

539.121.43

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА *)

(Исторический очерк)

П. Каш

Электрон является (и, вероятно, навсегда останется) одной из самых фундаментальных частиц во Вселенной. Электронов столько же, сколько и всех других частиц, за исключением, быть может, нейтрино. Возможно, что нейтрино больше, чем электронов, но я не специалист в этом вопросе. Электрон обладает строго определенным зарядом и массой покоя.

Сэр Дж. Дж. Томсону, одному из величайших физиков-экспериментаторов своего времени, приписывается заслуга открытия электрона в 1897 г. Однако, невзирая на все его достижения, Томсон отнюдь не открыл электрон. В действительности, с помощью остроумного эксперимента, он показал, что носитель отрицательного заряда в электрическом токе, каким бы он ни был, обладает постоянным и, по представлениям того времени, неожиданно большим отношением заряда к массе. Хотя Томсон знал приблизительно величину заряда электрона, он не мог привести убедительного доказательства того, что именно заряд остается постоянным.

Потребовалась дальнейшая работа (в особенности отметим статью Роберта Милликена ¹, опубликованную в 1911 г.), чтобы доказать, что заряд электрона, взятый в отдельности, не меняется, а следовательно, масса электрона постоянна. Только после этого электрон приобрел четко определенные свойства. И наконец, с появлением боровской теории атома водорода было достигнуто понимание того, что заряд и масса по отдельности постоянны, если постоянно их отношение.

Следующий шаг в описании свойств электрона был сделан С. А. Гаудсмитом и Г. Е. Уленбеком ² в 1925 г. Они ввели два постулата: а) электрон обладает внутренним моментом импульса, равным $h/4\pi$; б) он обладает магнитным моментом, равным $eh/4\pi mc$. Последняя величина называется магнетонем Бора, который принято обозначать через μ_0 . Если спиновый магнитный момент электрона обозначить через μ_s , то $\mu_s = \mu_0$.

Постулаты Гаудсмита и Уленбека были исключительно важны для развития физических представлений в атомных масштабах. Они были выдвинуты на основе критического анализа оптических спектров атомов и, в частности, спектров, наблюдаемых в эффекте Зеемана. Подобно всем

*) P. Kusch, The Electron Dipole Moment — a Case History, Phys. Today 19, 23 (1966). В оригинале — аннотация: «Аномальный магнитный момент электрона играет большую роль в квантовой электродинамике и при изучении свойств элементарных частиц. История открытия его — в значительной степени история развития техники использования молекулярных пучков, которая была изобретена отнюдь не только для этой цели. Именно в процессе этого развития и появилось расхождение с теорией, которого никто не ожидал. Это позволило дать ответ на вопрос, который никто не задавал». Перевод И. М. Дрёмина.

действительно важным физическим идеям, они не явились следствием из существовавшей тогда теории. Они были выдвинуты *ad hoc* (произвольно), потому что согласовались с имевшимися данными и могли быть проверены с помощью соответствующих экспериментов. Эти постулаты, несомненно, принадлежат к действительно великим идеям физики. Гаудсмит и Уленбек сделали больше, чем кто-либо после, а возможно, и до них для нашего понимания электрона. В 1928 г. П. А. М. Дирак сформулировал релятивистски-инвариантную квантовую механику. Было показано, что оба утверждения Гаудсмита и Уленбека являются следствиями квантовой механики Дирака. Из произвольных предположений они превратились в часть великолепного творения человеческого разума, справедливость которого была блестяще подтверждена серией экспериментальных результатов.

Не был обойден и важный физический вопрос: равны ли μ_s и μ_0 ? В 1925 г. Эрнст Бак и Альфред Ланде измерили μ_s и пришли к выводу, что он равен μ_0 с точностью до ошибок эксперимента, которые оценивались порядка одной тысячной от μ_0 . Из того, что мы знаем сейчас, мы можем сказать, что обнаружить расхождение между величинами μ_s и μ_0 при такой точности эксперимента не было никаких шансов. Вклад Ланде в квантовую теорию очень важен. Его имя чаще всего встречается в сочетании «*g*-фактор Ланде» *) — отношение (взятое с обратным знаком) магнитного момента в единицах μ_0 к угловому моменту в единицах $\hbar/2\pi$. Для электрона он равен 2, точнее, был равен до открытия аномального магнитного момента электрона.

В 1934 г. Кинслер ³ провел исследования эффекта Зеемана в неоне в 3P_1 - и 1P_1 -состояниях. У неона $Z = 10$. 99,74% естественного неона состоит из двух изотопов с атомными числами 20 и 22. Таким образом, сверхтонкая структура отсутствует, и наблюдения эффекта Зеемана намного упрощаются. Оба состояния обладают одной и той же электронной конфигурацией $1s^22s^22p^53s$ и являются единственными состояниями с $J = 1$. Если предположить рассел-саундерсовскую связь, то для 3P_1 имеем $g_J = g_L/2 + g_s/2$, а для 1P_1 $g_J = g_L$. Не мудрствуя лукаво, можно было бы предположить, что g_J удастся измерить в обоих состояниях, и тогда $2g_J(^3P_1) - g_J(^1P_1) = g_s$.

Но все это хорошо, если только заранее известно, что связь — типа *LS*, или Рассела — Саундерса. Можно, однако, сделать еще лучше. Существует правило сумм, которое устанавливает независимость от схемы связи суммы значений g_J для всех состояний с одинаковым полным моментом J данной электронной конфигурации. Согласно этому правилу

$$g_J(^3P_1) + g_J(^1P_1) = \frac{3g_L}{2} + \frac{g_s}{2}.$$

Для этой суммы Кинслер получил значение $2,5017 \pm 0,0016$. Считалось, что в пределах указанных ошибок эксперимента этот результат находится в согласии со значением 2,5000, предсказываемым на основе принятых тогда *g*-факторов электрона. Если исходить из наших сегодняшних знаний, т. е. из основных положений современной физики, то эта сумма должна быть равна 2,5012.

Утверждения Гаудсмита и Уленбека были приняты на веру, особенно после того, как они были получены из уравнения Дирака. Возможно, их и надо принимать на веру. Физика не знает других критериев истины, кроме результатов наблюдений. А до второй мировой войны не было извест-

*) Эту величину называют также множителем Ланде или гиромагнитным множителем. (Прим. перев.)

но никаких явлений, которые поставили бы под сомнение эти предположения.

И лишь в 1948 г. впервые было четко указано на расхождение с ними: был обнаружен аномальный магнитный момент электрона. По современным понятиям, экспериментальная техника 1947—1948 годов была примитивной, чрезвычайно примитивной. Однако аномальный магнитный момент электрона можно было бы обнаружить даже задолго до этого, если бы хоть кто-нибудь поставил эту проблему. Скажем, еще в 1939 г. с помощью доступной тогда техники эксперимента можно было достаточно точно измерить магнитный момент электрона. Всякий действительно новый и фундаментальный результат в науке требует от экспериментатора, помимо проникновения в вопрос, мастерства и достаточного воображения, энтузиазма, энергии и множества других качеств. Однако правильная постановка вопроса почти всегда должна предшествовать процессу продуктивного экспериментирования.

РАЗВИТИЕ МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Я вкратце хочу обсудить развитие той экспериментальной методики, обычно называемой методом молекулярных пучков, которая позволила обнаружить аномальный магнитный момент электрона. Метод молекулярных пучков позволяет (при наличии некоторой изобретательности) исследовать ряд свойств атомов и молекул, которые не связаны с их взаимодействием с другими атомами и молекулами. При всех поразительных усовершенствованиях в технике и методике экспериментальной физики за последние пятьдесят лет трудно было бы найти другой столь же общий метод, который позволил бы точнее исследовать свойства атомов и молекул.

Метод молекулярных пучков (в это понятие включаются и атомные пучки) — это не просто техника эксперимента. Одно время он носил даже отпечаток мистики. Лишь «избранники небес» могли справиться с ним. У этого метода были свои поклонники, и все энтузиасты были служителями одного культа. Они не пользовались старой методикой только потому, что новая отнимала у них все время. По мере развития физики появились другие методы, при помощи которых можно сделать то, что некогда можно было получить лишь техникой молекулярных пучков. Поэтому культ молекулярных пучков постепенно сошел на нет.

В 1911 г. Л. Дюнуайе⁴ описал способ получения атомных пучков. По тем временам этот способ нельзя было считать тривиальным: в конце концов, ртутный диффузионный насос был изобретен лишь в 1915 г. Эксперименты Дюнуайе показали, что в вакууме атомы движутся по прямым линиям: объекты, помещавшиеся на пути атомов, вылетающих из маленького отверстия, отбрасывали очень четкие тени.

Наиболее известным из экспериментов того времени является эксперимент Отто Штерна и Вальтера Герлаха, поставленный в 1921 г. Он привел к поразительному подтверждению правильности понятия (которое является важной составной частью квантовой теории) о квантовании момента импульса вдоль направления магнитного поля. Согласно квантовой теории момент импульса не может ориентироваться произвольным образом при наличии магнитного поля. Он может быть направлен лишь так, чтобы проекция его на направление поля была равна целому кратному от $\hbar/2\pi$.

В эксперименте Штерна — Герлаха пучок атомов серебра испускается источником через узкое отверстие, а затем коллимируется на некотором значительном расстоянии от него. Пучок атомов серебра проходит до коллимации через неоднородное магнитное поле, создаваемое магнитом,

форма полюсов которого схематично изображена на рис. 1. Хотя поле и неоднородно, но в среднем оно направлено слева направо.

Рассмотрим атом, у которого один из электронов обладает орбитальным моментом импульса, равным точно $h/2\pi$. Согласно нашим правилам

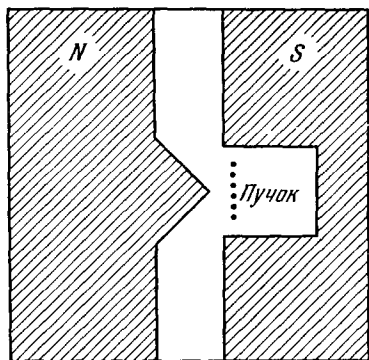


Рис. 1. Форма полюсов магнита с неоднородным магнитным полем. Эксперимент Штерна — Герлаха.

этот момент должен быть параллелен или антипараллелен полю. Специальное правило квантовой механики исключает направление, перпендикулярное к полю, когда компонента момента импульса равна нулю. Таким образом, атомы испытывают воздействие в одном направлении или в противоположном ему. Величина приложенной силы будет одна и та же для всех атомов, но время, в течение которого она действует на них, будет разным для атомов с различными скоростями. Эффект квантования проявился в том, что интенсивность потока частиц, попавших на экран, расположенный за магнитом, имела распределение, показанное на рис. 2. Если бы не было никакого квантования и все ориентации углового момента по отношению к полю были равноправны, то при включенном поле кривая оказалась бы

шире, нежели кривая в отсутствие поля, но не имела бы двух максимумов. Согласно экспериментального результата с ожидаемым было идеальным.

На самом деле Штерн и Герлах сделали не совсем то, что они думали. Основное состояние атома серебра мы называем сейчас $^2S_{1/2}$ -состоянием. Орбитальный момент импульса равен нулю, а полный момент импульса равен спиновому моменту импульса одного электрона вне заполненной оболочки. Теперь бы мы сказали, что две компоненты пучка обусловлены квантованием спинового углового момента этого электрона по полю, т. е. $m_s = \pm 1/2$.

Хотя в то время наличие спина у частиц еще не было постулировано и эксперимент был интерпретирован в рамках неверной модели, он, тем не менее, был очень важным. Магнитный момент, действительно, обладает только двумя возможными проекциями на направление поля. Доказательство физической реальности квантования моментов было получено весьма непосредственно. Следует отметить, что эксперимент Штерна — Герлаха обладал особенностью, характерной для многих экспериментов с атомными пучками. Работа проводилась с основным, одноэлектронным состоянием. В то же время было получено огромное количество спектроскопических данных (которые играли существенную роль в дальнейшем развитии квантовой теории) относительно частот переходов между различными электронными состояниями, далеко отстоящими друг от друга.

В 1927 г. в лаборатории Штерна появился молодой талантливый ученый Исидор И. Раби. Проведя два года в Европе, Раби перешел на работу

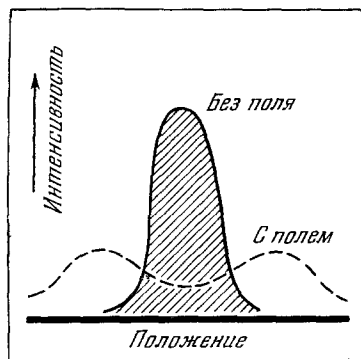


Рис. 2. Распределение интенсивности потока частиц в эксперименте Штерна — Герлаха.

в Колумбийский университет, где начал заниматься молекулярными пучками. С самого начала работа велась очень успешно, и им было выполнено много первоклассных исследований. Я не буду описывать все эти работы, а остановлюсь лишь на тех, которые явились важным вкладом в наши представления об атомах.

В 1937 г. Раби выдвинул очень важную идею. Его открытие метода магнитного резонанса для молекулярных пучков, в известном смысле, послужило истоком почти всей современной спектроскопической техники — метода ядерного магнитного резонанса, микроволновой спектроскопии, оптической накачки, парамагнитного резонанса и многих других спектроскопических методов. Метод Раби, в своей основе спектроскопический, в то же время был первым методом, в котором работа велась с радиочастотным полем. До этого в спектроскопии работали лишь с оптическими частотами (или длинами волн), т. е. с частотами оптической части спектра.

При оптических частотах основной вклад в энергию перехода всегда дает электростатический член, соответствующий разности энергий двух электронных состояний, а это практически не очень интересно. Наибольший интерес в 1937 г. вызывало расщепление уровней атомов или молекул в основном состоянии и последующее расщепление каждой компоненты уровня в магнитном поле. С помощью нового метода удалось обнаружить такие детали, касающиеся энергетических уровней, которые были совершенно недоступны для наблюдения при применявшейся ранее методике.

Например, были обнаружены даже те крошечные расщепления уровней, которые возникают при переходе атома из одного электронного состояния в другое.

Конечно, эффект Зеемана и сверхтонкая структура были обнаружены уже при исследованиях в оптическом спектре. Однако расщепления оказались повсюду очень небольшими, и многие из тех эффектов, которые сейчас кажутся обычными, не удавалось обнаружить даже качественно. Например, лэмбовский сдвиг в атоме водорода, который равен примерно 1000 Мгц или $1/30 \text{ см}^{-1}$, в оптическом диапазоне частот обнаружен не был.

В последовательности идей, которые привели к созданию метода магнитного резонанса для молекулярных пучков, а также в использованной аппаратуре не было ничего, что помешало бы открыть и применить этот метод примерно на восемь лет раньше. Надо было иметь достаточно хороший вакуум, чтобы средний свободный пробег молекул был порядка метра или более. Но такие пучки были получены еще в двадцатых годах. Рассеяние не представляло непреодолимой преграды. При соответствующей заботе о чистоте и правильном использовании насосов можно было получить вполне приличный вакуум. Неоднородные отклоняющие поля в установке Раби были значительно лучше тех, что применялись Штерном. Однако и они могли бы быть построены за полвека до того, как Раби сконструировал свой первый молекулярный спектрометр⁶.

Важной составной частью любой установки для работы с атомными или молекулярными пучками является детектор. Существовало множество детекторов разных типов. Но лишь с 1929 г., когда Дж. Б. Тейлор⁷ предложил детектор, использующий поверхностную ионизацию, оказалось возможным быстро, эффективно и раздельно детектировать потоки атомов щелочных металлов или молекулы, содержащие такие атомы.

Особенно важным было изобретение детектора с горячей нитью для атомов с низким потенциалом ионизации. Принцип его работы вкратце можно описать следующим образом. Если атом падает на нагретую поверхность с работой выхода больше, нежели потенциал ионизации атома,

то атом ионизируется. Если приложить соответствующую разность потенциалов между нагретой поверхностью и коллектором, то поток атомов к детектору вызовет ионный ток на коллектор. Работа выхода чистого вольфрама равна примерно 4,5 эв. Поэтому можно легко детектировать атомы таких элементов, как цезий, рубидий и калий, потенциалы ионизации которых ниже 4,5 эв. Если окислить поверхность вольфрама, то работа выхода возрастет. Таким способом удалось успешно детектировать потоки атомов галлия (потенциал ионизации которых равен 6,1 эв). Весьма существенно, что детектор совершенно нечувствителен к тем атомам и молекулам, которые всегда есть внутри установки даже при наилучшем вакууме. Кроме того, детектор работает быстро и для всех реальных интенсивностей пучков обладает линейной характеристикой. Применение современной техники позволяет проводить отбор и детектирование любых атомов, однако в общем случае процесс значительно усложняется и становится менее эффективным. Без детектора, изобретенного Тейлором, все рассматриваемое направление развивалось бы значительно медленнее.

Наконец, стали доступны для экспериментаторов электронные генераторы с частотами вплоть до многих мегагерц. Поэтому основной причиной того, что этот метод не был изобретен раньше, служит просто то, что никто об этом не думал. Подобно многим открытиям этот метод кажется очевидным после того, как он изобретен. Но для того, чтобы предложить новый действенный спектроскопический метод, нужно было не только связать воедино отдельные составные части, но и мысленно увязать идею об отражении частиц с новой спектроскопической техникой.

Любой спектроскопический метод, включая и метод магнитного резонанса для молекулярных пучков, служит всего лишь для ответа на вопрос: «Имеет ли место переход с данной частотой или такой переход отсутствует?» При более изощренной постановке вопроса уже не достаточно ответов «да» или «нет», а требуется указать вероятность того или иного перехода.

УСТАНОВКА РАБИ

В установке Раби поток атомов или молекул испускается источником во всех возможных направлениях, затем проходит через коллимирующую щель (при этом его угловая апертура существенно уменьшается) и, наконец, попадает на детектор. Все это происходит в очень хорошем вакууме. В самом первом варианте установки расстояние между источником и детектором было равно 245 см. Это связано с тем, что установка была построена из деталей и частей, оставшихся от другого эксперимента. Никаких усилий для достижения оптимальных характеристик не предпринималось. Установка продемонстрировала, что предложенная схема вне всяких сомнений работоспособна. Характерный магнитный момент молекул порядка ядерного магнетона μ_N , т. е. около $\mu_0/1836$, и потому можно было бы взять расстояния порядка 150 см. Для атомов момент порядка μ_0 , и расстояние, в принципе, могло бы быть совсем малым, около нескольких миллиметров. В любом случае нужен очень хороший вакуум, чтобы средний свободный пробег был достаточно большим.

Чтобы рассказать о принципе действия установки, рассмотрим атом, у которого вне заполненной оболочки имеется только один электрон со спином $s = 1/2$, т. е. атом в $^2S_{1/2}$ -состоянии. Спин ядра равен нулю. Такого атома нет в природе, однако упрощающие предположения окажутся для нас полезными. В качестве альтернативы можно было бы выбрать и двухатомную молекулу, у которой относительный орбитальный и спиновый электронные моменты импульса равны нулю, а спины ядер равны

соответственно $1/2$ и 0 . Мы будем говорить об атоме, однако все сказанное с равным правом можно будет применить и к молекуле, если соответствующим образом изменить обозначения. Метод в том виде, как он был описан в первом печатном сообщении о нем 15 февраля 1938 г. ⁸, применялся только к молекулам. И лишь два года спустя была сделана работа с использованием атомных пучков.

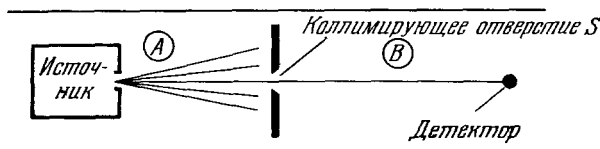


Рис. 3. Схема установки с молекулярным пучком. Путь пучка указан для случая, когда магнитов нет.

У атома в основном состоянии имеется только один уровень, который при наличии магнитного поля расщепляется на два. Магнитное квантовое число электрона равно $m_s = +1/2$ или $-1/2$. Энергия атома в магнитном поле есть $W = m_s g_s \mu_0 H$. Для электрона $\mu_s = \mu_0$ с хорошей степенью точности, однако магнитный момент направлен противоположно моменту импульса. Соответственно с хорошей точностью $g_s = +2$. Магнитный момент любой системы равен $-dW/dH$. При $m_s = +1/2$ имеем $\mu = -\mu_0$, а при $m_s = -1/2$, $\mu = +\mu_0$. Это легко понять. Действительно, когда $m_s = +1/2$, момент импульса параллелен полю, а поскольку магнитный момент направлен в обратную сторону, он отрицателен.

Включим теперь между источником и коллимирующим отверстием (в области А на рис. 3) неоднородное магнитное поле. Форма магнитных полюсов была цилиндрической, совпадающей с эквипотенциальной поверхностью двух параллельных проволок, по которым течет ток в противоположных направлениях ⁹. Магнит в разрезе изображен на рис. 4. Радиус R может быть от $1,25$ мм до 1 см. Пусть поле направлено вверх, а градиент поля dH/dz — вниз. Так как сила, действующая в направлении z , равна $\mu \frac{dH}{dz}$, то на атомы пучка с $m_s = +1/2$ она будет действовать

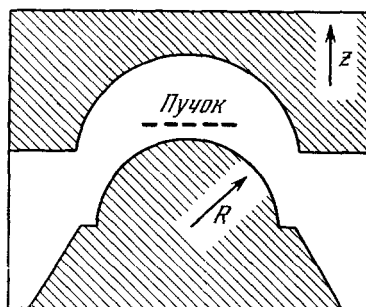


Рис. 4. Форма полюсов магнита в установке Раби.

в положительном направлении оси z , а на атомы с $m_s = -1/2$ — в обратном направлении. Если изменить направление градиента поля, не меняя самого поля, то и направление действия силы изменится на обратное. Именно это делают в области В на рис. 3. При соответствующем выборе градиента и длин разных частей установки, все атомы окажутся вновь сфокусированными на детекторе независимо от величины m_s и от их скорости (рис. 5). Непосредственно очевидно, что атомы не попадут на детектор, если где-либо в области между А и В они будут испытывать переходы из состояний с $m_s = 1/2$ в состояния с $m_s = -1/2$. Из-за исключительно малой разницы энергий этих двух состояний никаких спонтанных переходов такого типа не должно быть.

Магнит С создает однородное магнитное поле, величина которого может быть выбрана совершенно независимо от полей в областях А и В. Однако по направлению поле С выбирается совпадающим с полями А

и B , чтобы не менять направления квантования атома. Наложив перпендикулярно к этому постоянному полю еще и переменное магнитное поле с подходящей амплитудой и частотой, равной разности энергий двух рассматриваемых уровней, деленной на \hbar , можно добиться того, чтобы все атомы с некоторой данной скоростью испытывали переходы с одного

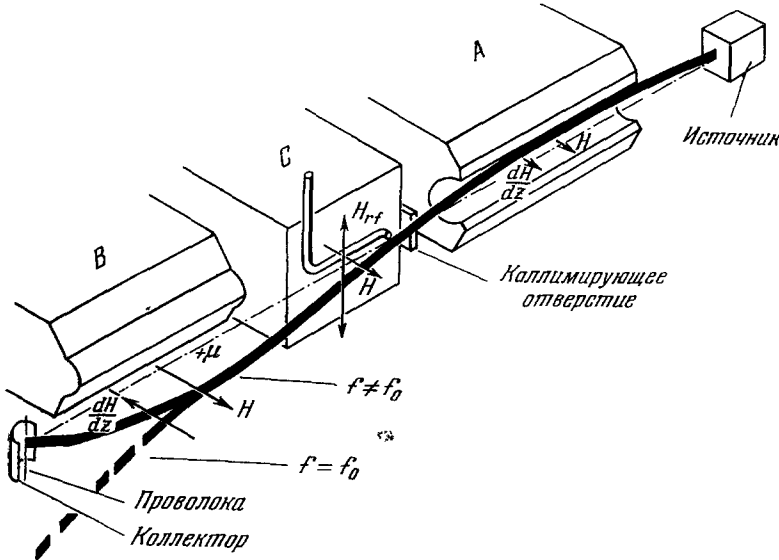


Рис. 5. Установка Раби.

уровня на другой (рис. 6). Если на детекторе измерять интенсивность пучка как функцию частоты, то при частоте $f_0 = \Delta W/\hbar$ должен наблюдаться минимум. Помимо всего, если бы эксперимент, который я описываю, удалось провести, то однозначно был бы определен и спин электрона, так как

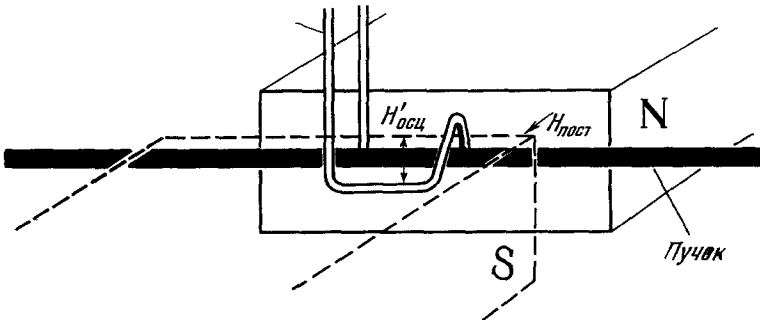


Рис. 6. Получение переменного поля.
Часть области C на рис. 5.

$f_0 = g_s \mu_0 H/\hbar$. Задача заключается лишь в точном измерении величины поля H и в определении постоянной μ_0/\hbar . Но атома, описываемого мною, в природе не существует.

Следует заметить, что расстояния вдоль пучка — порядка нескольких десятков сантиметров, а отклонения пучка от оси распространения его — порядка нескольких тысячных долей сантиметра.

Как только основная идея, которую я изложил, выяснена, то можно искать многочисленные видоизменения ее, которые облегчили бы постановку эксперимента. Главное заключено в том, что наличие переходов

можно определить по разнице в траекториях атомов и молекул в зависимости от того, происходят переходы или их нет, и что переходы можно вызывать переменным полем с соответствующей поляризацией, амплитудой и частотой.

Разрешение по частоте в оптической спектроскопии ограничено временем жизни возбужденного состояния (а очень часто и эффектом Доплера). В описанных выше методах все состояния обладают практически бесконечным временем жизни. Более того, влияние эффекта Доплера можно практически устранить. Ширину резонансных линий можно сделать сколь угодно малой, просто воздействуя на атом или молекулу переменным полем в течение времени, задаваемого принципом неопределенности; для этого требуется достаточно долгое время пролета в поле C . В свою очередь это накладывает все возрастающие требования на качество вакуума, качество изготовления установки и на чувствительность детектора, так как интенсивность детектируемого пучка падает обратно пропорционально квадрату расстояния между источником и детектором.

ЯДЕРНЫЕ МОМЕНТЫ И СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА

Расщепление уровней основных состояний атомов и молекул и последующее расщепление их в магнитном поле (в случае молекул интерес представляет и расщепление в электрическом поле) дают возможность получить целый набор сведений о ядрах: спины, магнитные дипольные моменты и электрические квадрупольные моменты. Можно определить также взаимодействие ядра с электронной оболочкой по так называемой «сверхтонкой структуре». Все это можно найти с точностью, намного превосходящей самые радужные надежды оптиков-спектроскопистов. Это очень похоже на то, как если бы вы вдруг увидели через хороший микроскоп объект, который раньше вы наблюдали лишь невооруженным глазом.

Работа продолжалась с 1937 по 1941 год, после чего все академические исследования в Соединенных Штатах были приостановлены. В то время это исключительно успешное экспериментальное начинание совсем не привлекало внимания; никто не хотел повторить его, не говоря уже о том, чтобы продвигаться в этой области.

В силу многих обстоятельств мы могли бы опередить любых конкурентов. Но не было даже подражателей, которые просили бы нашей помощи. Это была поразительная ситуация, совершенно немыслимая в современных условиях. В течение целого года мы, сотрудники колумбийской группы, были единственными учеными во всем мире (и насколько я знаю, во всей Вселенной), которые могли систематически измерять магнитные дипольные моменты ядер. Это были изумительные условия для работы.

За это время мы провели ряд успешных работ. Прежде всего, были измерены магнитные дипольные моменты ядер. Первым было взято ¹⁰ ядро Li^7 . Для первой попытки выбор оказался удачным. Все первоначальные измерения ядерных моментов были проведены при изучении молекул. Молекулярные уровни фактически обладают весьма сложной структурой, но это не существенно. Важно было лишь то, что мы могли измерять дипольные моменты. Было не очень существенно и то, что резонансные кривые имели иногда вид, не соответствовавший нашим оценкам, выполненным с помощью довольно бесхитростных моделей. Вся прелесть метода определения магнитных дипольных моментов ядер из наблюдений над молекулами в том и состояла, что их удавалось получить из экспериментальных данных путем простейших вычислений и практически независимо от используемой теоретической схемы. И это в то время, как определение магнитных моментов ядер из наблюдаемой сверхтонкой структуры требовало

существенного использования теоретических сведений, которые могли рассматриваться лишь как приближенные.

Нельзя сказать, чтобы мы не замечали необычной формы резонансных кривых. Все они оказались не только слишком широкими, но еще и асимметричными. Сидней Миллмен, являющийся ныне руководителем физических исследований в лабораториях телефонной компании «Белл», принимал участие в этой работе с 1937 по 1941 год. Однажды он обдумывал эту проблему во время своей поездки в нью-йоркском метро, а когда он вышел из метро, то ответ уже был готов. Оказывается, что конфигурация переменного магнитного поля, использованная нами, была такова, что это приводило к увеличению вероятности перехода на одной или на другой стороне обычной резонансной кривой в зависимости от знака магнитного момента. Асимметрия вместо таинственной неприятности обернулась полезной характеристикой, которая позволяла определить знак дипольного момента. Этот эффект известен под названием эффекта Миллмена¹¹. Открытие было сделано случайно в том смысле, что оно было обусловлено неидеальным устройством установки.

Были проведены важные исследования молекулярного водорода. При этом были измерены магнитные моменты протона и дейтона¹². Поистине поразительным результатом проделанной работы оказалось открытие квадрупольного момента дейтона (отклонения от сферичности в распределении заряда)¹³. Эти эксперименты потребовали чрезвычайной виртуозности от экспериментаторов. Детектор Тейлора, описанный выше, нельзя применять для детектирования водорода. Вместо него используется прибор Пиранни, который не очень чувствителен и не смог бы удовлетворить всем требованиям, если бы в обращении с ним не было проявлено много искусства.

В 1939 г. мы начали работы по сверхтонкой структуре атомов¹⁴. Была определена сверхтонкая структура всех легко доступных изотопов всех атомов щелочных металлов, а также индия. Непосредственно перед войной Джеральд Закариас¹⁵ измерил спин ядра K^{40} — очень редкого радиоактивного изотопа калия. Значение этой работы состоит в том, что она представляла собой шаг вперед в развитии нашей методики; это позволило определять спины и дипольные моменты ядер исключительно редко встречающихся атомов. Следует добавить, что спин ядра K^{40} сам по себе представляет значительный интерес.

Одна из последних основных работ, опубликованных до войны, была сделана Миллменом и мною и носила название «Точное измерение магнитных моментов ядер»¹⁶. Измерялись одновременно магнитное поле, в котором исследовалась молекула, и частота резонанса. По этим данным, а также через некоторые фундаментальные константы, можно было вычислить момент ядра. Проблема состояла в том, чтобы как можно более точно измерить магнитное поле в условиях вакуума. Это само по себе представляет трудную экспериментальную задачу. Мы заметили, что необходимость в измерении магнитного поля отпадает, если в одном и том же поле измерить ядерный резонанс и электронный резонанс. Отношение частот этих резонансов немедленно дает отношение момента ядра к магнитному моменту электрона. Конечно, каждый из нас был уверен, что магнитный момент электрона равен μ_0 .

Схема эксперимента была добротной и сыграла свою роль (несмотря на некоторые недоразумения) в открытии аномального магнитного момента электрона.

Резонансная частота для молекул, у которых нет электронного момента импульса, а спин и момент ядра, соответственно, есть I и μ_N , равна $f_N = g_N \mu_0 H / h$, где $|g_N| = \mu_N / \mu_0 I$. Атом, у которого спин ядра равен

нулю, а сверх заполненной электронной оболочки имеется только один электрон, т. е. атом в ${}^2S_{1/2}$ -состоянии, обладает резонансной частотой, равной $f_s = g_s \mu_0 H / h$, где $|g_s| = 2\mu_s / \mu_0$. Даже если спин ядра не равен нулю и имеется сверхтонкая структура, величину f_s можно определить из измерений частот наблюдаемых линий. Тогда $f_N / f_s = g_N / g_s$. Если положить $g_s = 2$, то можно найти g_N . Об эксперименте, поставленном на основе этого предложения, сообщалось в статье, написанной Миллменом и мною. Значения g_N , полученные таким способом, оказались примерно на 0,12% больше, чем величины, полученные в более ранних работах, где измерялось только f_N в измеренном поле H . В то время это служило всего лишь основанием для того, чтобы поздравить самих себя, так как указывало, что поле на самом деле было измерено с такой точностью, на которую мы и не могли надеяться. Когда позже стало известно, что g_s больше 2 примерно на 0,12%, я мгновенно вернулся к этому эксперименту. Оказывается, ошибка в измерении магнитного поля была примерно $0,12\% + 0,12\%$, т. е. около одной четверти процента. Итак, если бы мы использовали правильное значение g_s , то окончательное значение g_N было бы все-таки выше. Все же точность измерения поля была весьма похвальной.

Война положила конец всем исследованиям, которые не имели непосредственного отношения к нуждам того времени. Было бы неверным считать, что то щедрое финансирование, которое физика получает сейчас, началось сразу же после войны. На самом деле в то время вся аппаратура была демонтирована и физикам-экспериментаторам приходилось начинать со сбора кусков и остатков.

Во всяком случае я продолжал работу по изучению сверхтонкой структуры. Одной из первых задач, изученных мною совместно с Гордоном Беккером¹⁷, было определение сверхтонкой структуры галлия. Этот замечательный элемент обладает основным состоянием типа ${}^2P_{1/2}$ и метастабильным состоянием ${}^2P_{3/2}$, которое расположено выше основного на 826 см^{-1} . При температуре 1600° К около 50% атомов находятся в верхнем состоянии. Этот предмет может показаться скучным, но именно знание свойств атома в этих двух состояниях было в конце концов важно для первого измерения аномального магнитного момента электрона. Состояние ${}^2P_{1/2}$ индия было изучено еще до войны Миллменом и Харди¹⁸.

Исключительно важный эксперимент (посвященный сверхтонкой структуре водорода и дейтерия) был проведен Раби и его студентами Дж. Э. Нейфом и Э. Б. Нельсоном вскоре после войны. Значение их измерений состоит в том, что в этом случае на основе известных свойств протона и электрона с использованием ряда фундаментальных постоянных сверхтонкое расщепление вычисляется достаточно точно. Основное состояние ${}^2S_{1/2}$ расщепляется при взаимодействии магнитного дипольного момента ядра с магнитным полем электрона на две составляющие. Разность энергий уровней $F = 1$ и $F = 0$ отвечает частоте, равной $1420,406 \text{ Мгц}$. Эта величина определена теперь с точностью, с какой определена сама секунда. В магнитном поле каждый из уровней еще расщепляется примерно так, как показано на рис. 7. Измерив две частоты перехода в одном и том же магнитном поле (скажем, $F = 1, m = 0 \leftrightarrow F = 0, m = 0$ и $F = 1, m = 1 \leftrightarrow F = 0, m = 0$), можно определить расщепление в отсутствие поля. Следует подчеркнуть, что эксперимент оказался весьма сложным, так как молекула водорода очень прочна, а детектирование водородного потока довольно трудно.

Несмотря на все трудности, Нейф и Нельсон¹⁹ измерили разность частот и нашли ее вначале равной $1421,3 \text{ Мгц}$, а затем, более точно, $1420,410 \pm 0,006 \text{ Мгц}$. Поразительно, что вычисленное для нее значение

было равно $1416,97 \pm 0,54$ Мгц. Ошибки как в экспериментальном, так и в теоретическом значениях настолько малы, что трудно допустить, что разница этих величин несущественна. Источник их расхождения может быть далеко не единственным: в том числе — теория сверхтонкой структуры и значения фундаментальных постоянных. Грегори Брейт²⁰ предположил, что возможной причиной расхождения служит отличие μ_s

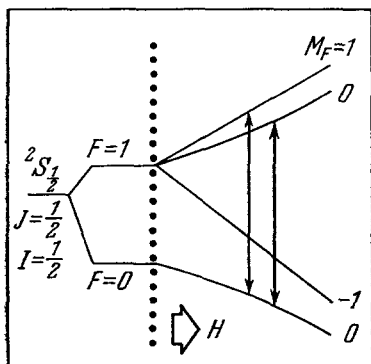


Рис. 7. $2S_{1/2}$ -состояние атома водорода.

Показаны расщепление уровней и переходы между ними под воздействием магнитного поля.

от μ_0 . Это привело бы к изменению вычисленного значения сверхтонкого расщепления в двух отношениях. Пусть $\mu_s = \gamma\mu_0$, где γ — постоянная. Протон с моментом μ_p взаимодействует с электроном, момент которого равен μ_s , с силой, пропорциональной $\mu_p\mu_s$. Миллменом и мною было найдено отношение μ_p/μ_s и значение μ_p в предположении, что $\mu_s = \mu_0$. Тогда истинное значение μ_p равно приведенному в этой работе, умноженному на γ . В конечном счете истинное сверхтонкое расщепление в γ^2 раз больше того значения, которое получалось ранее. Заметка Брейта была опубликована в ноябре 1947 г. в виде письма в «Physical Review», но мы в Колумбийском университете узнали о ней еще раньше. Брейт, подобно всем остальным физикам, очевидно, весьма уважал основы атом-

ОТКРЫТИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЭЛЕКТРОНА

Работа, о которой я расскажу теперь, была проведена мною совместно с Генри Фоли. Было бы совершенно невозможно не заинтересовать этой работой Раби (такой уж он человек). И нужно сказать прямо, работа только выиграла от этого.

Все атомы щелочных металлов в основных состояниях имеют вне заполненных оболочек один s -электрон, а потому находятся в $2S_{1/2}$ -состоянии. Как галлий, так и индий имеют один p -электрон вне заполненных оболочек и потому находятся или в $2P_{1/2}$ -, или в $2P_{3/2}$ -состояниях. Соответственно полному моменту импульса электронов J сопоставляется величина g_J , равная в общем случае $g_J = \alpha_L g_L + \alpha_S g_S$. Если считать связь рассел-саундерсовской, то

$$\alpha_L = \frac{[J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)]}{2J(J+1)}$$

и

$$\alpha_S = \frac{[J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)]}{2J(J+1)}.$$

На основе многих априорных соображений принимается, что приведенные выше выражения справедливы, в действительности, с точностью не меньшей, чем 10^{-4} , для тех атомов, которые мы будем рассматривать. Различные величины, представляющие для нас интерес, в рассматриваемых состояниях приводятся в табл. I. Заметим, что во всех случаях момен-

ты импульса и дипольные моменты атома (записываемые прописными буквами) совпадают с соответствующими величинами для одного электрона (они записываются строчными буквами). Предположим, что $g_L = 1$ и $g_S = 2(1 + \delta_s)$, где δ_s почти бесспорно достаточно мало. Тогда

$$\frac{g_J(^2S_{1/2})}{g_J(^2P_{1/2})} = 3(1 + 2\delta_s),$$

$$\frac{g_J(^2P_{3/2})}{g_J(^2P_{1/2})} = 2(1 + 3\delta_s/2).$$

Очевидно, измерив эти отношения, мы определим величину δ_s . Если бы удалось найти атомы в таких состояниях (со спинами ядер, равными нулю), то проблема оказалась бы очень простой. Фактически же мы изучали атомы щелочных металлов, галлия и индия. Ядра этих элементов обладают спином и магнитным дипольным моментом. Весьма важна также сверхтонкая структура, которая в $^2P_{3/2}$ -состоянии галлия и индия усложняется, помимо всего, электрическим квадрупольным моментом ядер. Мы выбрали для изучения именно эти атомы лишь потому, что их очень легко детектировать; их отбор производится довольно уверенно на фоне большого потока остальных молекул, попадающих на детектор в вакуумной камере. Кроме того, все свойства этих атомов, которые определяют собой их энергетические уровни в магнитном поле, были известны. Зависимость частоты любого перехода с одного уровня на другой от поля всегда дается членом вида $g_J\mu_0 H/h$. Например, член $g_J\mu_0 H/h$ всегда можно записать в указанной форме, если отдельно, независимо от каких-либо предположений о g_J , определено отношение g_I/g_J .

Таблица I

Состояние	S	L	J	α_L	α_S
$^2S_{1/2}$	1/2	0	1/2	0	1
$^2P_{1/2}$	1/2	1	1/2	4/3	-1/3
$^2P_{3/2}$	1/2	1	3/2	2/3	1/3

Задача, таким образом, сводится к тому, чтобы измерить частоту разумным образом выбранных линий атомов в каждом из двух различных состояний. Зная эти частоты и некоторые фундаментальные постоянные, можно найти величину $g_J\mu_0 H/h$. Поскольку использованные нами поля, строго говоря, не были постоянными, но потребовались неоднократные измерения линий атомов в двух различных состояниях, а также линий двух разных атомов. Заметим, что вычисление величины $g_J\mu_0 H/h$ было не очень простым делом. Рассмотрим атом галлия в $^2P_{3/2}$ -состоянии. В этом случае $I = 3/2$ и $F = 3, 2, 1, 0$. Для уровня с $m_F = 0$ четыре энергии даются корнями уравнения четвертой степени относительно $g_J\mu_0 H/h$. Для $m_F = \pm 1$ соответствующие уровни получаются как корни двух кубических уравнений. Будем обозначать состояние через (F, m_F) . Применяя атомы галлия в $^2P_{3/2}$ -состоянии, мы наблюдали линии $(3, 0) \leftrightarrow (3, -1)$; $(3, -1) \leftrightarrow (3, -2)$; $(3, -3) \leftrightarrow (3, -2)$ и $(3, -1) \leftrightarrow (3, -2)$. Для первых двух из них задача состояла в том, чтобы найти такое значение параметра $g_J\mu_0 H/h$, при котором разность между корнями двух уравнений (четвертого и третьего порядков) была бы равна наблюдаемой частоте. Все это надо было сделать весьма аккуратно.

Результаты первого эксперимента были опубликованы ²¹ в «Physical Review» от 15 декабря 1947 г. Заглавие «Письма» было довольно любопытно: «Точное измерение отношения атомных g -факторов в $^2P_{3/2}$ - и $^2P_{1/2}$ -состояниях галлия». В этом заголовке столько же нерешительности в предложении поправки к традиционным физическим канонам, как и в приведенном выше письме Брейта. Тем не менее, из содержания письма

однозначно следовало, что отклонение отношения $g_J(3/2)/g_J(1/2)$ от принятой величины 2 можно было бы объяснить, предположив, что $g_s = 2 \cdot (1,00114)$. Мне сказали, что выдающиеся физики, занимавшиеся этой проблемой, считали, что мы гонимся за чем-то неуловимым и совсем не интересным. Почему мы уверены, что значения g_J , вычисленные из приведенных выше выражений, были абсолютно правильными?

Фоли и я²² сообщили (15 февраля 1948 г.) об измерении отношения значений g_J в $^2S_{1/2}$ -состоянии натрия и $^2P_{1/2}$ -состоянии галлия. Отклонение этого отношения от принятого значения, равного 3, можно было объяснить, предположив, что $g_s = 2 \cdot (1,00122)$.

Согласие между величинами g_s , полученными при объяснении двух экспериментальных значений отношений g -факторов, делает объяснение этого эффекта как следствия некоего возмущения состояний — неприемлемым. Отклонение значения g_J для натрия от g_s , вероятно, пренебрежимо мало. Для объяснения полученного эффекта без изменения обычной величины g_s пришлось бы ввести почти невозможное требование, чтобы оба состояния галлия были возбуждены и притом настолько сильно, чтобы привести к согласию с экспериментом. Мы были достаточно уверены в нашей интерпретации результата, чтобы озаглавить письмо следующим образом: «О внутреннем моменте электрона»²³.

Окончательные результаты приводятся в табл. II. Эти результаты были повсюду восприняты как доказательство наличия у электрона аномального магнитного момента. Его значение было измерено очень точно. Было бы очень странно, если бы возмущения четырех разных состояний были как раз такой величины, чтобы привести в согласие все данные, приведенные в таблице.

Т а б л и ц а II

Экспериментальные значения	δ_s
$g_J(^2P_{3/2} \text{ Ga})/g_J(^2P_{1/2} \text{ Ga}) = 2 \cdot (1,00172 \pm 0,00006)$	$0,00114 \pm 0,00004$
$g_J(^2S_{1/2} \text{ Na})/g_J(^2P_{1/2} \text{ Ga}) = 3 \cdot (1,00242 \pm 0,00006)$	$0,00121 \pm 0,00003$
$g_J(^2S_{1/2} \text{ Na})/g_J(^2P_{1/2} \text{ In}) = 3 \cdot (1,00243 \pm 0,00010)$	$0,00121 \pm 0,00005$
	Среднее = $0,00119 \pm 0,00005$

В том же выпуске журнала «Physical Review», в котором было напечатано второе из этих двух писем, было опубликовано и письмо Юлиана Швингера, где он применил квантовую электродинамику, заново сформулированную им²⁴, для вычисления g_s и получил в результате, что $g_s = 2(1 + \alpha/2\pi) = 2 \cdot (1,00116)$.

Гербертом Таубом и мною еще раньше был начат эксперимент по измерению момента протона в единицах μ_0 . Это было более или менее усовершенствованным повторением довоенного эксперимента, проведенного Миллменом и мною. В силу разных технических причин мы выбрали для измерения отношения g -фактора протона, g_p , в молекулах гидроокиси натрия к g_J цезия в $^2S_{1/2}$ -состоянии и индия в $^2P_{1/2}$ -состоянии. Вновь пришлось измерить сверхтонкую структуру как цезия, так и индия. Было получено²⁵

$$\frac{g_p}{g_J(\text{In})} = 45,6877 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{g_p}{g_J(\text{Cs})} = 15,1911 \cdot 10^{-4}.$$

Имеется гораздо меньше оснований полагать, что $g_J(\text{Cs}) = g_s$, нежели, что $g_J(\text{Na}) = g_s$. Соответственно, мы измерили ²⁶ отношение $g_J(\text{Cs})/g_J(\text{Na})$ и нашли, что оно равно 1,000134. Комбинация всех этих результатов дает

$$\frac{g_J(^2S_{1/2} \text{Na})}{g_J(^2P_{1/2} \text{In})} = 3 \cdot (1,00238).$$

Этот результат находится в превосходном согласии с предыдущими выводами. Стоит подчеркнуть, что основная идея этого эксперимента та же, что и в нашей с Фоли работе. Помимо всего прочего всегда имеет смысл проделать один и тот же эксперимент, особенно если он очень важен, в различных экспериментальных условиях.

Последующий этап работы существенно зависит от эксперимента, поставленного Дж. Х. Гарднером и Е. М. Перселлом ²⁷ в 1949 г. В одном и том же магнитном поле они измерили резонансную частоту протона и циклотронную частоту свободного электрона. Первая из них, равная $g_p \mu_0 H / h$, измерялась в сферических каплях вазелинового масла. Это условие весьма важно из-за влияния на частоту линий диамагнитного эффекта, зависящего от природы вещества и от формы образца. Циклотронная частота электрона равна $2g_L \mu_0 H / h$. Среднее значение величины $2g_L/g_p$ было найдено равным 657,4752 со средним отклонением по большому числу данных, равным 0,0037, и с максимальным отклонением, равным 0,0056. Нельзя гарантировать полного отсутствия систематических погрешностей (хотя и было проведено детальное изучение возможных источников таких ошибок). Гарднер и Перселл утверждают, что, как они полагают, правильный результат можно записать в виде

$$\frac{2g_L}{g_p} = 657,475 \pm 0,008.$$

Этот эксперимент был наиболее важным и весьма трудным.

В 1950 г. Роберт Карплус и Норман М. Кролль ²⁸ опубликовали результат вычисления магнитного момента электрона с точностью до четвертого порядка по теории возмущений и нашли, что он равен

$$\mu_s = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 2,973 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = \mu_0 \cdot (1,0011454).$$

Критическая экспериментальная проверка справедливости этого результата является одновременно проверкой основ квантовой электродинамики при помощи одной из двух непосредственно измеряемых экспериментальных величин, значения которых даются этой теорией. (Другой, конечно, является величина лэмбовского сдвига.) Эта проверка имеет первостепенное значение, так как квантовая электродинамика не является необходимым следствием другой теории, а представляет собой совершенно новое, внутренне замкнутое логическое построение.

Вместе с Сеймуром Кёнигом мы решили провести эксперимент, который позволил бы провести такую проверку ²⁹. Задача состояла в том, чтобы измерить отношение g_s/g_p . И вновь мы обратились к уникальному элементу — водороду. Для водорода g_J можно точно определить, зная g_s . Действительно, эти величины отличаются только на релятивистскую поправку, равную $17,8 \cdot 10^{-6}$ и обусловленную увеличением массы электрона, связанного в атоме водорода. Поэтому мы измерили резонансную частоту протона (протонов в вазелиновом масле, как в эксперименте Гарднера — Перселла) в том же поле, в котором мы меряли частоты соответствующих линий водорода. Из всех этих данных мы получили отношение $g_s/g_p = 652,2288 \pm 0,0006$. Комбинация этого нового результата с результатом Гарднера — Перселла давала $g_s/g_L = 2 \cdot (1,001146 \pm 0,000012)$. Очень

большой вклад в ошибку дают погрешности в эксперименте Гарднера — Перселла. Согласие с результатом Карплуса и Кролля поистине блестящее, и единственное возможное заключение состоит в том, что Гарднер и Перселл сильно завысили неопределенность своего результата.

Но в бочке меда оказалась и ложка дегтя. Из-за больших ошибок в экспериментальном отношении g_s/g_L это еще не было по-настоящему критической проверкой теории. Один из моих студентов, Питер Франкен, работал над другими проблемами в лаборатории молекулярных пучков, но он всегда интересовался этой проблемой. Иногда я рассказывал ему о состоянии дел. И он решил повторить эксперимент Гарднера — Перселла в Стенфорде, где он начал работать после учебы. Вместе со студентом Сиднеем Либесом они измерили ³⁰ значение $2g_L/g_p$, которое отличалось от результата Гарднера — Перселла вне пределов указанных ими ошибок. При этом погрешности их измерений были очень малы. Они нашли, что $2g_L/g_p = 657,462 \pm 0,003$. (Измерения g_p опять-таки проводились в каплях вазелинового масла.) Либес и Франкен приводят значение

$$\frac{g_s}{g_L} = 2 \cdot (1,001168 \pm 0,000005).$$

Это, очевидно, вызвало своего рода кризис в физике, так как экспериментальное значение g_s/g_L теперь не согласовалось с теоретической оценкой, дававшей значение $2 \cdot (1,001145)$.

Наконец, Чарльз М. Sommerfield ³¹ повторил вычисления Карплуса и Кролля и нашел, что

$$\mu_s = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = \mu_0 (1,0011596).$$

Этот результат почти наверняка вычислен верно и получил одобрение Карплуса и Кролля. Новый экспериментальный результат находится в хорошем согласии с результатами новых вычислений. Франкен и Либес, последние из тех, кто внес вклад в эту область, не обеспокоены отличием экспериментального результата 1168 ± 5 от теоретического 1160. Кроме того, цифра ± 5 отражает вероятную ошибку, а не ее наибольшее возможное значение. Результат, полученный Кёнигом и мною, не вызвал никаких противоречий. Роберт Беринджер и Марк А. Хилд ³² нашли, что $g_s/g_p = 658,2298 \pm 0,0002$ в хорошем соответствии с полученной ранее величиной $658,2288 \pm 0,0006$. Все это служит хорошим комментарием к интереснейшей проблеме экспериментальной и теоретической физики.

Совсем недавно Д. Т. Уилкинсон и Х. Р. Крейн ³³ непосредственно измерили величину a в выражении $g_s = 2(1 + a)$. Этот эксперимент очень красиво и остроумно поставлен прямо со свободными электронами; по существу же он не спектроскопический. Еще раз в истории физики новая техника приводит к результатам намного большей точности, нежели любое возможное улучшение старой методики. Было найдено, что

$$a = 0,001159622 \pm 0,000000027.$$

Экспериментальное значение a можно записать в виде

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} - (0,327 \pm 0,005) \frac{\alpha^2}{\pi^2}$$

по сравнению с теоретической величиной

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}.$$

Здесь мы не учитываем погрешности в α при написании ошибок в экспериментальном результате.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Great Experiments in Physics, M. Shamos, Ed. Henry Holt, New York, 1959.
 2. Whittaker, A History of the Theories of Aether and Electricity, vol. II, pages 133, 134. Harper, New York, 1960.
 3. Kinsler, Phys. Rev. 46, 533 (1934).
 4. Dunoyer, Compt. Rend. 152, 592 (1911); J. Phys. Radium, 8, 142 (1911).
 5. Gerlach, Stern, Z. Physik 7, 249 (1921); 8, 110 (1922); 9, 349 (1922).
 6. Rabi, Millman, Kusch, Zacharias, Phys. Rev. 55, 526 (1939).
 7. Taylor, Z. Physik 57, 242 (1929).
 8. Rabi, Zacharias, Millman, Kusch, Phys. Rev. 53, 318 (1938).
 9. Millman, Rabi, Zacharias, Phys. Rev. 53, 384 (1938).
 10. Rabi, Zacharias, Millman, Kusch, Phys. Rev. 53, 318 (1938).
 11. Millman, Phys. Rev. 55, 628 (1939).
 12. Kellogg, Rabi, Ramsey, Phys. Rev. 56, 728 (1939).
 13. Kellogg, Rabi, Ramsey, Zacharias, Phys. Rev. 57, 677 (1940).
 14. Kusch, Millman, Rabi, Phys. Rev. 57, 765 (1940).
 15. Zacharias, Phys. Rev. 61, 270 (1942).
 16. Millman, Kusch, Phys. Rev. 60, 91 (1941).
 17. Becker, Kusch, Phys. Rev. 73, 584 (1948).
 18. Hardy, Millman, Phys. Rev. 61, 459 (1942).
 19. Nafe, Nelson, Rabi, Phys. Rev. 71, 914 (1947); Nafe, Nelson, Phys. Rev. 75, 1194 (1949).
 20. Breit, Phys. Rev. 72, 984 (1947).
 21. Kusch, Foley, Phys. Rev. 72, 1256 (1947).
 22. Foley, Kusch, Phys. Rev. 73, 412 (1948).
 23. Kusch, Foley, Phys. Rev. 74, 250 (1948).
 24. Schwinger, Phys. Rev. 73, 416 (1948).
 25. Taub, Kusch, Phys. Rev. 75, 1481 (1949).
 26. Kusch, Taub, Phys. Rev. 75, 1477 (1949).
 27. Gardner, Purcell, Phys. Rev. 76, 1262 (1949); 83, 996 (1951).
 28. Karplus, Kroll, Phys. Rev. 77, 536 (1950).
 29. Koenig, Prodell, Kusch, Phys. Rev. 88, 191 (1952).
 30. Franken, Liebes, Phys. Rev. 104, 1197 (1956); 116, 633 (1959).
 31. Sommerfield, Phys. Rev. 107, 328 (1957).
 32. Beringer, Heald, Phys. Rev. 95, 1474 (1954).
 33. Wilkinson, Crane, Phys. Rev. 130, 852 (1963).
-