кажущихся» вейссовских магнетонов соответствует одному, двум и т.д. боровским магнетонам, то получатся те же самые значения 8,7; 13,7 и т.д., как и по теории Паули — Зоммерфельда (табл. V). Как мы видели, это предсказание обеих теорий хорошо подтверждается опытом. Единственная разница теорий в этом вопросе проверке опытом не поддается; разница эта состоит в различном характере соответствия между числами k и n и легко усматривается из табл. V.

Таблица V

Истинное число боровских магнетонов n	0	1	2	3	4
Кажущееся число вейссовских магнетонов k по Паули	0	8,7	13,7	18,7	23,7
Кажущееся число вейссовских магнетонов k по Ланде	0	0	8,7	13,7	18,7

Вообще, нужно сказать, что, несмотря на разное истолкование опытных фактов, все они одинаково хорошо объясняются обеими теориями. Experimentum crucis между ними невозможен, ибо

теории эти являются пока, в сущности, только весьма плодотворными *формальными* схемами, систематизирующими опытный материал.

По сравнению с теорией Ланде первоначальная теория Паули — Зоммерфельда отличалась большей простотой, однако впоследствии оказалось необходимым внести и в эту теорию некоторые усложняющие ее поправки.

Дело в том, что в п. 3 при выводе формулы (3б) и при вычислении табл. III мы основывались на равенстве (в рациональных единицах)

$$m = j. \quad (6a)$$

Между тем в п. 6 мы познакомились с необходимостью усложнить эту формулу введением фактора расщепления g :

$$m = gj. \quad (12)$$

Это усложнение ведет за собой необходимость соответствующего изменения формулы (3б), ибо квантованию ориентации подлежит вектор j , а не вектор m . Поясним это на примере.

Предположим, что $m = 3$; тогда по первоначальной теории Паули также $j = 3$, и для оси атома возможны 6 различных ориентации, соответствующих

$$\cos \varphi = \pm 1, \pm \frac{2}{3}, \pm \frac{1}{3}.$$

Поэтому

$$\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{14}{27} = 0,52.$$

При использовании исправленной формулы нужно предварительно сделать определенное допущение относительно g . Если атом находится в нормальном S-состоянии, то, как мы уже знаем, $g = 2$; поэтому $j = 3/2$ при $m = 3$. Стало быть, для оси атома возможны 4 различные ориентации, соответствующие

$$j_H = j \cos \varphi = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}, \text{ т.е. } \cos \varphi = \pm 1, \pm \frac{1}{3},$$

ибо по правилу квантования проекция j_H должна либо равняться j , либо отличаться от него на целое число единиц ^(29*). Следовательно,

$$\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{5}{8} = 0,56.$$

Таким образом, результаты исправленной и первоначальной теории весьма близки между собой. Для более полного сравнения обеих теорий приводим табл. VI.

Сравнивая числа табл. VI с экспериментальными данными, приведенными в табл. IV, легко заметить, что согласие теории с опытом не только не нарушается внесением в нее указанной поправки, но, пожалуй, даже улучшается.

В настоящее время внесение этой поправки в первоначальную теорию признается необходимым как Зоммерфельдом, так и самим Паули.

Таблица VI

Число боровских магнетонов l	1	2	3	4	5
Кажущееся число <i>вейссовских</i> магнетонов k по первоначальной теории	8,7	13,7	18,7	23,7	28,7
То же, по исправленной теории (при $g = 2$)	8,7	14,1	19,2	24,4	29,4

Таким образом, успех первоначальной теории объясняется лишь более или менее случайным обстоятельством: малым влиянием поправочного фактора g на окончательный результат вычисления.

Итак, квантовая теория магнетизма испытала судьбу всех квантовых (да и не только квантовых) теорий: первоначально простая мысль необычайно усложняется, загромождается обилием деталей и оговорок. Но еще несравненно серьезнее тот факт, что теория эта оказывается раздираемой *внутренними* противоречиями. Ведь вся квантовая теория атома, вычисление стационарных орбит, самое вычисление величины боровского магнетона покоятся на применении классической электродинамики к стационарным состояниям атома. Отказываясь от соотношения

$$m = j,$$

вводя совершенно непонятный, классически недопустимый, фактор расщепления g , мы тем самым лишаем всю теорию всякого теоретического обоснования. Недостаток места не позволяет мне, к сожалению, остановиться на еще более серьезных парадоксах, по сравнению с которыми даже «аномалия фактора расщепления g » представляется лишь незначительным нарушением законов механики ^(30*) (Ланде [17]).

Как же отнестись к этой сложной и внутренне противоречивой теории? Полвека тому назад такая теория не могла бы найти себе ни признания, ни отклика. Но с тех пор многое переменялось. Тогда господствовала горделивая уверенность в том, что основные контуры физической картины мира известны, что остается только эту картину детализировать. Естественно, что главным критерием пригодности новой теории являлась тогда ее логическая стройность и простота. *Теперь* мы убедились, что законы, управляющие элементарными, внутриатомными процессами, нам еще совершенно неизвестны. Запутанность и противоречивость современных теорий — вспомним принцип соответствия Бора (Korrespondenzprinzip), вспомним приложение астрономической теории возмущений к вычислению орбит электронов, — сложность этих теорий объясняется

тем, что мы пытаемся истолковать атомные процессы микрокосма на основе чуждых ему «классических» законов макрокосма. К теориям этим нужно подходить прежде всего не с точки зрения внутренней стройности и законченности, ибо все равно эти теории обречены на снос, а главным образом с точки зрения их плодотворности в разыскании новых *простых* фактов и закономерностей, которые послужат фундаментом для *простой* и стройной теории будущего; я говорю «простой» потому, что убеждение в простоте законов природы всегда лежало в основе всей научной деятельности. С этой точки зрения квантовая теория атомного магнетизма, как мы видели, имеет в своем активе такие крупные завоевания, как опыт Штерна и Герлаха; простое истолкование опытного магнитометрического материала; простая схема Зоммерфельда, связующая между собой химические и магнитные свойства элементов; наконец, не поддающаяся еще толкованию, но по сути чрезвычайно простая и стройная схема, охватывающая воедино три магнитных «аномалии» (кратность спектральных линий, эффект Зеемана, магнито-механический эффект). Все эти завоевания являются неоспоримыми и непреходящими ценностями, которые не только оправдывают самое существование теории, но позволяют надеяться, что в ее основе лежит правильная идея и что дальнейшее ее развитие поведет к новым успехам и поможет созданию принципиально новой, стройной теории внутриатомных процессов.

ПРИМЕЧАНИЯ

(1) Для ферромагнитных тел атомные моменты вычисляются по насыщению намагничивания при низких температурах; в парамагнитных телах насыщение не наблюдается.

(2) Что касается исторической последовательности, то нужно отметить, что к понятию магнетона Вейс впервые пришел на основании своих исследований о насыщении ферромагнитных тел при низких температурах. Существа дела это не меняет.

(3) Таблица взята из статьи Герлаха [а].

(4) В настоящее время сам автор теории признал, что число магнетонов в атоме может быть *полуцелым* (кратным половине)! См.: J. de Phys. 1924. T.5. P. 129.

(5) Конечно, при условии выбора рациональной единицы вращательного момента, равной $\hbar/2\pi$. См. уравнение (4а).

(6) Я привожу наиболее простую первоначальную формулировку Зоммерфельда, не касаясь более глубокого и плодотворного рассмотрения этого вопроса, данного Бором.

(7) Для $\cos\varphi$ можно было бы ожидать еще значение нуль, которое также соответствует целому (нулевому) значению проекции. Однако, исходя из адиабатной гипотезы, Бор пришел к заключению, что его значение $\cos\varphi = 0$ исключено (см. доказательство, например, у Sommerfeld'a — Atombau. III. Aufl. S.382). На этом основании оно и не учитывалось в теории Паули. Мы не останавливаемся на этом вопросе потому, что в настоящее время нулевое значение $\cos\varphi = 0$ вновь считается возможным для *сложных* атомов (доказательство Бора применимо лишь к водороду).

(8) Как известно, в этом варианте прерывный характер приписывался только актам излучения, тогда как для излучающей системы допускалось непрерывное многообразие состояний (непрерывное поглощение).

(9) Работы Штерна и Герлаха были подробно прореферированы в «Усп. физ. наук» (т. 3, вып. 2—3, с. 301). (См. также печатаемую в этом вып. статью Н.Н. Семенова «Молекулярный пучок». — *Примеч. ред.*)

(10) Чтобы исключить влияние столкновений между молекулами.

(11) На это обстоятельство впервые обратили внимание независимо друг от друга П. Эпштейн [9] и В. Герлах [10].

(12) В последней статье Вейсса (J. de Phys. 1924. T. 5. P. 1291) приведено для V''' новое значение $k = 9$, отлично согласующееся с требованиями теории. Значение это внесено мною в табл. IV.

(13) При высоких температурах металлы эти становятся парамагнитными.

(14) Как сообщает Зоммерфельд [14], по мнению Кабреры магнитные моменты некоторых ионов из группы железа измерены столь точно, что с несомненностью можно констатировать отклонение от требований квантовой теории и, наоборот, подтверждение теории Вейсса. Несмотря на всю авторитетность Кабреры в этих вопросах, нам все же кажется вместе с Герлахом и Зоммерфельдом, что непредубежденному уму положение вещей должно представляться как раз в обратном свете, тем более, что ведь числа табл. III, носят характер первого приближения (не учтены молекулярные поля; см. также в дальнейшем о возможности дробного числа боровских магнетонов в атоме).

(15) Как известно, для всех кратных линий явление Зеемана носит аномальный характер в том смысле, что линии эти расщепляются не на три компонента, как того требуют и классическая, и элементарная квантовые теории, а обыкновенно на большее число (до 24) компонент; расстояния между отдельными компонентами и поляризация их тоже носят аномальный характер.

(16) См. на с. 25 о магнитно-механической аномалии.

(17) Некоторые положения первых работ Зоммерфельда, частью вошедшие в третье издание его известной книги «Atombau und Spektrallinien», были им впоследствии несколько видоизменены.

(18) Значения квантовых чисел, соответствующих различным состояниям атома, определяются на основании совокупности спектральных данных. Входить в подробности мы здесь не имеем возможности, в дальнейшем мы будем рассматривать эти числа, как данные.

(19) Эта функция имеет вид

$$g = \frac{3}{2} + \frac{r(r+1) - k(k-1)}{2(j+1)}.$$

Число r равно 0 для одиночных линий, 1/2 для дублетов, 2/2 для триплетов и т.д. Физический смысл величины g до сих пор не выяснен. Предполагалось, что появление множителя g в уравнении (12) объясняется тем, что ориентации отдельных электронных орбит в магнитном поле до известной степени независимы друг от друга. Это предположение дало возможность объяснить характер магнитного расщепления дублетных спектральных линий, однако применение его к линиям более сложной структуры не увенчалось успехом.

(20) Чтобы охарактеризовать всю новизну этой области, достаточно сказать, что до последнего времени наши сведения не шли дальше триплетов. Теперь же удалось уже расшифровать спектр Mn, содержащий в себе октеты (восьмикратные линии). Некоторые из его линий расщепляются в магнитном поле на 24 компоненты! Все эти сложные соотношения вполне укладываются в теоретическую схему Ланде.

(21) Мы можем здесь лишь мельком коснуться этого вопроса. Как известно, измерение магнитно-механических эффектов (см. п. 2) дает возможность определить соотношение между вращательным и магнитным моментами атома. Обычная теория приводит к соотношению (6) или (6а). Этому уравнению удовлетворяли результаты первых опытов. Однако ряд более точных исследований последних лет (Arvidson, 1920; Chattock, Sucksmith, Bates, 1922) с полной определенностью показали, что уравнение (6а) непременно ни к одному из исследованных тел (Fe, Ni, сплав Гейслера), и что оно должно быть замещено уравнением $m = 2j$. Последнее соотношение является частным случаем нашей формулы (12) для $g=2$. Замечательнее всего то, что спектроскопическая теория магнетизма Ланде совершенно независимым путем при-

шла к тому выводу, что $g = 2$ для всех атомов и ионов, находящихся в нормальном одноквантовом состоянии (азимутальное квант. число $k = 1$). Таким образом, магнитно-механическая аномалия может быть «объяснена» на основе предположения, что атомы или ионы ферромагнитных веществ находятся при обычных условиях в одноквантовом состоянии. За недостатком места мы должны оставить в стороне вопрос о том, насколько это предположение совместимо с взглядами Бора на строение периодической системы элементов и с новейшими исследованиями спектра паров железа.

⁽²²⁾Мы говорим о максимальной кратности потому, что кратность уровней энергии данного атома, вообще говоря, растет с возрастанием азимутального числа k , пока не достигнет максимума. Известно, например, что одноквантовые уровни энергии (термы) S вообще никогда не бывают расщепленными.

⁽²³⁾Под числом «внешних» электронов мы подразумеваем разницу между общим числом электронов в данном атоме и числом электронов в атоме предшествующего благородного газа.

⁽²⁴⁾См. п. 5. Герлах [19] полагает для Fe'' $n = 5$, а не $n = 4$, как это делаем мы.

⁽²⁵⁾См. также заметку Ангерера и Иооса (Angerer, Joos) в «Naturwissenschaften» от 15/II 1924.

⁽²⁶⁾Прямая эта на диаграмме Зоммерфельда отсутствует, но излагаемые мною соображения развиты Зоммерфельдом в последних его статьях.

⁽²⁷⁾Об этих законах см., например, у Зоммерфельда (Atombau. III. Aufl. С. 6, § 6).

⁽²⁸⁾Согласно устному сообщению П.С. Эренфеста, Оскар Клейн, вычисляя воздействие магнитного поля на атом водорода, пришел к выводу, что ось атома водорода всегда устанавливается перпендикулярно полю. Если вычисления Клейна окажутся правильными, то они явятся серьезным аргументом в пользу взглядов Ланде.

⁽²⁹⁾Современная теория, в отличие от первоначальной, допускает перпендикулярную полю установку ($\cos \varphi = 0$) в том случае, если j целое (см. примечание^(28*)), что вполне согласуется с указанным в тексте правилом квантования.

⁽³⁰⁾Ланде дал очень интересный обзор тех принципиальных трудностей, с которыми приходится встречаться в современной теории атомного магнетизма [18].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Обзоры

- a. *W. Gerlach*. Magnetismus und Atombau, в сборнике «Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. 1923. Bd. II. S. 124.
- б. *A. Lande*. Fortschritte beim Zeemaneffekt. Ibid. S. 147.

Статьи

1. *P. Weiss*. Phys. Zs. **12**, 935 (1911); Arch. Elektrotechnik. 2, 1 (1913).
2. *B. Cabrera*. J. de Phys. **3**, 443 (1922).
3. *A. Lande*. Phys. Zs. **20**, 228 (1919); Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 585 (1919).
4. *W. Pauli*. Phys. Zs. **21**, 615 (1920).
5. *O. Stern*. Zs. Phys. **7**, 249 (1921).
6. *W. Gerlach, O. Stern*. Zs. Phys. **8**, 110 (1921); 9, 349, 353 (1922).
7. *A. Einstein, P. Ehrenfest*. Zs. Phys., **11**, 31 (1922).
8. *A. Sommerfeld*. Ann. d. Phys. **70**, 32 (1923).
9. *P. Epstein*. Science. P. 532 (1923).
10. *W. Gerlach*. Phys. Zs. **24**, 275 (1923).
11. *A. Lande*. Zs. Phys. **5**, 231 (1921); **15**, 192 (1923); **19**, 112 (1923).
12. *A. Sommerfeld*. Ann. d. Phys. **63**, 112 (1920); Zs. Phys. **8**, 257 (1922); Ann. d. Phys. **70**, 132 (1923); Heft 3/4 (1924).
13. *W. Heisenberg*. Zs. Phys. **8**, 273 (1922).
14. *A. Sommerfeld*. Phys. Zs. **24**, 360 (1923); Ann. d. Phys. Heft 3/4 (1924).
15. *A. Sommerfeld*. Zs. Phys. **19**, 221 (1923).
16. *H. Gieseler, W. Grotrian*. Zs. Phys. **22**, 245 (1924).
17. *A. Lande*. Naturwissenschaften, S. 725 (1923).
18. *A. Lande*. Phys. Zs. **24**, 441 (1923).

(«УФН», 1925, т. 5, вып. 1—2, с. 105—137)