

Экспериментальное доказательство дискретности направлений вектора атомного момента импульса в магнитном поле.

1. Stern. Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld.

Zeitschrift für Physik. 7, p. 249, 1921.

2. W. Gerlach u. O. Stern. Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms.

Zeitschrift für Physik. 8, p. 110, 1921.

3. W. Gerlach u. O. Stern. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld.

Zeitschrift für Physik. 9, p. 349, 1922.

4. W. Gerlach u. O. Stern. Das magnetische Moment der Silberatoms.

Zeitschrift für Physik. 9, p. 353, 1922.

Теория Бohr'a, созданная в целях объяснения замечательных закономерностей серийных спектров элементов, приводит к ряду следствий первостепенной важности и в других областях физики. В последние годы намечается систематическое, последовательное изучение этих следствий как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении.

Для физика является крайне существенным выяснить, соответствует ли модель атома Бohr'a свойствам индивидуального атома, или же выражает только средние статистические свойства большого числа атомов.

В квантовой теории магнетизма и эффекта Zeeman'a, построенной на основании модели Бohr'a, вектор момента импульса каждого атома может образовывать с направлением магнитной силы поля H только вполне определенные дискретные углы: компонента момента импульса в направлении H должна была быть целой кратной момента $\frac{h}{2\pi}$, где h —постоянная Планк'a. Если мы имеем дело с газом, атомы которого обладают суммарным моментом импульса $\frac{h}{2\pi}$, то, по указанной тео-

рии, в магнитном поле возможны только два положения атомов, определяемые тем, что компонента момента импульса в направлении H имеет значение $+\frac{h}{2\pi}$ или $-\frac{h}{2\pi}$. В классической теории дело обстоит совершенно иначе. Действие магнитного поля сводится к тому, что все атомы получают добавочное равномерное вращение вокруг направления H , угол, образуемый направлением момента импульса с направлением H , может иметь при этом всевозможные значения.

О. Stern предложил следующий простой опыт для проверки этого следствия теории квантов. Пусть магнитное поле силы H направлено параллельно оси Z ; m —вектор магнитного момента атома, при чем он связан с моментом импульса атома J таким соотношением:

$$m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot J \quad (1)$$

если магнитное поле неоднородное с градиентом $\frac{\partial H}{\partial s}$, то сила, действующая на атом, такова:

$$K = |m| \cdot \frac{\partial H}{\partial s}$$

сила K складывается из трех компонент:

$$K = m_x \frac{\partial H}{\partial x} + m_y \frac{\partial H}{\partial y} + m_z \frac{\partial H}{\partial z}$$

В данном случае, когда H направлена параллельно оси Z , атом совершает равномерное вращение вокруг H , при чем m_x остается постоянным, а среднее значение m_x и m_y за время полного оборота равно нулю. Таким образом средняя сила, действующая на атом

$$K = m_z \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \quad (2)$$

Пусть мы имеем дело с простейшим случаем; когда

$$J = \frac{h}{2\pi}$$

m_z , следовательно, по теории квантов может иметь только значения:

$$m_z = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (3)$$

Представим себе, что у нас имеется неоднородное поле, образованное полюсом электромагнита, имеющим форму клина. Около острия клина прелетает тонкий параллельный пучок атомов. По квантовой теории под действием силы (2) пучок должен разделиться на 2, так как по формуле (3) m_z может иметь только два значения. В классической теории пучок должен только растянуться.

Если μ —масса атома, то ускорение, испытываемое им под действием силы (2):

$$g = \frac{K}{\mu} = \frac{m_z}{\mu} \cdot \frac{\partial H}{\partial z}$$

если t —длительность полета атома, v —его скорость, то смещение s определится так:

$$s = \frac{1}{2} g t^2 = \frac{1}{2} g \frac{l^2}{v^2} = \frac{1}{2} \frac{m_z}{\mu} \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \cdot \frac{l^2}{v^2}$$

где l —длина пути, пробегаемого атомом около острия клина. Обозначив через n число молекул в моле, $M = \nu \cdot \mu$ —атомный вес, $N = n \cdot m = 5600$ C. G. S. (Магнетон Bohr'a), находим:

$$s = \frac{N}{2Mv^2} \frac{\partial H}{\partial z} \cdot l^2$$

Заменяя v^2 через среднюю квадратичную молекулярную скорость, имеем:
 $Mv^2 = 3RT$ (R —газовая постоянная, T —абсолютная температура). Отсюда:

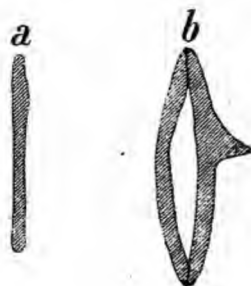
$$s = \frac{N}{6R} \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \cdot \frac{l^2}{T} = 1,12 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\partial H}{\partial z} \cdot \frac{l^2}{T} \text{ см.} \quad (3)$$

Пусть $l = 3,3$ см.; $T = 1000^\circ$, $\frac{\partial H}{\partial z} = 2 \cdot 10^3$ Гауссов на сантиметр, тогда

$$s = 2,24 \cdot 10^{-2} \text{ см.} = 0,224 \text{ мм.}$$

О. Stern и W. Gerlach осуществили этот опыт. Испытуемым веществом служило серебро, представляющее значительные удобства в практическом отношении. Пучок атомов серебра выходит из маленькой печки, из шамотта, нагреваемой током, через отверстие в 1 кв. мм. Далее пучок на расстоянии 2,5 см. проходит через круглую диафрагму с отверстием в 0,003 кв. мм. Через 3,3 см. после этой диафрагмы пучок атомов серебра проходит через щель длиной 0,8 мм. и шириной 0,03—0,04 мм. Обе диафрагмы сделаны в платиновой жести. Щель находится у самого клинообразного полюса электромагнита. Длина острого клина 3,5 см. На другом конце острого помещена стеклянная пластинка, на которой осаждается серебро. Обе диафрагмы, магнитные полюсы и стеклянная пластинка прикреплены к стенкам латунного ящика (толщина стенок 1 см.) таким образом избегается возможность деформации системы при включении электромагнита. Пространство внутри ящика откачивается до давления приблизительно в 10^{-3} мм ртутного столба. Длительность экспозиции, при отсутствии магнитного поля, 4,5 часа, в случае включения поля—8 часов. Причина такой разницы в том, что в отсутствие поля след серебра должен дать нерасщепленную линию, при включении поля линия должна по квантовой теории расщепиться на две. Для получения следов одинаковой плотности требуется приблизительно двойная экспозиция. Но даже и восьмичасовая экспозиция не дает заметного осаждения серебра на стеклянной пластинке, вследствие чрезвычайной тонкости пучка атомов. Требуется предварительное „проявление“ стеклянной пластинки, достигаемое осаждением свежего серебра из серебряного раствора.

Результаты, полученные авторами, вполне подтвердили теорию как в качественном, так и в количественном отношении. Следует заметить, что правильная установка необычайно тонких диафрагм, применявшихся авторами, очень затруднительна, ошибка на несколько сотых миллиметра определенно влечет за собою неудачу опыта. Прекрасные результаты, полученные в нескольких опытах, авторы сами считают счастливой случайностью. На прилагаемом рисунке дано приблизительное изображение самого удачного „снимка“. Рис. а соответствует отсутствию поля. Несколько неправильная [форма нерасщепленного следа объясняется неправильностью щели. Рис. б. получен при включении поля. След определенно расщепляется. Длинный отросток направлен к самому клину полюса электромагнита, где градиент $\frac{\partial H}{\partial z}$ чрезвычайно велик. Размытая



форма расщепленных ветвей объясняется тем, что атомы серебра летят с различными скоростями. Рисунок соответствует картине, получаемой при рассматривании оригинального снимка в микроскоп (приблизительно при 20-кратном увеличении).

Неоднородность магнитного поля вблизи острого клина находилась непосредственным измерением силы отталкивания, испытываемого маленьким пробным висмутовым телом, а также изменением сопротивления тонкой висмутовой проволоки, натягиваемой параллельно острому клина. В таблице 1 указан градиент в Гауссах на 1 см.

ТАБЛИЦА 1.

z mm.	$\frac{\partial H}{\partial z} \times 10^{-4}$
0,15	23,6
0,20	17,3
0,30	13,5
0,40	11,2

Теоретическая величина отклонения находилась по формуле (3), при чем еще вводилась поправка на скорость вылета атомов, на которой мы здесь не останавливаемся.

Измерение и расчет двух снимков дали результаты, приводимые в таблице 2.

ТАБЛИЦА 2.

№ снимка.	s вычисл.	s набл.
I	0, 11	0, 10
II	0, 15	0, 15

Авторы оценивают пределы ошибок в 10% и считают исключительно хорошее совпадение чисел таблицы случайным.

Опыты Stern'a и Gerlach'a доказывают, таким образом, что: 1) атомы серебра обладают магнитным моментом; 2) величина этого момента равняется магнетону Bohr'a; 3) направления вектора момента импульса дискретны, как это требуется теорией Bohr'a

С. Вавилов.