

О МАГНИТНОМ ОТКЛОНЕНИИ ВОДОРОДНЫХ МОЛЕКУЛ И О МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ ПРОТОНА *

Р. Фриш и О. Штерн, Гамбург

Целью исследования, проводившегося мною и Фришем, было определение магнитного момента протона. Хотя эти опыты еще далеко не закончены, я все же хотел бы сообщить некоторые результаты, которые кажутся мне интересными.

Механический момент протона известен с большой точностью: он равен электронному $= \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнитный момент электрона равен $2 \cdot \frac{e}{mc} \cdot \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ (боровский магнетон $= 0,9 \cdot 10^{-20}$ CGS для одного электрона и соответственно 5600 CGS на моль). Если принять, что для магнитного момента протона пригодна та же формула, то он был бы по отношению массы в 1840 раз меньше ($0,5 \cdot 10^{-23}$ CGS для одного протона и соответственно 3 CGS на моль). Мы назовем эту величину ядерным магнетон^{ом}. Для прямого измерения столь малых моментов в настоящее время может быть применен только метод отклонения молекулярных лучей в неоднородном магнитном поле **.

Опыты с прямым отклонением свободных протонов из-за лоренцевой силы невозможны (и как это показал Бор, принципиально невозможны). Водородные атомы также практически не представляются возможным использовать, так как их электрический момент в 2000 раз больше, чем измеряемый ядерный момент. Следовательно, простейшей системой, с которой можно проводить измерения, является молекула, не имеющая никакого электронного момента.

В наших опытах, подобно тому как и в соответственной установке Герлаха и Штерна, пучок H_2 молекул проходил через неоднородное магнитное поле, и при этом измерялось отклонение молекул. Изменение по сравнению с их опытами, заключалось только в том,

* Настоящая статья является переводом доклада, сделанного в Лейпциге на конференции по магнетизму в 1933 г.: *Leipziger Vorträge, Magnetismus Herausgegeben von P. Debye, Verlag S. Hirzel 1933*. Перевод Д. Гогоберидзе. *Ред.*

** Сверхтонкая структура спектральных линий позволяет в некоторых случаях определить магнитный момент ядра, имевшие место при этом несоответствия в настоящее время, повидимому, преодолены (дружеское сообщение Ферми), но этот метод в настоящее время не применим к протону.

что для получения заметного отклонения при малом моменте, поле было сделано более длинным и неоднородным. Уже более ранние опыты показали, что таким путем возможно измерение моментов, порядка величины ядерного магнетона.^{1,2} Но в то время, как тогда было возможно только определение порядка величины, с тех пор экспериментальная методика была настолько усовершенствована, что сделала возможными количественные измерения. Существенное улучшение

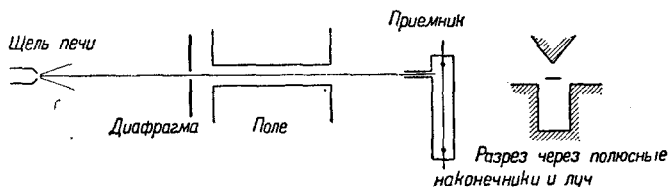


Рис. 1. Схема установки.

состоит в том, что применяемым сейчас методом возможно количественное измерение интенсивности H_2 -лучей. Этот метод, разработанный одновременно Кнауэром и мною³, заключается в том, что молекулярные лучи пропускаются в закрытый сосуд и вызванное ими изменение давления измеряют с помощью чувствительного манометра с накаливаемой нитью.

Применявшаяся аппаратура схематически изображена на рис. 1. Длина поля равнялась 10 см, ширина канала была 1 мм, нож отстоял на 0,5 мм от плоскости канала. Полученная таким образом неоднородность была приблизительно $2 \cdot 10^5$ гаусс/см. Она вызывала у H_2 молекул, имевших скорость 900 м/сек (вероятная скорость при температуре жидкого воздуха), отклонение в 0,04 мм

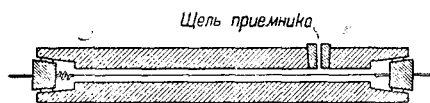


Рис. 2. Манометр с малым объемом, продольный разрез.

на ядерный магнетон. Ширина пучка была в различных опытах различна, но порядка нескольких сотых миллиметра. Интенсивность пучка, полученного таким образом, была очень мала, при пользовании щелеобразным приемником, луч производил в приемнике давление около 210^8 мм (предел измерения 210^9 мм). Для получения больших давлений был применен нами ранее разработанный искусственный прием, а именно, мы пользовались у приемника щелью, которая не нарушала движения влетающих молекул, но оказывала очень сильное сопротивление вылетающим. В нашем случае, благодаря применению особенно узкого и длинного канала (0,02 мм ширина, 0,5 мм высота и 4 мм длина), давление было повышено приблизительно в 50 раз. При этом, однако, необходимо очень продолжительное время для установления окончательного давления. В нашем случае, при взятой величине манометра (около

20 см³), на это уходило около получаса. Мы построили также и манометр с меньшим объемом, конструкция которого показана на рис. 2. Его объем был только около 0,5 см³, так что время наполнения было уменьшено до $30/40 = 3/4$ мин. Приемная щель была подвижна и могла передвигаться относительно луча. Образец кривой, полученной таким образом, показан на рис. 3.

Вначале были исследованы лучи обычного Н₂ при низких температурах (жидкий воздух). Для понимания этих опытов, необходимо отметить следующее: обычный водород состоит на 25% из параводорода и на 75% из ортоводорода. У параводорода оба протона стоят антипараллельно и, следовательно не должны иметь

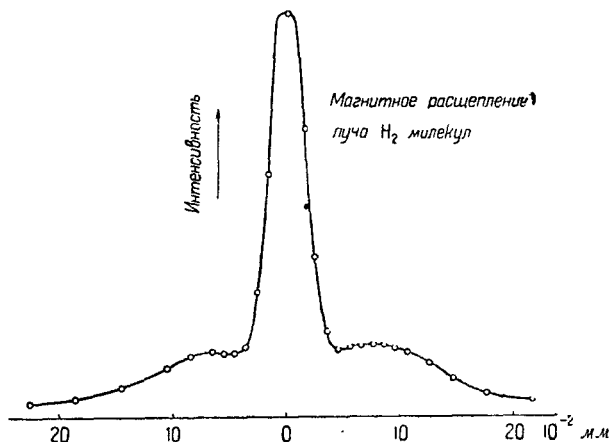


Рис. 3. Пример кривой расщепления.

никакого магнитного момента, зависящего от ядерного спина; но следует ожидать, что вращение молекул вызовет магнитный момент. Но при температурах жидкого воздуха, почти все (99%) пара-Н₂-молекулы имеют ротационное квантовое число, равное нулю, следовательно, при таких температурах пара-Н₂ не должен был иметь магнитного момента. Мы это подтвердили опытами на чистом пара-Н₂. У орто-Н₂ оба протона стоят параллельно и, следовательно, он должен иметь магнитный момент от двух протонов. Кроме того, вращение также должно оказать влияние на магнитный момент и эта часть магнитного момента не исчезнет при понижении температуры, так как нижнее вращательное состояние орто Н₂-молекулы имеет квантовое число 1. Так как связь между обоими моментами (вращение и ядерный спин) очень мала и в использованных для отклонения полях порядка около 20 000 гаусс, наверное, полностью уничтожена, то для орто-Н₂-лучей единая скорость должна испытать расщепление (рис. 4). Каждый из обоих моментов имеет в поле 3 составляющих для квантового числа 1, на нашем рисунке предположено, что магнитный момент вращения и вызванное им отклонение S_R значительно меньше, чем другие S_p . С дей-

ствительно примененными лучами с максвеловским распределением скоростей, каждой черте на нашем рисунке (за исключением средней) соответствует максвеловская кривая, измеренная интенсивность является наложением этих кривых.

Принципиально возможно из измеренного распределения интенсивностей определить обе неизвестные S_P и S_R (рис. 4), но это

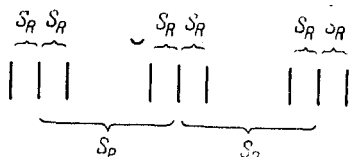


Рис. 4. Теоретически ожидаемое расщепление луча орто- H_2 -молекул, имеющих одинаковую скорость при низких температурах (ротационное квантовое число 1).

предполагало бы очень большую точность измерений. Поэтому одну из неизвестных — момент вращения S_R мы определили следующим путем: мы исследовали чистый пара- H_2 кроме температуры жидкого воздуха, также и при более высоких температурах (твердый CO_2 , т. е. $195^\circ K$ и комнатная температура $292^\circ K$). При температуре жидкого воздуха, как и следовало ожидать, он оказался немагнитным*, при более высоких температурах он обнаруживал момент, происходящий от высших вращательных квантовых состояний. Мы вычислили по формуле Больцмана вероятность таких квантовых состояний: если мы обозначим ротационно-квантовое число через n , то вычисление даст, что при $T = 95^\circ$, 73% молекул имело $n = 0$ и 27% $n = 2$. При комнатной температуре ($T = 292^\circ$) находим $52,5\%$ с $n = 0$, $46,1\%$ с $n = 2$ и $1,4\%$ с $n = 4$. В предположении, что входящие в магнитный момент составляющие все являются целыми кратными (см. рис. 5) основного момента, что выражает $n = 1$, мы можем этот основной момент получить из измерений, и он оказывается равным одному ядерному магнетону или немного меньше. Допускается, что этот момент равен ротационному моменту одноквантового ортоводорода. Если теперь с этой величиной ротационного момента вычислим из наших измерений зависящий от протонов момент, обычного орто- H_2 , то он окажется равным приблизительно четырем ядерным магнетонам на орто- H_2 -молекулу. Таким образом магнитный момент протона оказывается равным не одному, а двум ядерным магнетонам. Численное значение этой величины не очень точно, оно может оказаться равным и 3, но, повидимому, значение этой величины, равное единице, не совместимо с измерением.

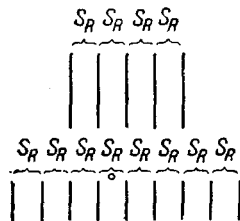


Рис. 5. Теоретически ожидаемое расщепление луча пара- H_2 -молекул, имеющих одинаковую скорость для ротационных квантовых чисел 2 (наверху) и 4 (внизу).

* Незначительная примесь магнитных молекул, вероятно, объясняется загрязнением (3—4%) молекулами орто- H_2 .

О ротационном моменте можно еще сказать следующее: по началу мы делали измерение только с обыкновенным H_2 и пробовали для момента вращения подставить теоретически вычисленную величину. По предложению Ферми, Бете рассчитал электрический момент инерции H_2 молекулы. В предположении, что H_2 молекула вращается как твердое тело, он получил (для ротационного квантового числа 1) для момента вращения величину, близкую к 3 ядерным магнетонам. Только позже мы дошли до того, что вышеописанным путем можно непосредственно экспериментом определить момент вращения путем прямых измерений на чистом пара- H_2 .

Эти измерения, как указано, дали величину, не большую одного ядерного магнетона. Так как это расхождение далеко выходит как за пределы ошибок опыта, так и теоретической погрешности, мы снова обратились к Ферми, который тогда высказал следующее: допущение, что H_2 молекула вращается как твердое тело не приемлемо. Нужно предполагать, что электронная оболочка при вращении отстает („скользит“). Оценка этого эффекта, сделанная по предложению Ферми Викком, дала, что момент вращения должен лежать между 0,35 и 0,92 ядерного магнетона; мы хотели бы предположить, что истинное значение лежит ближе к верхней границе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frisch R. und Stern O., Ztschr. f. Phys., **85**, 4, 1933.
 - 1a. Estemann I. und Stern O., Ztschr. f. Phys., **85** 17, 1933.
 - Wick G. C., Ztschr. f. Phys., **85**, 25, 1933.
 2. Knauer und Stern, Ztschr. f. Phys., **39**, 780, 1926.
 3. Knauer und Stern, Ztschr. f. Phys., **53**, 763, 1929.
-