

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ВОДОРОДНОГО АТОМА. I

У. Е. Лэмб и Р. К. Ризерфорд *)

А. ВВЕДЕНИЕ

В августе 1947 г. мы опубликовали предварительное сообщение¹ об использовании микрорадиоволн для решения проблемы тонкой структуры водородного атома. С достоверностью было установлено составлявшее около 1000 Мгц смещение уровня $2^2S_{1/2}$ относительно положения, предсказываемого теорией Дирака. Точность этих первых измерений была примерно 100 Мгц. В то время мы предполагали вскоре выступить со статьёй, содержащей подробное описание методики и теории эксперимента.

Аппаратура, с которой проводились первоначальные опыты, была, естественно, весьма несовершенной и мы уже были заняты разработкой нового, значительно улучшенного варианта. На первом этапе нашей целью было достигнуть точности в 10 Мгц, но затем эта величина была уменьшена до 1 Мгц. Программа работ была обширна и её осуществление наталкивалось на непредвиденные трудности, преодоление которых потребовало много времени. Вследствие этого написание статьи, обещанной ещё два года назад, задержалось.

В настоящее время мы заняты выполнением заключительных измерений на нашей новой аппаратуре. Для достижения повышенной точности оказалось необходимым, при анализе экспериментальных данных принять во внимание большое количество слабых аппаратурных и теоретических эффектов. Очевидно, что изложение всех деталей в рамках одной статьи сделало бы её слишком громоздкой и заслонило бы те простые идеи, которые легли в основу эксперимента. Поэтому мы предполагаем написать серию статей, в ряду которых настоящая статья является первой. Она содержит краткую историю вопроса, разбор сооб-

*) W. E. Lamb Jr. and R. C. Retherford, Phys. Rev. **79**, 549 (1950). Теоретическое обсуждение проблемы см. Я. А. Смородинский. УФН **39**, 325 (1949) и В. Ф. Вайскопф, УФН **41**, 165 (1950). (Прим. ред.)

ражений, обусловивших выбор метода, оценки ожидаемых эффектов, описание аппаратуры, сконструированной до мая 1947 г., и экспериментальные результаты, полученные с помощью этой аппаратуры. Поскольку количественные оценки ожидаемых эффектов существенно зависят от величин, значения которых в то время, когда впервые производились эти оценки, оставались ещё неизвестными, мы сочли желательным использовать современные данные с тем, чтобы облегчить дальнейшее обсуждение. Поэтому некоторые из оценок относятся к более поздним вариантам аппаратуры. Мы надеемся, что это не причинит излишних затруднений читателю.

Теория водородного атома и эффекта Зеемана для его тонкой и сверхтонкой структур рассматриваются нами лишь постольку, поскольку это необходимо для понимания экспериментальных данных. В настоящей статье мы касаемся только эффектов порядка 10 Мгц и выше, оставляя более подробное обсуждение до следующей статьи, где оно будет действительно необходимым. Эффект приведения массы в большинстве случаев игнорируется и только частично принимается во внимание при оценке аномального магнитного момента электрона.

Б. ОБСУЖДЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ

1. Общие соображения

Водородный атом является простейшим и вместе с тем единственным атомом, для которого могут быть выполнены точные теоретические расчёты. Теоретическое обсуждение в настоящее время начинается обычно с уравнения Дирака для движения электрона в чисто кулоновом поле фиксированного точечного заряда.

Поправки на движение протона, его, возможно, конечные размеры и сверхтонкую структуру, обусловленную его магнитным моментом, могут быть внесены в расчёты в хорошем приближении. Это остаётся справедливым и для эффектов, связанных со взаимодействием электрона с квантованным электромагнитным полем, которое было открыто Бете² после обнаружения отклонений от теории Дирака.

Согласно боровской теории 1913 г. уровни энергии водородоподобного атома даются соотношением

$$W_n = \frac{hcRZ^2}{n^2}, \quad (1)$$

где R — постоянная Ридберга, $h = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка и c — скорость света в вакууме. Для бесконечно тяжёлых ядер $R = 109737,3 \text{ см}^{-1}$. Переход из состояния $n=3$ в состояние $n=2$ даёт красную линию водорода H_α . Эта линия, как было

установлено в 1887 г. Майкельсоном и Морли⁴, является в действительности дублетом. Объяснение её тонкой структуры было дано в 1916 г. Зоммерфельдом⁵, исходя из релятивистской зависимости массы электрона от его скорости. Два возможных движения, соответствующие главному квантовому числу $n=2$, различаются по энергии на величину

$$\Delta W_2 = \frac{\alpha^2}{16} \hbar c R [1 + 0(\alpha^2)], \quad (2)$$

где постоянная тонкой структуры $\alpha = \frac{1}{137,030}$ (Бердж, 1941 г.).

Когда впервые возникла квантовая механика, было найдено, что, хотя боровская формула и может быть получена, приближённый учёт релятивистских эффектов даёт расщепление в $\frac{8}{3}$

раз большее, чем уравнение (2), которое находилось в, по крайней мере, грубом согласии с результатами наблюдений того времени. Только когда в теории была принята модель вращающегося

электрона Гаудсмита-Юленбека и Томаса, стало вновь возможным вернуться к уравнению (2). Вместо двух уровней теперь их было три, как это показано на рис. 1. Эта теория указывала, что должно иметь место точное совпадение уровней $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{1/2}$, но вычисления не были полностью свободны от неопределённости, поскольку при решении появлялось отношение $\frac{0}{0}$.

Дираковская теория электрона (1928 г.), автоматически наделившая электрон релятивистскими свойствами, спином и магнитным моментом, предсказывала тонкую структуру, изображённую на рис. 1, без упомянутой выше неопределённости. Уровни энергии водородоподобного атома даются в этой теории выражением

$$W = mc^2 \left[\left(1 + \frac{(aZ)^2}{[n - |K| + (K^2 - a^2 Z^2)^{1/2}]^2} \right)^{-1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где $|K| = j + \frac{1}{2}$. В согласии с рис. 1 уровни, имеющие одинаковые главные квантовые числа n и одинаковые внутренние квантовые числа j , вырождены. Разложение правой части формулы (3) в ряд по степеням aZ даёт

$$W_{nj} = -\frac{Z^2 \hbar c R}{n^2} - \frac{a^2 Z^4 \hbar c R}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) + \dots \quad (4)$$

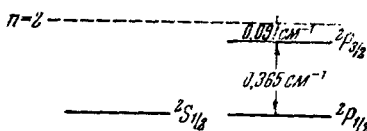


Рис. 1. Тонкая структура уровней водорода с $n=2$ согласно теории Дирака.

Согласно этому выражению дублетное расщепление состояния $n = 2$ для водорода равно

$$\Delta W_2 = \frac{\alpha^2}{16} hcR, \quad (5)$$

что совпадает с формулой Зоммерфельда, поскольку последним членом в выражении (2) в данном приближении можно полностью пренебречь.

Хотя трактовка водородного атома, данная теорией Дирака, была последовательной и удовлетворительной, теория влекла за собой некоторые странные соображения, вытекавшие из существования состояний с отрицательной энергией. Поэтому представлялось в высшей степени желательным подвергнуть предсказания этой теории о тонкой структуре тщательной экспериментальной проверке. Это было, естественно, прежде всего осуществлено путём изучения спектра водородного атома. Отклонения от теории могли бы быть приписаны одному (или нескольким) из следующих обстоятельств: 1) ошибочность уравнения Дирака; 2) отклонение от кулоновского закона притяжения между электроном и протоном, возможно вследствие наличия короткодействующих неэлектромагнитных сил⁵ или эффектов поляризации вакуума в теории позитрона⁶, 3) некоторое конечное и физически реальное различие в бесконечном радиационном смещении частот всех спектральных линий, предсказываемом вычислениями, проделанными в 1930 г. Оппенгеймером⁷, или 4) необъяснёнными пока эффектами.

Работа Бечерта и Мейкснера⁸ показала, что сверхтонкая структура и эффекты приведения массы не могут быть ответственны за сколько-нибудь заметные расхождения.

2. Спектроскопическое исследование линии H_α

Спектроскопическое изучение дублета H_α имеет длинную историю, начиная с первого разрешения дублетной структуры в 1887 г. и вплоть до исследований, продолжающихся в настоящее время. Для ознакомления с ранними работами мы отсылаем читателя к обзору Вильямса⁹, опубликованному в 1938 г. К 1940 г. ситуация была совершенно не ясной. С одной стороны, исследования Хаустона¹⁰ и Вильямса⁹ указывали на довольно правдоподобные расхождения между теорией и опытом. Пастернак¹¹ показал, что эти расхождения могли бы быть объяснены, если бы уровень $2^3S_{1/2}$ был приподнят над уровнем $2^3P_{1/2}$ примерно на $0,03 \text{ см}^{-1}$.

С другой стороны, в 1940 г. Дринкуотер, Ричардсон и Вильямс¹² приписали все расхождения загрязнению в источнике.

Теоретики, пытавшиеся рассчитать предположенное Пастернаком смещение термов, исходя из отклонений от закона Куло-

на⁵, либо потерпели неудачу вследствие того, что предсказываемые эффекты были слишком малы, либо впали в заблуждение¹³ из-за недостаточности их теорий. Их пыл был в значительной мере охлажден результатами Дринкуотера, Ричардсона и Вильямса¹², подтверждавшими теорию Дирака.

Послевоенные измерения Гьюлотно¹⁴ вновь привели к выявлению расхождений, а недавно Кюн и Сериес¹⁵, используя разрядную трубку, охлаждаемую жидким водородом, нашли смещение уровня $2^3S_{1/2}$ на $0,043 \pm 0,006 \text{ см}^{-1}$.

Сложная линия H_α имеет два главных пика, отстоящих друг от друга примерно на $0,317 \text{ см}^{-1}$. Вместе с тем измеренная в работе Вильямса с дейтерием доплеровская ширина линий составляет $0,120 \text{ см}^{-1}$. В этих условиях действительно строгая спектроскопическая проверка теории чрезвычайно затруднительна. Эти затруднения ещё более увеличиваются тем обстоятельством, что интенсивности компонент часто отклоняются от теоретически предсказываемых значений и изменяются в зависимости от условий разряда. Только используя источник с атомным пучком, можно уменьшить эффект Доплера настолько, чтобы надеяться на действительное разрешение компонент линии H_α . Естественная ширина наиболее резкой компоненты составляет всего только около $0,001 \text{ см}^{-1}$ (30 Мгц), но согласно произведённым Макком оценкам¹⁶ достижимая на практике ширина должна быть примерно в десять раз больше.

3. Возможность использования радиоволн в водородной спектроскопии

Ещё в 1928 г. Гротриан¹⁷ указал, что правила отбора дозволяют оптические переходы с сохранением главного квантового числа n и что должна существовать возможность индуцировать с помощью радиоволн такие переходы между состояниями с $n=2$, которые соответствуют дублетному расщеплению $\tilde{\Delta\nu} = 0,365 \text{ см}^{-1}$ или длине волны $\lambda = 2,74 \text{ см}$ (частоте $10\,950 \text{ Мгц}$).

Между 1932 и 1935 гг. появились две немецкие работы^{18, 19}, в которых делалась попытка обнаружить такие переходы. В то время в распоряжении экспериментаторов для исследований в области микроволнового диапазона имелся только искровой осциллятор с чрезвычайно малой мощностью на выходе.

Работу приходилось вести с непрерывным спектром излучения, используя для выделения монохроматической радиации интересующей длины волны интерференционные методы. Излучение пропусклось через абсорбционный сосуд, содержащий водородный разряд вудовского типа²⁰, и измерялось затухание в функции длины волны. Первый автор, Бетц, утверждал, что ему удалось наблюдать поглощение в ожидаемом диапазоне длин

волн ($\lambda = 3$ см). Он также наблюдал селективное поглощение при длинах волн $\lambda = 9$ и 27 см, соответствующих переходам между уровнями сверхтонкой структуры состояния с $n = 3$. Тремя годами позже, работая в той же лаборатории, Гаазе повторил опыты более тщательно и потерпел неудачу в попытке найти какое-нибудь поглощение на длинах волн $\lambda = 9$ и 27 см. Области $\lambda = 3$ см он не исследовал. Гаазе произвёл оценку ожидаемого селективного поглощения энергии возбуждёнными атомами водорода и пришёл к заключению, что оно слишком мало для того, чтобы быть обнаруженным. Этот вопрос будет обсуждён в приложении I с несколько более современной точки зрения. Кажется странным, что Гаазе не приводит специальных обоснований для положительного результата, полученного Бетцем.

4. Выбор метода

После ознакомления с работами Бетца и Гаазе мы обратились к выяснению того, насколько современная микроволновая техника, испытавшая в течение войны столь значительное развитие, может быть пригодна для осуществления успешного и надёжного определения тонкой структуры водородного атома путём измерения поглощения излучения соответствующей длины волны в вудовском разряде.

В процессе рассмотрения этого вопроса мы пришли к идее иного метода, который и был использован нами в действительности. Хотя нам и не удалось прийти к определённом заключению о возможности или невозможности использования метода трубки Вуда, полученные нами оценки оставляли мало надежды на успех. Соответствующие расчёты, пересмотренные в свете современных данных, приводятся в приложении I. Ввиду крайней грубости произведённых нами численных оценок такой результат ещё вовсе не означает, что при надлежащим образом выбранных условиях разряда обнаружение переходов между состояниями атома водорода с $n = 2$ было бы в настоящее время совершенно невозможным. Однако из рассмотрения возмущающего влияния электрического поля и ионных соударений на энергетические уровни атома видно, что если бы даже указанные переходы и могли бы быть обнаружены, то результаты, полученные таким способом, имели бы большее значение для выяснения условий, существующих в вудовской разрядной трубке, чем для определения основных свойств изолированного водородного атома.

Радиочастотная спектроскопия располагает двумя основными методами. В одном из них испытываемое вещество поглощает или иным способом воздействует на проходящее через него излучение. В другом — наблюдаемые изменения, вызываемые излучением, происходят в самом веществе. Первый метод используется в обыч-

ных вариантах микроволновой спектроскопии²¹, при которых излучение проходит сквозь длинный столб поглощающего газа. Второй — лежит в основе радиочастотного резонансного метода с молекулярными пучками²², когда частицы, поглотившие излучение, изымаются из пучка неоднородным магнитным полем.

Поскольку первый метод не казался нам в достаточной мере обещающим для изучения тонкой структуры водородного атома, мы обратились к изучению возможностей второго метода.

5. Метод атомного пучка

В случае водородного атома состояние $2P$ разрушается и атом переходит в состояние $1S$ с излучением фотона (длина волны которого $\lambda = 1216 \text{ \AA}$) в течение $1,595 \cdot 10^{-9}$ сек. За это время атом может переместиться только, примерно на $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$,

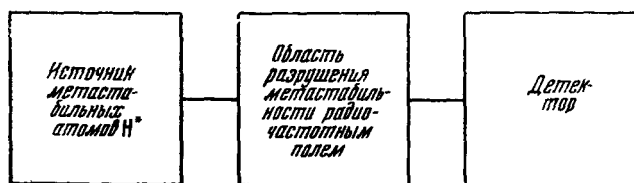


Рис. 2. Блок-схема аппаратуры.

если предположить, что скорость его движения порядка $8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. С другой стороны, существует возможность, что состояние $2^2S_{1/2}$ окажется в достаточной мере метастабильным, чтобы стало возможным использовать пучки частиц, находящихся в этом состоянии. Если, затем, с помощью радиочастотного поля или каким-нибудь другим способом индуцировать переходы в состояние $2P$, то дальнейший переход в состояние $1^2S_{1/2}$ произойдёт настолько быстро, что число возбуждённых атомов в пучке уменьшится. Если бы оказалось, далее, возможным найти детектор, способный селективно отзываться исключительно на возбуждённые атомы водорода, то появилась бы возможность измерения разности энергий между метастабильным уровнем $2^2S_{1/2}$ и различными состояниями $2P$. Предполагаемый опыт мог бы быть тогда представлен блок-схемой, изображённой на рис. 2.

Для осуществления намеченной программы предстояло разрешить следующие две проблемы: 1) создание пучка атомов, находящихся в состоянии $2^2S_{1/2}$, и 2) детектирование таких атомов. Решение этих проблем, очевидно, зависело от знания свойств метастабильных водородных атомов. Такие атомы никогда не были

выделены в надлежащим образом поставленном эксперименте, хотя и являлись объектом многочисленных спекуляций. Следующий раздел посвящён рассмотрению свойств метастабильных атомов водорода.

6. Метастабильные водородные атомы

В 1924 г. Комптон и Рассел²³, пытаясь объяснить большую интенсивность бальмеровских линий в звёздных спектрах, отметили, что нижнее из двух состояний с $n = 2$, получающихся на основе зоммерфельдовой теории, должно быть метастабильным. В 1926 г., после появления теории вращающегося электрона, Зоммерфельд и Унзольд²⁴ пришли к выводу, что состояние $2^3S_{1/2}$ по-прежнему должно быть метастабильным. С другой стороны, Франк и Иордан²⁵ привели доводы, ставящие под сомнение возможность метастабильности уровня $2^3S_{1/2}$.

С целью проверить справедливость идей Зоммерфельда-Унзольда в этом вопросе Сноekom, фон-Кейслером и другими²⁶ был предпринят ряд экспериментальных исследований. Они измеряли относительную интенсивность двух главных групп компонент линии поглощения H_α . Если бы состояние $2^3S_{1/2}$ в поглощающем разряде было бы в заметной степени метастабильным, то отношение интенсивностей двух пиков оказалось бы изменённым. Из полученных ими данных эти авторы заключили, что уровень $2^3S_{1/2}$ не является в сколько-нибудь заметной мере метастабильным.

Рожанский и Ван-Флек²⁷ указали, что влияние внешнего электрического поля, даже слабого, ведёт к смешению вырожденных состояний $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{1/2}$, причём образуются стационарные состояния с волновыми функциями

$$\psi = \sqrt{2} [\psi(2^3S_{1/2}) \pm \psi(2^3P_{1/2})]. \quad (6)$$

Оба эти состояния должны разрушаться с постоянной распа-
да $\frac{1}{2\tau_p}$ (где τ_p — время жизни состояния $2^3P_{1/2}$), так что они не могут быть метастабильными. Такое заключение, хотя и верное в известном смысле, неприменимо к экспериментальным реализуемым условиям, когда отсутствуют стационарные состояния. Это было указано Бете²⁶, который дал систематическую теорию влияния электрического поля на тонкую структуру водорода. При полном отсутствии возмущающего электрического поля атому, находящемуся в состоянии $2^3S_{1/2}$, присуще весьма долгое время жизни. (Бете оценил, что время жизни изолированного атома должно в этом случае составлять несколько месяцев, если принять во внимание релятивистские эффекты.) В присутствии сильного возмущающего электрического поля результат совпадает с тем, который был указан Рожанским и Ван-Флеком. Возраста-

ние электрического поля от нуля сопровождается изменением времени жизни метастабильного атома от одного предельного значения до другого. Бете показал, что результаты фон-Кейслера и Сноэка могут быть поняты, если принять во внимание поперечные сечения возбуждения различных уровней и разрушение метастабильности возмущающим электрическим полем разряда. Для эффективного электрического поля в 10 в/см он нашёл, что время жизни состояния $2^3S_{1/2}$ должно быть примерно в пять раз больше времени жизни τ_p состояния P . При больших напряжённостях поля время жизни изменяется обратно пропорционально квадрату напряжённости. Для типичных условий разрядной трубки Вуда, по оценкам Бете, время жизни должно быть примерно равно $2\tau_p$.

В 1940 г. Брейт и Теллер²⁸ уточнили некоторые из вычислений Бете и рассмотрели вопрос о метастабильности состояния $2^3S_{1/2}$ в связи с возможными астрофизическими применениями. Они показали, что механизм перехода в основное состояние путём двухквантового излучения является более существенным, чем релятивистские эффекты, и что время жизни изолированного метастабильного атома должно быть поэтому порядка $\frac{1}{7} \text{ сек.}$

Из предыдущего для нас было ясно, что состояние $2^3S_{1/2}$ может быть в заметной степени метастабильным только при том условии, что возмущающее электрическое поле окажется достаточно слабым. При длине атомного пучка, равной 6 см. , и скорости атомов $8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ для обеспечения выживания 37% атомов необходимо, чтобы время жизни было порядка $0,75 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$ В соответствии с расчётами Бете для этого требовалось, чтобы напряжённость возмущающего поля не превышала $\frac{1}{3} \text{ в/см.}$ Было бы отнюдь не просто избежать попадания электронов и ионов на детектор при столь слабом поле без чрезвычайного удлинения используемого атомного пучка. В действительности, конечно, как мы теперь знаем, уровни $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{1/2}$ не вырождены. Это значительно увеличивает стабильность состояния $2^3S_{1/2}$ относительно разрушения его вследствие эффекта Штарка.

Простое обобщение расчётов Бете, приведённое в Приложении II, показывает, что время жизни состояния $2^3S_{1/2}$ в электрическом поле средней напряжённости составляет:

$$\tau_s = \tau_p \frac{\hbar^2 \left(\omega^2 + \frac{1}{4} \gamma^2 \right)}{V^2}, \quad (7)$$

где V — матричный элемент энергии возмущающего поля и $\hbar\omega$ — расщепление взаимодействующих уровней. (Брейт и Теллер обсуждали стабилизирующее действие расщепления сверхтонкой структуры и нашли, что оно ведёт к возрастанию τ_s на множи-

тель, равный четырём. Поскольку действительное значение $\hbar\omega$ много больше, чем расщепление сверхтонкой структуры, последняя не может существенно изменить стабильности и влиянием сверхтонкой структуры мы будем здесь пренебрегать.) Согласно уравнению (7) для $\frac{\omega}{2\pi} = 1000 \text{ Мгц}$ время жизни τ_s будет примерно в 400 раз больше, чем в случае, если бы вырождение не было снято *).

В то время, однако, мы не принимали слишком серьёзно в расчёт возможность существования вырождения на столь большую величину, как это имеет место в действительности и предполагали увеличить стабильность состояния $2^2S_{1/2}$ применением магнитного поля, вызывающего сильное зеемановское расщепление уровней.

Присутствие магнитного поля, перпендикулярного к атомному пучку, должно было также служить для удержания заряженных частиц вдали от детектора. Третья и в действительности самая важная функция магнитного поля будет обсуждена в разделе 14.

7. Получение пучка метастабильных водородных атомов

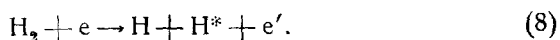
Нами был рассмотрен ряд возможных способов получения пучка водородных атомов, возбуждённых до метастабильного состояния $2^2S_{1/2}$. Простейшим источником являлась бы водородная разрядная трубка с небольшим отверстием для выхода пучка в вакуум. В разряде, однако, мы имеем дело со смесью молекулярного и атомарного водорода, электронов и ионов и лишь небольшой долей возбуждённых атомов, а также с присутствием лаймановского и бальмеровского излучения высокой интенсивности. Заселённость состояния $2^2S_{1/2}$, оценённая в Приложении I, составляла бы около $5 \cdot 10^{10}$ атомов/см³. Вопрос состоял в том, сможет ли заметное количество этих атомов проникнуть через отверстие ранее, чем метастабильное состояние окажется разрушенным гольцмарковским полем, создаваемым ионами и электронами, просачивающимися одновременно через то же отверстие. Даже при условии наличия стабилизирующего влияния магнитного поля это не казалось нам реальным.

Имелась также возможность возбуждать некоторое количество нормальных атомов до состояния 3π оптическим путём после того, как они покидают разряд; 12% возбуждённых таким образом атомов должно переходить³⁹ в состояние $2^2S_{1/2}$. Численные оценки выхода метастабильных атомов показали полную непригодность этого метода. Более того, здесь пришлось бы встретиться с очень высокой интенсивностью ультрафиолетового

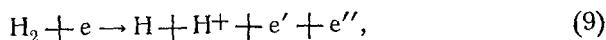
*) Это делает необходимым пересмотр опытов Сноека, фон-Кейслера и др. Некоторые детали, нуждающиеся в рассмотрении, указаны в Приложении I.

излучения, которое также попадало бы на детектор. Это должно было создать дополнительные трудности, поскольку почти все возможные детекторы метастабильных атомов обладают в то же время светочувствительностью. Уже после успешного осуществления экспериментов другим методом нами была предпринята попытка использовать в качестве источника подобную трубку Вуда, но эта попытка не привела к положительному результату.

Другой рассмотренный нами метод заключается в бомбардировке молекулярного водорода электронами в отсутствие поля. Метастабильные атомы водорода H^* могут возникать при этом в результате следующего процесса:



Кривые потенциальной энергии для различных возбужденных состояний молекулы H_2 , приведенные на рис. 3, основаны на расчетах Гилерааса и Джемса, Кулиджа и Презента³⁰. Небольшой отрезок кривой, соответствующей основному состоянию $^1\Sigma_g$, условно показывает пределы нулевых колебаний в нижнем колебательном состоянии. Согласно принципу Франка-Кондона электронная бомбардировка будет наиболее эффективно возбуждать состояние $^3\Sigma_g$ при энергиях меньших, чем энергия диссоциации водородной молекулы на $H + H^*$. Однако следует ожидать, что для электронов, энергия которых порядка 15 эв, выход метастабильных атомов будет мал. Такое «нарушение» принципа Франка-Кондона было бы аналогично диссоциации с ионизацией:



наблюденной Блекни³¹ при энергии электронов 18 эв. Из рисунка видно, что существуют отталкивательные состояния, ведущие к диссоциации на $H + H^*$. Поэтому метастабильные атомы должны часто возникать при бомбардировке молекулярного водорода электронами высоких энергий.

Трудность такого метода получения метастабильных атомов состоит в том, что возникающие в результате процесса осколки

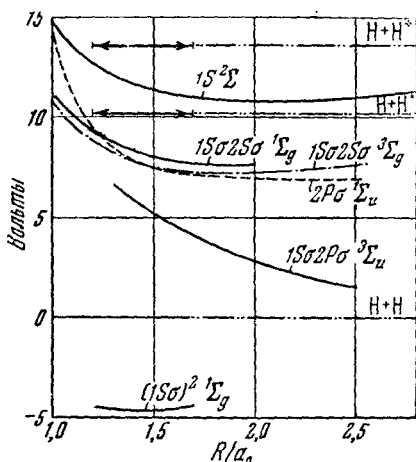


Рис. 3. Электронные энергетические уровни молекулы водорода как функции межядерного расстояния.

$H + H^*$ движутся в направлениях, ориентированных относительно электронного пучка хаотически, и, следовательно, детектор может перехватывать только небольшую долю образующихся метастабильных атомов. Фон, создаваемый на детекторе попадающими на него ультрафиолетовыми фотонами, возникающими при бомбардировке молекулярного водорода электронами с энергиями, превышающими 11,5 эв, очевидно, должен создать дополнительные затруднения.

В первоначальном варианте аппаратуры, описанном ниже, были сделаны попытки получения метастабильных водородных атомов путём бомбардировки молекулярного водорода, окончившиеся неудачей. Мы теперь знаем³³, что если бы условия были несколько иными, то этот метод оказался бы успешным.



Рис. 4. Видоизменённая блок-схема аппаратуры.

Третий метод, который и был нами в конце концов избран, требовал независимого получения пучка водородных атомов в основном состоянии и одновременной бомбардировки этого атомного пучка электронами, энергия которых не намного превышала бы пороговое для возбуждения состояния $2^3S_{1/2}$ значение 10,2 в. Предполагавшийся эксперимент мог теперь быть представлен блок-схемой, изображённой на рис. 4.

8. Диссоциация молекулярного водорода

Существует целый ряд методов получения пучка водородных атомов: 1) трубка Вуда, 2) микроволновый разряд и 3) термическая диссоциация в вольфрамовой печи. Для выбора последнего из них нельзя привести никаких неотразимых доводов. Мы были осведомлены о работе, проделанной в 1923 г. Олмстедом и Комптоном³³, измерявшими критические потенциалы атомарного водорода, полученного в вольфрамовой печи, и мы широко использовали советы Дюффенлака³⁴, являвшегося пионером исследований с такой печью. С другой стороны, работы, проводившиеся до войны с водородным атомным пучком в Колумбии²², сделали весьма успешным использование в качестве источника трубки Вуда. Чувствовалось, однако, что в нашем случае ультрафиолетовое излучение разряда вызовет дополнительные трудности. Метод микроволнового разряда³⁵ был отвергнут, поскольку даже незначительное рассеяние радиочастотной мощности внесло бы серьёзные осложнения в спектроскопические измерения.

Если предположить наличие теплового равновесия, то ожидаемая степень диссоциации молекул водорода по реакции



даётся выражением

$$\frac{P^2(\text{H})}{P(\text{H}_2)} = K(T), \quad (11)$$

где $P(\text{H})$ и $P(\text{H}_2)$ — парциальные давления атомарного и молекулярного водорода, выраженные в атмосферах, и $K(T)$ задаётся (также в атмосферах) как функция абсолютной температуры T уравнением

$$\lg K = -\frac{21200}{T} + 1,765 \lg T - 9,85 \cdot 10^{-5} T - 0,265, \quad (12)$$

как это было найдено Бонгофером³⁶ по данным Лэнгмюра.

Полагая

$$P(\text{H}) = X P, \quad (13)$$

где P — полное давление:

$$P = P(\text{H}) + P(\text{H}_2), \quad (14)$$

мы получаем для коэффициента диссоциации X уравнение

$$\frac{X^2}{1-X} = \frac{K(T)}{P}. \quad (15)$$

На рис. 5 показана зависимость X от T для трёх значений полного давления.

Никаких прямых измерений давления внутри вольфрамовой печи нам осуществить не удалось, но из данных о зависимости выхода от температуры печи, полученных в условиях успешного осуществления опыта, кажется обоснованным считать, что в типичном случае оно было около 10^{-3} атмосферы и что при $T = 2500^\circ \text{K}$ диссоциация составляла около 64% полной. При этой температуре наиболее вероятной скоростью водородных атомов в пучке является $8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

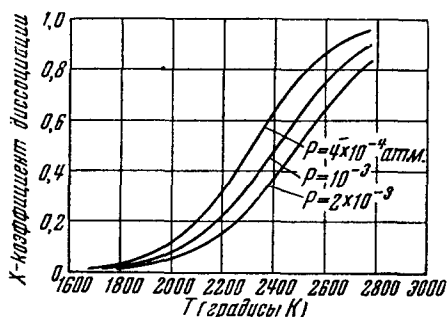


Рис. 5. Термическая диссоциация молекулярного водорода.

9. Возбуждение водородных атомов электронной бомбардировкой

Поперечные сечения различных процессов возбуждения водородных атомов при электронной бомбардировке были вычислены Бете³⁷ в борновском приближении с пренебрежением обменными эффектами. Хотя нельзя ожидать, чтобы это приближение было хорошим для энергии электронов, близкой к пороговой, оно является единственным, имеющимся в распоряжении для наших количественных оценок. Поперечные сечения даются выражением

$$\sigma_{nl} = \frac{8\pi h c R}{m v^3} |(nl|x|10)|^2 [F_{nl}(y_{\max}) - F_{nl}(y_{\min})], \quad (16)$$

где

$$y = \left(1 + \frac{n}{n+1}\right)^2 \frac{Q}{hcR},$$

$$F_{20}(y) = -\frac{1}{5y^3},$$

$$F_{21}(y) = \ln \frac{y-1}{y} + \sum_{s=1}^5 \frac{1}{sy^s},$$

$$F_{31}(y) = F_{21}(y) - \frac{4}{3y^6} + \frac{4}{7y^7},$$

$$Q_{\text{макс}} = (\sqrt{E} + \sqrt{E - E_{nl} + E_{10}})^3,$$

$$Q_{\text{мин}} = (\sqrt{E} - \sqrt{E - E_{nl} + E_{10}})^3,$$

E — энергия электрона, E_{nl} — энергия атомного состояния.

Эти поперечные сечения представлены как функции энергии электронов на рис. 6. Максимальное поперечное сечение для возбуждения до состояния $2s$ ($\tau_{\text{макс}} = 2,2 \cdot 10^{-17} \text{ с}$) составляет

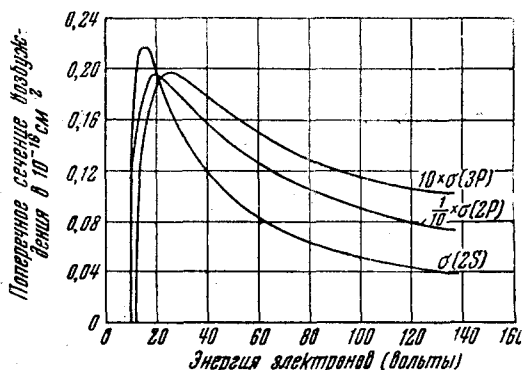


Рис. 6. Поперечные сечения возбуждения атомарного водорода до различных состояний путём электронной бомбардировки, вычисленные в борновском приближении без учёта обменных эффектов.

около одной девятой максимального поперечного сечения возбуждения до состояния $2p$, в то время как для возбуждения до состояния $3p$ оно меньше, чем для возбуждения до состояния $2s$ на множитель, близкий к 11.

Таким образом, выход атомов, возбуждённых до состояния $2s$ в результате каскадного разрушения состояния $3p$, может не приниматься в расчёт. Наибольший выход атомов, возбу-

ждённых до состояния $2s$, получается при энергии электронов 14,8 эв, но не снижается до значения, меньшего половины максимального, при уменьшении энергии электронов до 11 эв.

Оставляя в стороне ошибки, свойственные борновскому приближению, особо серьёзным для оценки возбуждения оптически недоступного состояния $2s$ является пренебрежение электронным обменом, и можно надеяться, что если учесть обмен, то получится много большее поперечное сечение с максимумом близь

мороза. Поскольку в действительности никаких вычислений обменного возбуждения, даже в борновском приближении, для водорода, повидимому, не производилось, мы использовали значение $\sigma = 10^{-17} \text{ см}^2$ в качестве нижней границы поперечного сечения, надеясь, что оно обеспечит нас от грубого просчёта.

Если детектор светочувствителен, то должен возникать также сигнал с той же пороговой энергией 10,2 эв, создаваемый лаймановскими фотонами, которые испускаются атомами, возбуждёнными до состояния 2р. Присутствие некоторого остаточного количества молекулярного водорода также ведёт к излучению фотонов; пороговая энергия для этих последних составляет около 11,5 эв. Только незначительная доля этих фотонов сможет достичь детектора, но некоторый фон, обусловленный ими, неизбежен.

10. Отдача, обусловленная бомбардировкой

Обычно в опытах с атомными пучками имеют дело с хорошо коллимированными пучками. В нашем случае необходимо бомбардировать атомы водорода электронами после того, как они покинули источник, поскольку должно быть сведено к минимуму разрушение метастабильных состояний, обусловленное Штарк-эффектом. Поэтому возникает необходимость произвести выбор между бомбардировкой под прямым углом к пучку, в направлении пучка или навстречу ему. Два последних способа бомбардировки не поведут к нарушению однородности в направлениях движения атомов в пучке, если энергия бомбардирующих электронов лишь немного превышает пороговую. Такой выбор был бы естественным для других атомов, но не для метастабильных атомов водорода. В этом случае оказалось бы необходимым, чтобы магнитное поле было направлено параллельно электронному пучку. Если бы электроны посылались навстречу атомному пучку, то метастабильные атомы были бы вынуждены проходить затем через электрическое поле, которое разрушало бы метастабильные состояния. Если бы электроны посылались вслед пучку, то далеко не лёгкой задачей явилось бы недопущение их до детектора. Метод, основанный на различии во времени полёта, должен был быть отвергнут по соображениям интенсивности.

Выбор первого варианта неизбежно влечёт за собой появление изменений в направлении движения атомов вследствие отдачи, перпендикулярной к пучку, и, что значительно хуже, неопределённость величины этой отдачи, в результате чего первоначально хорошо коллимированный пучок под влиянием электронной бомбардировки должен стать диффузным. Это означает, что становится нецелесообразным использование щелей шириной порядка 0,025 см, как это принято, обычно, в работах с атомными пучками.

С другой стороны, не должно было возникнуть проблемы влияния малых отклонений пучка в неоднородных магнитных полях, поскольку влияние радиочастотных полей, сказывающееся на снятии возбуждения у поглощающих атомов, несравненно легче поддается обнаружению.

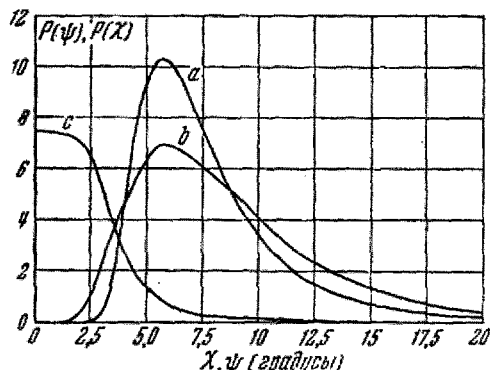


Рис. 7. Распределение возбужденных атомов по углам отдачи. Кривая *a* — распределение по горизонтальным углам отдачи ψ , получающееся при возбуждении атомарного водорода до состояния $2s$ путем бомбардировки электронами, энергия которых близка к пороговой. Температура источника атомов (печи) принята 2600°K . Полная вероятность равна единице, если измерять углы в радианах. Кривые *b* и *c* — распределение по горизонтальным углам отдачи ϕ и вертикальным углам отдачи χ для водородных атомов, возбуждаемых до состояния $2s$ путем бомбардировки их электронами с энергией $13,6 \text{ эв}$.

ления по углам расширяется, охватывая интервал углов от $3,6$ до $10,8^\circ$, причём распределение по вертикальным углам отдачи простирается на интервал $\pm 3,4^\circ$.

Распределение возбужденных атомов по углам отдачи вычислено в Приложении III, и результаты для типичного случая показаны на рис. 7. Даже вблизи порога кривая распределения по горизонтальным углам отдачи охватывает (с вероятностью, превышающей половину максимальной) интервал от 4 до $8,7^\circ$ вследствие наличия распределения образующих пучок атомов по скоростям.

При энергии бомбардирующих электронов $13,6 \text{ эв}$ кривая распределения

11. Детектирование метастабильных водородных атомов

Атомы водорода, возбужденные в результате электронной бомбардировки до метастабильного состояния $2^2\frac{1}{2}$, предполагаются движущимися к соответствующему детектору. Нами было рассмотрено несколько возможных методов детектирования. Два из них были ранее использованы для детектирования метастабильных атомов других элементов. В 1924 г. Уэбб⁸⁸ обнаружил, что возбужденные атомы ртути могут вырывать электроны из металлов. Позднее исследования Олифанта⁸⁹ показали, что то же имеет место в случае метастабильных ато-

мов гелия. Теория этого процесса была дана Месси⁴⁰ и Кобасом и Лэмбом⁴¹.

Если возбужденный атом вплотную подходит к поверхности металла, то энергетически возможен случай, когда атом возвращается в нормальное состояние, а электрон, освобождающийся из системы, получает энергию возбуждения. Одна из возможностей для такого процесса показана на рис. 8. Энергетические условия должны быть при этом таковы, чтобы энергия возбуждения атома I превосходила работу выхода электрона из металла ϕ . В случае гелия энергия возбуждения близка к 20 эв и условие выполняется для всех металлов. В случае ртути энергия возбуждения состояния 2^3P_0 составляет только 4,68 эв и выполнимость условия становится в сильную зависимость от работы выхода данной металлической поверхности. Действительно, Сонкин⁴³ в 1933 г. показал, что эффективность детектирования метастабильных атомов ртути в высшей степени чувствительна (до множителя, достигающего 100 и более) к присутствию на поверхности загрязнений. С другой стороны, Доррештейн⁴³ в 1942 г. показал, что эффективность детектирования метастабильных атомов гелия на дегазированной платине составляет около 40% и испытывает только сравнительно малые флуктуации в течение дня. Какие бы то ни было сведения о детектировании метастабильных атомов водорода отсутствовали. Однако в случае этих атомов энергия возбуждения — 10,2 эв — в достаточной мере превышает работу выхода из металла, чтобы можно было бы ожидать столь же высокой эффективности детектирования, как и для гелия. Согласно грубым оценкам, типа упомянутых выше, метастабильные атомы водорода, движущиеся с тепловыми скоростями по направлению к металлической поверхности, должны, в среднем, вызывать вырывание электрона прежде, чем атом достигнет расстояния 2 Å от поверхности. Поскольку половина вырываемых электронов, вероятно, направляется внутрь металла, постольку можно было бы ожидать эффективности порядка 50%.

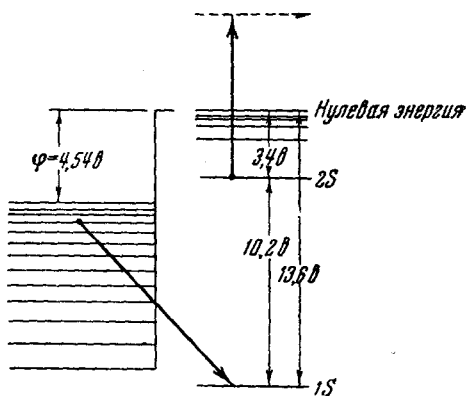


Рис. 8. Возможный механизм вырывания электронов из вольфрама метастабильными атомами водорода, обусловленный кулоновским взаимодействием между атомным электроном и электронами металла.

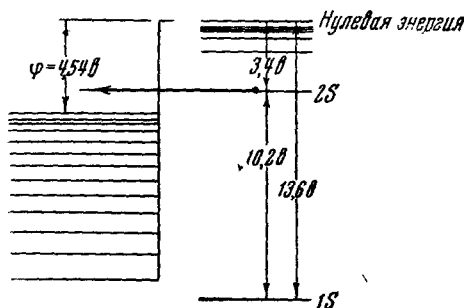
Тем не менее, у нас не было полной уверенности в возможности детектировать метастабильные атомы водорода с помощью описанного механизма. Эти сомнения возникли следующим образом. Нами был так же рассмотрен другой метод детектирования, основанный на наблюдении Бьюла⁴⁴, что метастабильные атомы ртути, попадая на горячий молибден, вновь испускаются его поверхностью в виде ионов. Этот процесс лежит в основе метода детектирования по ионизирующему действию поверхности, используемого в случае молекулярных пучков, когда щелочные атомы попадают на раскалённую поверхность вольфрама, причём электроны захватываются металлом и, в результате, с поверхности испаряются ионы. Такой процесс может быть представлен схемой, показанной на рис. 9, и может иметь место, если выполняется энергетическое неравенство

$$\varphi > I. \quad (17)$$

В случае водородных атомов, находящихся в состоянии $2s$, ионизационный потенциал составляет $I = 3,4$ в. Большинство поверхностей, могущих сохраняться неизменными в условиях опыта, должны были бы, вероятно, иметь работу выхода $\varphi > 3,4$ в, и захват

Рис. 9. Автоионизация метастабильного атома водорода вблизи металлической поверхности.

$2s$ -электрона поверхностью должен был бы оказаться возможным. Грубые оценки среднего расстояния, при котором рассматриваемый процесс может иметь место, привели к значению 5 \AA , т. е. к расстоянию, превышающему то, к которому привели оценки для процесса вырывания электрона. Если образующийся в результате ионизации протон может с заметной вероятностью вырваться с поверхности, то это может служить методом обнаружения метастабильных атомов водорода. Если, однако, протон нейтрализуется каким-нибудь способом, не затрагивающим электронную эмиссию, то процесс захвата электронов может оказаться весьма серьёзным конкурентом обратного процесса вырывания электронов. Когда наши опыты оказались успешными, мы нашли, что электронная эмиссия происходит, но, повидимому, не со столь высокой эффективностью, как этого можно было бы ожидать. Мы безуспешно пытались обнаружить эмиссию положительных ионов с холодного и необезгаженного вольфрама. Очевидно, дальнейшие исследования механизма детектирования остаются весьма желательными.



Мы рассмотрели вкратце, но не опробовали, методы, основанные на детектировании лаймановского альфа-излучения с длиной волны $\lambda = 1216 \text{ \AA}$, возникающего, когда разрушающее поле налагается на пучок или бомбардируемую область⁴⁵. Такой метод был бы пригоден с использованием счётчиков. Другая возможность использования счётчиков, которая нами не была изучена, могла бы состоять в использовании вторичных умножителей для регистрации электронов, вырывааемых метастабильными атомами.

12. Оценка выхода

Теперь мы имеем возможность грубо оценить выход метастабильных атомов водорода и результирующий электронный ток, который следует ожидать в типичных условиях опыта. Положим, что атомы выходят из отверстия вольфрамовой печи. Согласно кинетической теории идеальных газов число водородных атомов, выходящих через малое отверстие площади a в телесном угле Ω под углом ϑ к нормали к стенке, равно

$$n_0 a v \Omega X \frac{\cos \vartheta}{4\pi}, \quad (18)$$

где n_0 — число атомов и молекул в единице объёма, X — коэффициент диссоциации и v — средняя скорость атомов в печи.

Только немногие из этих атомов смогут достичь детекторной пластины непосредственно, так как, принимая во внимание малые углы отдачи, они будут испытывать отклонения. Если бы, однако, такого смещения не было и на пути к детектору атомы не встречали бы никаких помех, то некоторая часть атомов, вырывающихся через щель печи, достигла бы детектора площади A , находящегося на расстоянии R от щели. В этом случае $\Omega = \frac{A}{R^2}$ и $\cos \vartheta \approx 1$. Пусть f означает долю атомов, возбуждаемых до состояния $2s$ при прохождении атомного пучка через область, подвергаемую электронной бомбардировке. Возбуждённые атомы испытывают отклонения, приблизительно достаточные, чтобы они могли попасть на смещённую детекторную мишень. Однако, поскольку имеет место разброс по углам отдачи, не обязательно все метастабильные атомы смогут оказаться способными попасть на детектор. Только если телесный угол Ω_1 , под которым детектор виден через щель системы из центра бомбардируемой области, больше, чем телесный угол Ω_2 рассеяния пучка, обусловленного отдачей, щелевая система не будет влиять на метастабильные атомы. Иными словами, только доля δ из них, которую

мы назовём коэффициентом «ослабления в результате отдачи», сможет достигнуть детектора. Можно тогда положить

$$\delta = \begin{cases} \frac{\Omega_1}{\Omega_2}, & \text{если } \Omega_1 < \Omega_2, \\ 1, & \text{если } \Omega_1 \geq \Omega_2. \end{cases} \quad (19)$$

Число электронов, вырываемых из мишени метастабильными атомами в 1 секунду, равно

$$S = \frac{n_0 \alpha \nu X A f \delta \mu \eta}{4 \pi R^2}, \quad (20)$$

где множитель μ учитывает долю метастабильных атомов, выживающих при прохождении через разрушающее электрическое поле, и η — эффективность вырывания электронов метастабильными атомами водорода из металлической поверхности, используемой в качестве мишени.

Эффективность электронной бомбардировки f может быть оценена следующим образом. Положим, что интенсивность электронного пучка равна I электронов в секунду, что его высота h и ширина w .

Время, в течение которого атом, имеющий скорость v , пересекает бомбардируемую область, равно $\frac{w}{v}$. Для процесса возбуждения, характеризуемого поперечным сечением σ , вероятность возбуждения в единицу времени равна $\frac{I\sigma}{wh}$ и, следовательно, вероятность возбуждения атома, пролетающего через бомбардируемую область, равна

$$f = \frac{I\sigma}{hv} = 2,3 \cdot 10^{-8} \quad (21)$$

для типичных значений силы электронного тока 200 мка , $\sigma = 10^{-17} \text{ см}^2$, $h = 1 \text{ см}$, $v = 8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Таким образом, примерно один из сорока миллионов атомов возбуждается до состояния $2s$ при прохождении через бомбардируемую область.

Для сигнала детектора тогда получаем окончательное выражение:

$$S = \frac{n_0 \alpha X A I \sigma \delta \mu \eta}{4 \pi R^2 h} \frac{\text{электронов}}{\text{сек.}} \quad (22)$$

Многие из величин, необходимых для оценки выхода, не были в то время известны, и требовалась некоторая доля оптимизма при выборе относительно благоприятных значений для того,

чтобы предсказать доступный для измерений уровень сигнала. Типичные значения были:

$$\left. \begin{aligned} I &= 1,87 \cdot 10^{15} \frac{\text{электронов}}{\text{сек.}} (0,3 \text{ мА}), \\ n_0 &= 2,94 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} (10^{-3} \text{ атм, } 2500^\circ \text{ К}), \\ a &= 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2, \\ A &= 1,21 \text{ см}^2, \\ R &= 6,35 \text{ см}, \\ \sigma &= 10^{-17} \text{ см}^2, \\ h &= 1 \text{ см}, \\ X &= 0,64, \\ \delta &= 0,5, \\ \mu &= 0,5, \\ \eta &= 0,5. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Значения для a , A , R , h , I , n_0 и X были, в конечном счёте, близки к имевшим место в действительности. Как выяснено выше, выбранное значение для σ было основано на весьма неадекватной теории. Значении $\mu = \frac{1}{2}$ для фактора выживания метастабильных атомов было обоснованным (см. раздел 16) при условии, что эффекты разрушения метастабильного состояния электрическим полем отсутствовали, включая и те, которые могли быть обусловлены контактными разностями потенциалов или электрическими полями, создаваемыми зарядами, осевшими на загрязнениях защитных поверхностей.

Эффективность детектора $\eta = 0,50$ была принята предельно большой. Значение коэффициента ослабления в результате отдачи $\delta = \frac{1}{2}$ было получено из рассмотрения ширины кривой распределения по углам отдачи и площадей отверстий, через которые проходил отклонённый луч. Нельзя было бы делать эти отверстия слишком большими, ибо тогда стали бы чрезмерными размеры области, в которой магнитные и радиочастотные поля должны быть однородными. Точно так же уровень фона, создаваемого фотонами, возникающими в бомбардируемой области, возрос бы относительно уровня полезного сигнала, поскольку фотоны не были бы ограничены относительно малым телесным углом.

В изложенных выше предположениях для сигнала было получено значение

$$S = 3,26 \cdot 10^1 \frac{\text{электронов}}{\text{сек.}} = 5,2 \cdot 10^{-12} \text{ ампера.} \quad (24)$$

Эта сила тока примерно в $5 \cdot 10^4$ раз больше предельного значения (10^{-16} а), могущего быть зарегистрированным с помощью электрометрической лампы FP-54 и чувствительного гальванометра. Следовательно, если одна или даже несколько из оценок и оказались бы слишком оптимистичными, сигнал должен был быть достаточно сильным для его детектирования и для использования в целях аккуратной радиочастотной спектроскопии. Как будет видно из дальнейшего, эта оценка действительно оказалась очень оптимистичной.

13. Требования к мощности радиочастотного излучения

Метастабильные атомы являются объектом воздействия микрорadiоволн где-то между источником и детектором. Когда частота такова, что $\hbar\omega$ равно, или почти равно, разности энергий между зеемановской компонентой уровня $2^2S_{1/2}$ и зеемановской компонентой уровня 2^2P , излучение может индуцировать переходы на неметастабильный уровень, и детектируемый сигнал будет ослаблен. Степень ослабления сигнала будет зависеть от интенсивности излучения, так же как от его частоты, скорости атомов и длины области, заполненной радиочастотным полем. Мы теперь оценим мощность радиочастотного излучения, необходимую для заметного разрушения пучка.

Согласно квантовой теории излучения постоянная распада состояния $2^2S_{1/2}$ с переходом в одно из $2p$ -состояний под действием радиочастотного излучения равна *)

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2\pi e^2 \gamma S_0}{c \hbar^2} \frac{(|\mathbf{er}|)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (25)$$

где S_0 — плотность потока энергии падающего излучения, имеющего круговую частоту ω и электрическую поляризацию, параллельную единичному вектору \mathbf{e} , ω_0 — резонансная круговая частота и $(|\mathbf{r}|)$ — матричный элемент координатного вектора \mathbf{r} для рассматриваемого перехода. Как и ранее, через $\gamma = \frac{1}{\tau_p}$ обозначена постоянная радиационного затухания для состояний $2p$.

При резонансе $\omega = \omega_0$ и

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{8\pi e^2 S_0}{c \hbar^2 \gamma} (|\mathbf{er}|)^2. \quad (26)$$

Матричный элемент $(|\mathbf{er}|)$ может быть вычислен из уравнений⁴⁶, данных Бете, и для перехода из состояния $2^2S_{1/2}$ ($m = 1/2$)

*) Справедливость уравнения (25) будет обсуждена в следующей статье.

в состояние $2^3P_{1/2} (m = -1/2)$, считая \mathbf{e} направленным вдоль оси x , мы нашли

$$|(|x|)|^2 = 3\alpha_0^2. \quad (27)$$

Доля метастабильных атомов, разрушаемых радиочастотным полем,

$$\varphi = 1 - e^{-\frac{l}{v\tau_s}}, \quad (28)$$

где l — длина области, заполненной радиочастотным полем, и v — скорость атомов. Для $l = 1$ см и $v = 8 \cdot 10^5$ см/сек пучок будет разрушаться на 63% при

$$\tau_s = \frac{l}{v} = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (29)$$

Согласно уравнению (26) это соответствует плотности потока энергии в резонансе $S_0 = 3,4$ мвт/см². Поскольку такой поток мощности легко получить при любой частоте, вплоть до 30 000 Мгц, мы не ожидали никаких трудностей со стороны требований к мощности радиочастотного излучения.

Из уравнений (28) и (25) ясно, что если мощность радиочастотного излучения достаточна для получения полного разрушения пучка при резонансе, то эффективная резонансная кривая будет заметно расширена вследствие радиочастотного насыщения. Зависимость степени разрушения пучка φ и эффективной полуширины резонансной кривой Γ от мощности радиочастотного излучения показана на рис. 10.

14. Ширина резонансных кривых

Согласно уравнению (25) ослабление пучка будет иметь место при $\omega = \omega_0$ и также для полосы частот, близких к $\frac{\omega_0}{2\pi}$, ширина которой равна $\frac{1}{2\pi}$, т. е. 99,8 Мгц. Это значение ширины прямо следует из соотношения неопределённости $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ для распада 2^3P -состояния и не может быть уменьшено. Кроме того, как мы увидим ниже, сверхтонкая структура увеличивает ширину линий на фактор, достигающий в некоторых случаях двух. Большая ширина резонансных кривых составляет значительную долю частот переходов и представляет наибольшую трудность для дей-

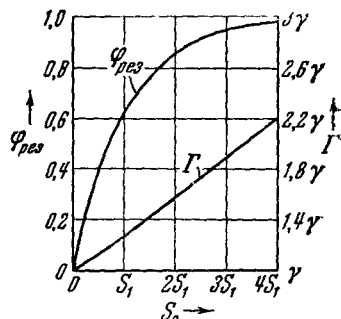


Рис. 10. Влияние радиочастотного насыщения. Доля метастабильных атомов φ , разрушаемых радиочастотным полем при резонансе, и полуширина резонансной кривой Γ как функции мощности радиочастотного излучения, согласно уравнениям (28) и (29).

ствительно точной проверки теории Дирака. С другой стороны, представляется благоприятная возможность для весьма тщательной проверки теории радиационной формы линии Вигнера-Вейскопфа, поскольку резонансные кривые имеют несравненно большую естественную ширину относительно рабочей частоты, чем где бы то ни было в атомной физике.

Наиболее очевидный путь для определения резонансной частоты $\frac{\omega_0}{2\pi}$ состоял бы в измерении интенсивности пучка как функции частоты микроволнового излучения, мощность которого поддерживалась бы постоянной. Однако последнее условие практически невыполнимо. Микроволновые осцилляторы, которые могут быть настроены в интервале, охватывающем сотни мегагерц, вполне доступны, но мощность, излучаемая ими, зависит от частоты. Даже если бы это не имело места, линия (или волновод), передающая излучение от осциллятора к области возбуждения, была бы электрически длинной, и поэтому напряженность радиочастотного поля, облучающего атом, изменялась бы с частотой. Можно было бы прибегнуть к помощи регулятора уровня мощности радиочастотного излучения с кристаллическим зондом или болометром, расположенным в области возбуждения, но эти устройства сами чувствительны к изменениям частоты.

Поэтому мы решили для преодоления указанной выше трудности использовать присутствие магнитного поля, необходимого и по другим соображениям. Частота осциллятора и уровень излучаемой им мощности поддерживались неизменными, но зато путём изменения напряженности магнитного поля смещались атомные уровни энергии таким образом, что разность между ними пробежала резонансное значение.

В первом приближении атомные уровни энергии, а отсюда и частоты, являются линейными функциями напряженности магнитного поля, так что резонансные кривые, получаемые таким путём, по своей форме почти не отличаются от кривых, получаемых обычным способом. Для того, однако, чтобы интерпретировать результаты, необходимо знать напряженность магнитного поля и опираться на теорию эффекта Зеемана для уровней тонкой структуры водородного атома с $n = 2$. Результаты этой теории рассмотрены в следующем разделе.

15. Эффект Зеемана для тонкой структуры водородного атома

Нам будет пока достаточно рассмотреть приближённую теорию эффекта Зеемана для тонкой структуры водородного атома, учитывая взаимодействие атома с внешним магнитным полем H с помощью энергии возмущения

$$\mathcal{H}' = \mu_0 (LH + 2SH), \quad (30)$$

где

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (31)$$

— магнетон Бора, $\mathbf{L} = \frac{1}{h} [\mathbf{r}, \mathbf{P}]$ — орбитальный момент количества движения и \mathbf{S} — спиновый момент количества движения, измеряемые в единицах \hbar . Расщепление уровней $2^2S_{1/2}$ может быть рассмотрено независимо от расщепления уровней 2^3P , поскольку \mathcal{H}' не содержит матричных элементов, связывающих s - и p -состояния. Решение этой задачи хорошо известно и, мы просто выпишем результат из работы Бете⁴⁷.

Для уровней $2^2S_{1/2}$, $m_s = \pm \frac{1}{2}$:

$$E(2^2S_{1/2}, m_s; H) = E(2^2S_{1/2}) + 2\mu_0 H m_s. \quad (32)$$

Для уровней $2^2P_{3/2}$, $m_j = \pm \frac{3}{2}$:

$$E\left(2^2P_{3/2}, m_j = \pm \frac{3}{2}; H\right) = E(2^2P_{3/2}) + \frac{3}{4} \mu_0 H m_j. \quad (33)$$

Для уровней $m_j = \pm \frac{1}{2}$ состояний $2^2P_{1/2}$, $\frac{1}{2}$ энергии даются корнями векового уравнения, именно:

$$E = \frac{1}{2}(E_+ + E_-) + \mu_0 H m_j \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_+ - E_-)^2 + \frac{4}{3} \mu_0 H (E_+ - E_-) m_j + (\mu_0 H)^2}, \quad (34)$$

где E_+ и E_- — суть, соответственно, энергии состояний $2^2P_{3/2}$ и $2^2P_{1/2}$ в отсутствие поля.

Если измерять энергию в единицах

$$hf_1 = \frac{2(E_+ - E_-)}{3} \approx 7300 \text{ Мгц}, \quad (35)$$

принимая за начало отсчёта $\frac{1}{3}(2E_+ + E_-)$, и магнитное поле — в единицах

$$H_1 = \frac{2}{3\mu_0} (E_+ - E_-) \approx 5214 \text{ гаусс}, \quad (36)$$

т. е. положить

$$\mu_0 H = \frac{2}{3} (E_+ - E_-) x \quad (37)$$

и

$$E = \frac{2}{3} (E_+ - E_-) y + \frac{1}{3} (2E_+ + E_-), \quad (38)$$

то мы получим

$$y = -\frac{1}{4} + m_j x \pm \frac{1}{2} \sqrt{x^2 + 2m_j x + \frac{9}{4}}. \quad (39)$$

В тех же обозначениях энергии уровней $2^2P_{1/2}$, $m_j = \pm \frac{3}{2}$ даются выражением:

$$y = \frac{1}{2} \pm 2x \quad (40)$$

и уровней $2^2S_{1/2}$, $m_s = \pm \frac{1}{2}$:

$$y = y_0 - 1 \pm x, \quad (41)$$

где y_0 измеряет смещение уровня $2^2S_{1/2}$ относительно уровня $2^2P_{1/2}$ в отсутствии магнитного поля. Схема этих энергетических уровней приведена на рис. 11, показывающем области аномального

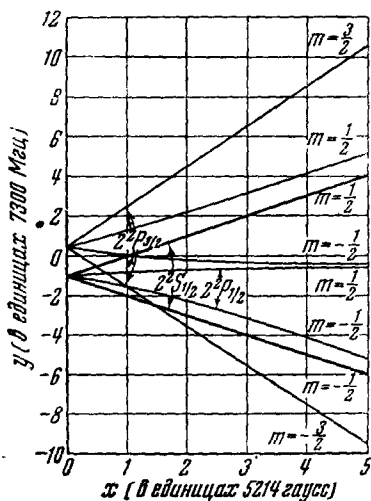


Рис. 11. Зеемановское расщепление тонкой структуры уровней водородного атома с $n=2$ согласно теории Дирака.

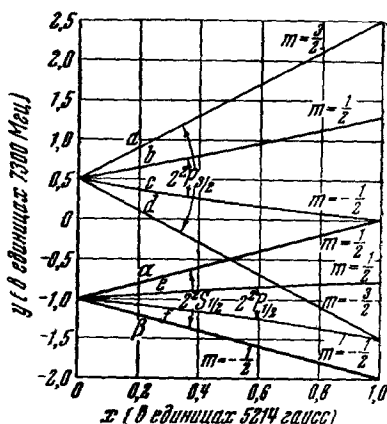


Рис. 12. Часть рис. 11 в увеличенном виде, показывающая сокращения, использованные для обозначения зеемановских компонент энергетических уровней.

зеемановского расщепления, расщепления в поле средней напряженности и Пашен-Бак-эффекта. Здесь, в соответствии с предсказанием теории Дирака, $y_0 = 0$. Для краткости эти уровни энергии будем обозначать одиночными буквами. Два метастабильных уровня $2^3S_{1/2}$, $m_s = \frac{1}{2}$ и $m_s = -\frac{1}{2}$ будут, соответственно, обозначаться через α и β (что соответствует традиционным обозначениям для спиновых волновых функций Паули). Уровни 2^2P будут обозначаться буквами a, b, c, d, e, f , как это показано на рис. 12.

на котором в увеличенном виде представлена наиболее интересная для нас область аномального зеемановского расщепления и расщепления в поле средней напряжённости.

Правила отбора для электрического дипольного излучения в области аномального зеемановского расщепления суть: $\Delta m_j = 0$ — для электрического вектора радиоволны, параллельного магнитному полю, и $\Delta m_j = \pm 1$ — для перпендикулярной поляризации. Соответственно, для параллельной поляризации разрешённые

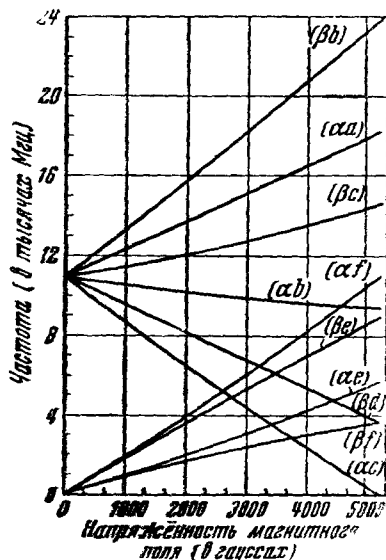


Рис. 13. Ожидаемые резонансные частоты как функции напряжённости магнитного поля для всех разрешённых переходов, ведущих из метастабильных состояний

$$\alpha \left(2^2S_{1/2}, m = \frac{1}{2} \right)$$

и

$$\beta \left(2^2S_{1/2}, m = -\frac{1}{2} \right)$$

в неметастабильные состояния a, b, c, d ($2^2P_{1/2}$) и e, f ($2^2P_{1/2}$) согласно теории Дирака.

переходы суть $ab, ae, \beta c, \beta f$, тогда как для перпендикулярной поляризации разрешены переходы: $\alpha a, \alpha c, \alpha f, \beta b, \beta d, \beta e$. Частоты, которые следует ожидать для этих переходов, изображены на рис. 13 как функции напряжённости магнитного поля.

В действительности, так как расщепление тонкой структуры $\frac{\alpha^2 hc R}{16}$ равно 10950 Мгц и смещение уровня $s\Delta = 1000 \text{ Мгц}$, мы знаем теперь, что $y_0 = 0,137$, а не нулю, как предсказывает теория Дирака. На этом основании кривые энергетических уровней будут такими, как это показано на рис. 14. Зависимость соответствующих частот переходов от

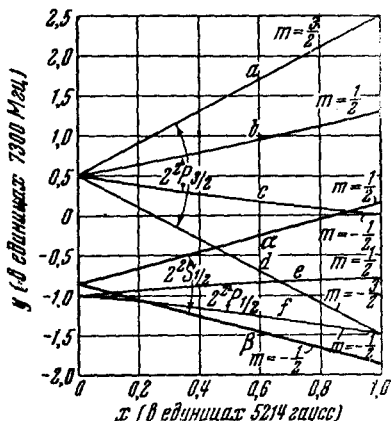


Рис. 14. Зеемановское расщепление энергетических уровней. То же, что и на рис. 12, но с учётом того, что невозмущённый уровень $2^2S_{1/2}$ приподнят над уровнем $2^2P_{1/2}$ на 1000 Мгц .

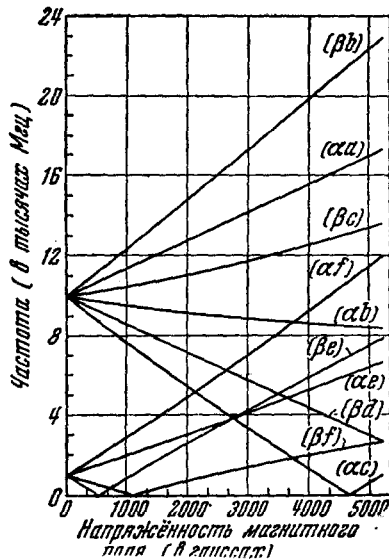


Рис. 15. Ожидаемые резонансные частоты как функции напряжённости магнитного поля. То же, что и на рис. 13, но с учётом того, что невозмущённый уровень $2^2S_{1/2}$ приподнят над уровнем $2^2P_{1/2}$ на 1000 Мгц .

напряжённости магнитного поля показана на рис. 15.

16. Получение поляризованного пучка атомов

Из сравнения рис. 12 и 14 видно, что имеющее в действительности место смещение уровня $2^2S_{1/2}$ ведёт к отмеченному выше различию в степени стабильности двух метастабильных состояний α и β в магнитном поле порядка 540 гаусс. Для разрушения метастабильного состояния электрическим полем E имеем

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{\gamma V^2}{\hbar^2 \left[\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 \right]}, \quad (42)$$

где $V = (|eE \cdot r|)$ — матричный элемент энергии возмущения $eE \cdot r$, связывающий два взаимодействующих состояния, и $\hbar\omega$ — разность

энергий этих состояний. При $H = 540$ гаусс $\frac{\omega}{2\pi}$ равно 2020 *Мгц* для переходов между состояниями α и f и нулю — для переходов между состояниями β и e . В результате разрушение нижнего метастабильного состояния β будет происходить много быстрее, чем разрушение верхнего метастабильного состояния α , а именно, скорости разрушения будут различаться на множитель

$$1 + 4 \frac{\omega^2}{\gamma^2} \approx 1630. \quad (43)$$

Основное возмущающее электрическое поле создаётся движением атомов перпендикулярно к магнитному полю \mathbf{H} ; его напряжённость равна

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}]. \quad (44)$$

Следовательно, \mathbf{E} перпендикулярно к \mathbf{H} . Если мы введём прямоугольные декартовы координаты с осью z , направленной вдоль \mathbf{H} , и осью x — вдоль \mathbf{v} , то \mathbf{E} будет направлено по оси y . Энергия возмущения $e\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}$ имеет матричный элемент, связывающий состояния β и e , но не состояния β и f . Для $v = 8 \cdot 10^5$ *см/сек* и $H = 540$ гаусс $E = 4,3$ *в/см*.

Время жизни состояния β в возмущающем электрическом поле напряжённости 4,3 *в/см*, перпендикулярном к магнитному полю, получающееся из расчёта Бете, как это описано в разделе 6, равно $4,3 \cdot 10^{-8}$ сек., тогда как время жизни состояния α будет в 1630 раз больше, т. е. будет равно $7 \cdot 10^{-5}$ сек. Это означает, что в присутствии динамического электрического поля почти все атомы, возбуждённые до состояния α , могут сохранить своё состояние возбуждения в течение времени, необходимого им для преодоления расстояния в 6 *см*, отделяющего их от детектора.

В то же время практически ни один атом, возбуждённый до нижнего метастабильного состояния β , не сохранит своего возбуждённого состояния к моменту достижения им детектора. Следовательно, атомный пучок, уже на небольшом расстоянии от места, где он подвергается электронной бомбардировке, окажется поляризованным — почти у всех возбуждённых атомов спины электронов будут ориентированы параллельно магнитному полю. Возбуждённые атомы с антипараллельными электронными спинами будут отфильтровываться в результате разрушающего действия динамического электрического поля. Этот метод получения сильно поляризованного атомного пучка может быть сопоставлен с другими известными методами: небольшим пространственным разделением, получаемым в опытах по отклонению атомного пучка, и поляризацией нейтронов, проходящих через сильно намагниченные поглотители.

Ситуация, описанная выше, отнюдь не ограничивается критическим значением напряжённостей поля $H = 540$ гаусс, при котором уровни β и ϵ пересекаются, но простирается на целый интервал напряжённостей поля. С аппаратурой, которая будет описана в настоящей статье, переходы βb , βc , βd , βe , βf , показанные на рис. 15, не наблюдались.

Разрушение метастабильных состояний вследствие Штарк-эффекта, обусловленного динамическим полем, имеет место также при напряжённости магнитного поля, близкой к той, при которой пересекаются уровни a и c , т. е. близкой к $H = 4700$ гаусс. Эта область много шире, чем для пересечения уровней βe , поскольку динамические электрические поля сильнее, и пучок метастабильных атомов должен сильно разрушаться при напряжённости поля, превышающей 3000 гаусс.

17. Влияние сверхтонкой структуры энергетических уровней

Проведённое в разделе 15 рассмотрение энергетических уровней, соответствующих состояниям с $n = 2$, игнорировало взаимодействие магнитного момента ядра (протона, дейтерона) с магнитным моментом электрона. К счастью, хотя влиянием этого взаимодействия в некоторых отношениях пренебрегать нельзя, оно может быть определено для интересующих нас целей с помощью теории возмущений. Магнитный момент ядра

$$\mu = g_I \mu_0 \quad (45)$$

создаёт магнитное поле, вектор-потенциал которого

$$\mathbf{A} = \frac{1}{r^3} [\mu, \mathbf{r}]. \quad (46)$$

Здесь g_I — фактор Ланде для ядра (около $\frac{5,6}{1836}$ для протона и $\frac{1,7}{1836}$ — для дейтерона), μ_0 — магнетон Бора (см. уравнение (31)) и \mathbf{I} — вектор спина ядра. Согласно уравнению Дирака энергия взаимодействия с электроном равна $g\alpha \cdot \mathbf{A}$, где α_x , α_y , α_z — матрицы Дирака. Смещение энергетических уровней, обусловленное сверхтонкой структурой, мало и может быть вычислено в первом приближении теории возмущений путём образования среднего от $g\alpha \cdot \mathbf{A}$ по невозмущённой дираковской четырёхкомпонентной волновой функции для состояния электрона. При образовании этого среднего две малые компоненты волновой функции должны вычисляться вблизи ядра с некоторой осторожностью, чтобы избежать неопределённости, связанной с сингулярностью \mathbf{A} в источнике. Теория⁴⁸ разработана Бете для случая исчезающе малого внешнего магнитного поля. Результаты для энергий даны ниже.

Для состояния s эффективный оператор возмущения

$$w = \frac{16\pi}{3} g_I \mu_0^2 |\psi(0)|^2 \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}, \quad (47)$$

или

$$w = \frac{8}{3} g_I \frac{Z^3}{n^3} \alpha^2 \hbar c R \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} \quad (48)$$

даёт смещение энергетических уровней, равное

$$\frac{4}{3} g_I \frac{Z^3}{n^3} \alpha^2 \hbar c R \begin{cases} I & \text{для } F = I + \frac{1}{2}, \\ -(I+1) & \text{для } F = I - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (49)$$

Расщепление двух состояний равно

$$\Delta w_n = \frac{8}{3} g_I \left(I + \frac{1}{2} \right) \frac{Z^3}{n^3} \alpha^2 \hbar c R. \quad (50)$$

Для основного состояния водородного атома это расщепление составляет 1416 Mz (оно возрастает до 1420 Mz для аномального значения магнитного момента электрона, как это показано в работах Нафе, Нельсона и Раби⁴⁹). В представляющем для нас интерес случае $n = 2$ расщепление составляет одну восьмую этого значения, т. е. 177 Mz .

Теория эффекта Зеемана для этой сверхтонкой структуры при любом магнитном поле даёт хорошо известную формулу Брейта-Раби⁵⁰ и иллюстрируется рис. 16. В наших целях достаточно рассмотреть только предельный случай сильного поля, когда \mathbf{I} и \mathbf{S} не связаны друг с другом и независимо прецессируют вокруг \mathbf{H} , причём проекции их соответственно равны m_I и m_S .

Тогда в уравнении (48) $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$

- может быть заменено на $m_I \cdot m_S$, и мы получаем для энергии возмущения, обусловливающей появление сверхтонкой структуры, выражение

$$w = \frac{8}{3} g_I \frac{Z^3}{n^3} \alpha^2 \hbar c R m_I m_S. \quad (51)$$

Состояние α , для которого $m_S = +\frac{1}{2}$, расщепляется на $2I + 1$ состояние. Для водорода $I \approx \frac{1}{2}$ и существует два состояния,

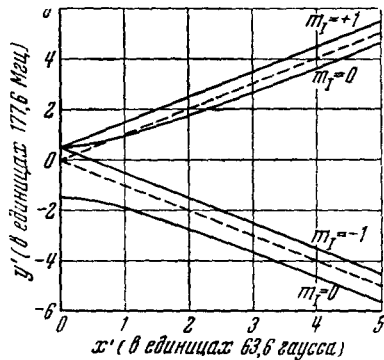


Рис. 16. Зеемановское расщепление сверхтонкой структуры уровня $2S_{1/2}$. Расщепление в отсутствие поля выбрано так, чтобы оно было равно одной восьмой измеренного Нафе и Нельсоном для основного состояния. Пунктирные линии показывают энергетические уровни, получающиеся, если игнорировать сверхтонкую структуру.

разделённых интервалом $\frac{1}{2} \Delta w$, или 88 Мэв. Состояние β ($m_s = -\frac{1}{2}$) расщеплено точно так же, но уровни располагаются в обратном порядке вследствие изменения знака m_s . При интерпретации более точных измерений, которые будут описаны в следующей работе, станет, разумеется, необходимым обсуждение справедливости данного приближения для сильного поля. В рамках же настоящей статьи ошибка невелика, поскольку безразмерный параметр

$$x' = \frac{(g_J - g_I) \mu_0 H}{\Delta w} \quad (52)$$

достигает единицы уже при напряжённости магнитного поля 63,6 гаусса, а почти все данные, описанные здесь, получены при полях намного большей напряжённости.

Для других, отличных от s , состояний Бете предположил, что расщепление тонкой структуры велико по сравнению с расщеплением сверхтонкой структуры и вывел для оператора возмущения уравнение

$$\begin{aligned} w &= 2\mu_0^2 g_I (r^{-3})_{\text{ср}} \frac{L(L+1)}{J(J+1)} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \\ &= g_I \frac{Z^3}{n^3} \frac{\alpha^2 \hbar c R \mathbf{I} \cdot \mathbf{J}}{\left(L + \frac{1}{2}\right) J(J+1)}. \end{aligned} \quad (53)$$

В отсутствии магнитного поля

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (54)$$

и

$$(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})_{F=|I-J|} - (\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})_{F=I+J} = \begin{cases} I(2J+1), & J \geq I, \\ J(2I+1), & J < I, \end{cases}$$

так что для водородного атома состояние $P_{1/2}$ расщепляется на два состояния с квантовыми числами результирующего момента количества движения $F=1,0$ и состояние $P_{3/2}$ расщепляется на два состояния с $F=2,1$. Величины расщеплений соответственно равны $1/3$ и $2/15$ от расщепления соответствующих состояний $2S_{1/2}$.

В присутствии магнитного поля, недостаточно сильного, чтобы разрушить связь между \mathbf{L} и \mathbf{S} , можно продолжать пользоваться уравнением (53). Однако к гамильтониану следует добавить энергию ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{J} в магнитном поле:

$$\mu_0 (g_J \mathbf{J} - g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{H},$$

и проблема становится математически тождественной с проблемой Зееман-эффекта для состояния S , так что формула Брейта-Раби может быть использована, если I или J равно $\frac{1}{2}$.

Мы получим упрощение, если рассмотрим магнитное поле, достаточно сильное, чтобы разрушить связь **I** с **J**, но недостаточно сильное, чтобы разрушить связь **L** с **S**. Тогда **I·J** может быть заменено на $m_I \cdot m_J$ и энергия возмущения, обуславливающая наличие сверхтонкой структуры, равна

$$w = \frac{g_I 2^3 a^2 h c R}{n^3 J(J+1) \left(L + \frac{1}{2} \right)} m_I m_J + \mu_0 H (g_J m_J - g_I m_I). \quad (55)$$

В результате наличия сверхтонкой структуры, вновь обращаясь для простоты к случаю $I = \frac{1}{2}$, каждое состояние оказывается расщеплённым на два состояния, одинаково смещённых по шкале энергий относительно невозмущённого состояния.

В рассмотренном здесь приближении расщепление сверхтонкой структуры зависит от напряжённости магнитного поля только благодаря наличию в выражении (55) члена $-\mu_0 H g_I m_I$. Ожидаемое расщепление должно быть:

$$\frac{1}{2} \Delta w = 88 \text{ Мгц для состояния } 2^3 S_{1/2},$$

$$\frac{1}{6} \Delta w = 29 \text{ Мгц для состояния } 2^3 P_{1/2},$$

$$\frac{1}{30} \Delta w = 6 \text{ Мгц для состояния } 2 P_{3/2}, m_J = \pm \frac{1}{2}$$

и

$$\frac{1}{10} \Delta w = 9 \text{ Мгц для состояния } 2 P_{3/2}, m_J = \pm \frac{3}{2}.$$

В случае дейтерия, когда $I = 1$, картина усложняется, но величина расщепления очень мала вследствие того, что ядерный магнитный момент меньше.

Расщепление уровней энергии, обусловленное сверхтонкой структурой, ведёт к усложнению наблюдаемых резонансных кривых. В большинстве случаев естественная ширина кривых превосходит расщепление сверхтонкой структуры, и результирующая кривая образуется двумя более или менее хорошо разрешёнными резонансными кривыми типа Вигнера-Вейскопфа.

В качестве иллюстрации мы используем здесь случаи переходов из состояния $\alpha (2^3 S_{1/2}, m_s = \frac{1}{2})$ в состояния $e (2^3 P_{1/2}, m_j = \frac{1}{2})$ и $f (2^3 P_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2})$.

Наблюдаемые переходы принадлежат к типу электрических дипольных и, поскольку магнитное поле разрушает связь ядер-

ного момента с другими векторами момента количества движения, правила отбора будут $\Delta m_f = 0$.

Дозволенные переходы показаны на рис. 17. Следует заметить, что вследствие различия в знаке произведения $m_f \cdot m_j$ расстояние между двумя пиками равно $\frac{4}{3} \Delta \omega$, или 117 Мгц, для перехода αf и только $\frac{2}{3} \Delta \omega$, или 58 Мгц, для перехода αe .

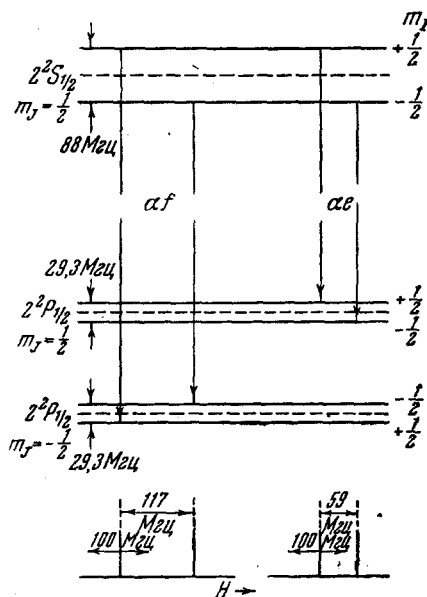


Рис. 17. Сверхтонкая структура уровней $2^2S_{1/2}$ ($m = \frac{1}{2}$) и $2^2P_{1/2}$ в сильном магнитном поле. Разрешённые переходы указаны стрелками. Пики резонансной кривой разделены, соответственно, интервалами в 117 и 59 Мгц. Этот интервал сравним с радиационной шириной 100 Мгц. Для простоты принято, что компоненты сверхтонкой структуры смещены на одинаковую величину, относительно изображённых пунктиром положений, соответствующих полному бак-гаудсмитовскому разрыву связей.

Естественная ширина изолированного перехода равна 100 Мгц. Когда две такие кривые накладываются друг на друга, то результирующая сложная кривая имеет два пика только в том

случае, когда пики разделены расстоянием, превышающим половину естественной ширины, т. е. 50 МГц. Теоретическая форма этих кривых показана на рис. 18, а и б. Даже в случае перехода αf , когда расстояние между пиками равно 117 МГц, на-

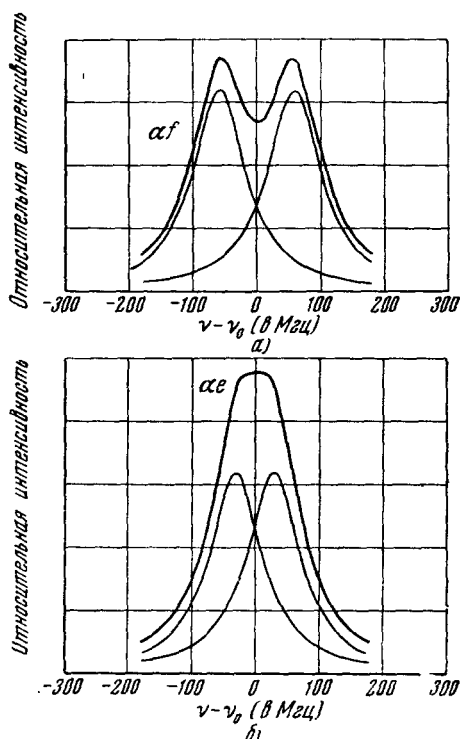


Рис. 18. Идеальные теоретические резонансные кривые, показывающие влияние сверхтонкой структуры для переходов αe и αf . Если резонансные кривые откладывать как функции напряжённости магнитного поля, то резонансная кривая для перехода αf становится уже, чем кривая для перехода αe .

личие сверхтонкой структуры ведёт только к уплощению вершины резонансной кривой, если имеются какие-нибудь другие причины, ведущие к её расширению.

В измерениях, описанных в настоящей статье, наблюдаемые пики были заметно расширены, по сравнению с ожидаемым, в результате неоднородности магнитного поля.

В. АППАРАТУРА

18. Предварительные попытки

Ввиду того что получение и детектирование метастабильных водородных атомов теоретически представлялось возможным, но экспериментально не было опробовано, возникала, очевидно, необходимость прежде всего добиться одновременного осуществления обоих процессов. Устройство первоначальной аппаратуры, предназначенной для этой цели, было по возможности простым. Она состояла из источника и детектора метастабильных атомов, заключённых в стеклянные баллоны, соединённые стеклянной же трубкой длиной 150 мм и диаметром 12,5 мм. Магнитное поле могло быть приложено как к источнику, так и к детектору или соединительной трубке. Оно создавалось постоянными магнитами того типа, который используется в магнетонах K -диапазона. Предполагалось, что позднее соединительная трубка будет проходить через широкую стенку волновода X -диапазона ($10 \times 22,5$ мм) так, чтобы метастабильные атомы могли бы подвергаться действию поля излучения, имеющего частоту около 10 000 Мгц.

Нами был избран второй, из рассмотренных в разделе 7, метод получения метастабильных атомов водорода, состоявший в непосредственном возбуждении молекул электрической бомбардировкой, так как он представлялся нам наиболее простым. Электронная пушка состояла из оксидированного катода сетки и, анода.

Два последних электрода поддерживались под одинаковым положительным потенциалом относительно катода, с тем чтобы создать сравнительно свободную от электрического поля область, в которой могли бы образовываться метастабильные атомы. Это устройство обеспечивало поток электронов с энергиями до 50 эв.

По причинам, обсуждённым в разделе 11, был избран метод детектирования с помощью электронов, вырываемых пучком метастабильных атомов из металла. Атомы направлялись на вольфрамовую мишень, и вырываемые ими электроны собирались положительным электродом. Этот метод имел то неудобство, что электроны, вырываемые с поверхности какими-нибудь другими способами, например в результате фотоэффекта, создавали фон, величину которого необходимо было должным образом ограничивать.

Однако фотоэлектрический ток, образующий фон, создавал возможность изучения режима электронной бомбардировки путём получения кривых возбуждения для водорода и гелия.

Водород поступал в бомбардируемую электронами область, и если возникали метастабильные атомы, то часть из них, пройдя соединительную трубку, должна была попасть на детектор. К сожалению электронная бомбардировка молекулярного водорода влечёт за собой различного рода эффекты, трудно отличимые

от ожидаемых в случае метастабильных атомов водорода. С помощью магнитных полей и электрического поля, создаваемого парой вспомогательных электродов, введенных для этой цели в соединительную трубку, было показано, что явления эти могли быть приписаны фотонам, электронам, положительным ионам и зарядам, собирающимся на стеклянных стенках. Последний эффект был особенно неприятным.

Обычным методом исследования на этой стадии было получение грубых кривых возбуждения как функций энергии бомбардирующих электронов с соответствующими поправками на присутствие посторонних ионов, электронов и влияние зарядов на стеклянных стенках. Хотя в то время не было возможности подтвердить присутствие метастабильных атомов, было очевидно из величины фотонного фона и низкого потенциала его возникновения, что избранный процесс возбуждения не столь благоприятен, как ожидалось. Стало ясно, что двухступенчатый метод, состоящий из предварительной диссоциации молекул и последующего возбуждения атомов с помощью электронной бомбардировки, будет в меньшей мере подвержен этим трудностям.

19. Рабочая модель

Когда стало ясным, что неизбежно радикальное изменение аппаратуры, была построена новая аппаратура, изготовленная целиком из металла, с внесением всех усовершенствований, необходимость которых выяснилась к тому времени. Тем не менее, прежде чем удалось получить полноценные результаты, пришлось произвести в ней многочисленные изменения.

Общая схема аппаратуры показана на рис. 19, представляющем собой горизонтальный поперечный разрез по оси коаксиальных круговых цилиндров, образующих правую и левую камеры. Прямоугольная область J является поперечным разрезом прямоугольного волновода X -диапазона ($10 \times 22,5$ мм), пронизывающего аппаратуру в вертикальном направлении. Магнитное поле направлено перпендикулярно как к волноводу, так и к обеим камерам. Полюсные наконечники магнита вмонтированы в имеющие форму усеченного конуса углубления в аппаратуре. Исключая некоторое количество ферромагнитных материалов, таких, как сталь и ковар, вблизи сочленений со стеклом, наружная оболочка аппаратуры в основном была изготовлена из меди.

Правая камера содержит детектирующие электроды; в левой камере размещаются диссоциатор водорода и электронная пушка. В промежуточной камере J создается радиочастотное поле. Водородные атомы, покинув диссоциатор A , попадают в область D , в которой часть из них возбуждается до состояния $2s$ в результате бомбардировки атомного пучка электронами.

Несколько изменив, в результате отдачи, направление своего движения, атомы проходят через щели *I* и область *J*, заполненную радиочастотным излучением, и попадают на детектирующую мишень *L*.

В соответствии с соображениями, которые обсуждаются в разделе 10 и Приложении III, при выборе относительного

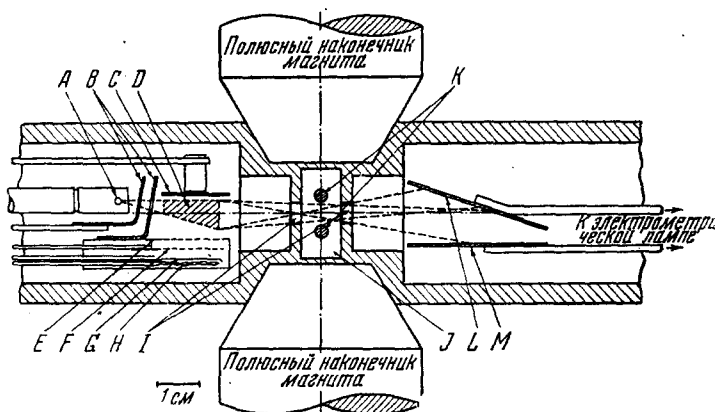


Рис. 19. Поперечный разрез аппаратуры. *A* — вольфрамовая печь водородного диссоциатора, *B* — экраны, *C* — анод электронной пушки, *D* — бомбардируемая область, *E* — ускорительная сетка электронной пушки, *F* — контрольная сетка; *G* — катод электронной пушки, *H* — подогрев катода, *I* — щели, *J* — волновод, *K* — проволочки, служащие для контрольного разрушения метастабильного состояния атомов постоянным электрическим полем и являющиеся одновременно передающей линией для микроволнового излучения, *L* — мишень детектора метастабильных атомов, *M* — электрод, собирающий электроны.

расположения водородного диссоциатора, электронной пушки и щелей *I* был принят во внимание угол отдачи. В качестве такового было взято среднее значение ϕ для электронов с энергией 13,6 эв; оно составляло примерно 8° (с.м. Приложение III).

20. Детектор

Детектирующие электроды представляли собой просто пару вольфрамовых пластинок *L* и *M*. Как было описано в разделе 11, метастабильные атомы, падающие на пластину *L*, вырывали из неё электроны, собиравшиеся затем на пластине *M*, потенциал которой поддерживался на 3 или 4 в выше потенциала пластины *L*. Электронный ток измерялся с помощью стандартной электрометрической схемы⁵³ с лампой *FP-54*. Входное сопротивление

ние схемы составляло около 95 000 *Мом*. Токсовая чувствительность была около $1,5 \cdot 10^{-16}$ *а/мм*. Было найдено, что очистка мишени, представлявшей собой в то время вольфрамовую ленту толщиной 0,1 *мм* и шириной 6 *мм*, путём прокаливании её при температуре 1000°С или выше, не оказывала устойчивого влияния. Поэтому, без заметного ущерба для чувствительности, была использована непрокалённая мишень. Отклик детектора на метастабильные атомы оказался не слишком сильно зависящим от напряжения коллектора, когда последнее менялось в пределах от 2 до 4 *в*, но резко падал, когда оно снижалось до нуля, и становился исчезающе малым при отрицательном напряжении коллектора порядка 1 *в*.

Поскольку поверхность мишени подвергалась только грубой очистке в процессе её изготовления, представлялось несомненным, что она была покрыта слоем различного рода загрязнений. В ряде случаев после работы в течение некоторого времени этот слой загрязнений становился видимым, однако его присутствие, повидимому, не оказывало заметного влияния на эффективность детектора.

21. Диссоциатор водорода

Атомарный водород получался в результате термической диссоциации молекулярного водорода так, как это было рассмотрено в разделе 8. Детали устройства показаны на рис. 20. Тонкостенный вольфрамовый цилиндр диаметром 1,6 *мм* был изготовлен, как показано, из вольфрамового листа толщиной 0,1 *мм*. Посредине цилиндра, параллельно его оси, была прорезана щель размером 0,2×1,5 *мм*. Цилиндр плотно вставлялся в отверстие, проделанное в молибденовом конце патрубка водяного охлаждения. Молекулярный водород вводился через трубку, расположенную внутри канала водяного охлаждения. Пропусканием электрического тока через вольфрамовую трубку последняя могла быть нагрета, в её центральной части, до температуры, достаточной для получения нужной степени диссоциации. Образующиеся при этом атомы вылетали наружу через маленькое отверстие, выполнявшее роль источника. Естественно, значительное количество молекулярного водорода просачивалось у концов цилиндра.

Рабочая температура в центральной части цилиндра была обычно близка к 2500°К. Более высокие температуры, хотя и могли быть достигнуты и были желательны, но вели к слишком быстрой гибели вольфрамовых цилиндров. Никаких достоверных данных о степени диссоциации, получаемой таким способом, у нас не имеется, но на основании оценок, сделанных в разде-

ле №8, степень диссоциации должна быть близкой к 64%. Неудобства, связанные с работой при такой сравнительно низкой степени диссоциации, компенсировались общим удобством метода.

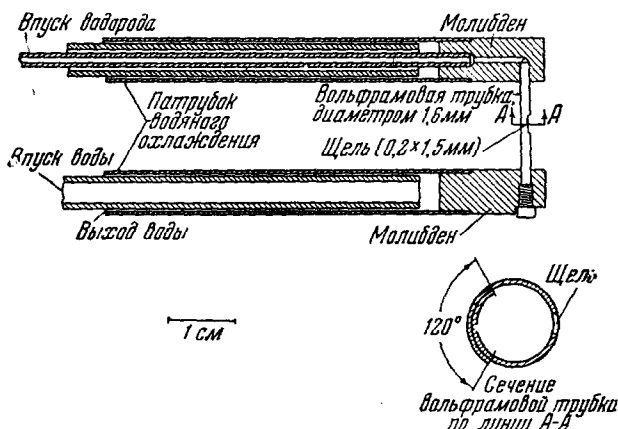


Рис. 20. Детали устройства водородного диссоциатора и вольфрамовой печи.

Было найдено, что для нагревания водородного диссоциатора с успехом может быть использован переменный ток. В типичных рабочих условиях сила тока была около 80 а и падение напряжения около 2 в.

22. Электронная пушка

Электронная пушка оказалась наиболее трудной частью аппаратуры и потребовалось много усилий, чтобы выяснить, каким образом она должна быть устроена, чтобы хорошо выполнять свои функции. Ввиду того что её усовершенствование для целей более точного определения смещения уровня 2s потребовало значительно больше труда, этот вопрос будет рассмотрен подробнее в части II.

На основании соображений, приведённых в разделах 6—10, имеется полная возможность установить свойства электронной пушки, наилучшие для целей данного эксперимента. Электрическое поле в бомбардируемой области, включая поле, создаваемое пространственным зарядом, должно быть насколько возможно слабым. Энергия бомбардирующих электронов должна быть близкой к пороговому значению 10,2 эв, а) для уменьшения разброса углов отдачи и б) для исключения создающих фон эффектов,

связанных с присутствием молекулярного водорода и возникающих начиная с энергии бомбардирующих электронов в 11,5 эв.

Практически, однако, для получения удовлетворительного уровня сигнала оказалось необходимым значительно отклониться от этих требований.

Используемая нами электронная пушка состояла из катода, контрольной сетки, ускоряющей сетки и анода, как показано на рис. 19. Катод *G* был оксидированным с косвенным подогревом. Катод и контрольная сетка *F* были полностью заключены внутри ускоряющего электрода *E*, который имел сетчатую структуру только со стороны, обращенной к аноду. Такое устройство служило для защиты бомбардируемой области *D*, в которой происходило возбуждение атомов, от электрического поля, создаваемого между ускоряющим электродом и катодом. Экраны *B* препятствовали попаданию излучения и испаряющегося вещества из водородного диссоциатора в область возбуждения и на детектор. В первоначальных моделях этого типа электронной пушки анод *C* отсутствовал; предполагалось, что роль анода должна выполнять наружная оболочка прибора. При таком устройстве, однако, обнаружить с уверенностью метастабильные атомы не удалось. Это могло быть приписано либо недостатку атомарного водорода, либо дефектам детектирующей схемы.

Вопрос о присутствии или отсутствии водородных атомов был решен независимым путем. Для этого водород, вырывающийся из диссоциатора, направлялся на слой копоти желтой окиси молибдена. Присутствие водородных атомов отчетливо обнаруживалось по быстрому превращению желтой окиси в голубую. При отсутствии лучшего контроля большая чувствительность детектора к фотонам могла рассматриваться как прямое свидетельство того, что он должен быть также чувствительным и к метастабильным водородным атомам. Таким образом имелись указания, что возможным источником трудностей является электронная пушка. Было установлено, что влияние пространственного заряда, образующегося в области между ускоряющим электродом и анодом, было существенно недооценено. При используемых малых энергиях электронов в 10—20 эв ток плотностью около 0,2 мА/см² создает большое падение потенциала между ускоряющей сеткой и анодом, сильно зависящее от расстояния, разделяющего электроды. Введение отдельного анода уменьшило это расстояние от 3 до примерно 1 см или меньше. После того, как это было сделано, немедленно был обнаружен эффект, который следовало признать созданным метастабильными атомами водорода.

Было найдено, что наиболее выгодными для работы являются: напряжение ускоряющей сетки около 13,5 в и смещение анода плюс 3 в относительно ускоряющей сетки. Сила анодного тока

поддерживалась около 0,3 *ма* путём регулирования напряжения на контрольной сетке. Эти условия подвергались значительным изменениям, основания для которых рассмотрены в разделе 28. Вообще выбор рабочего режима обуславливался необходимостью компромисса между нестабильностью и уровнем сигнала.

Катод был изготовлен из никелевой пудры, наваренной на молибденовую основу и покрытой обычной тройной смесью карбонатов бария, стронция и кальция. Площадь катода была примерно 1,5 *см*². Контрольная сетка была изготовлена из вольфрамовой проволоки диаметром 0,05 *мм* (6,4 витка на сантиметр); ускоряющая сетка, изготовленная из той же проволоки, имела 10 витков на сантиметр. Катодная и ускорительная контрольные сетки располагались, каждая, на расстоянии примерно 0,8 *мм*. Расстояние от ускоряющей сетки до анода составляло около 9 *мм*.

23. Радиочастотное и постоянное разрушающие электрические поля

Метастабильные атомы подвергались воздействию радиочастотного или постоянного электрических полей в области волновода *J* (рис. 19). Атомы попадали в эту область и покидали её через щели *I* (шириной 4,7 *мм* и высотой 16 *мм*). Проволочки *K*, введенные в аппаратуру задолго до того, как мы перешли к использованию радиочастотного поля, выполняли вспомогательные функции для идентификации различного рода частиц—электронов, ионов и фотонов, которые одно время детектировались. Впоследствии оказалось, что наличие этих проволочек имеет большое значение для идентификации метастабильных атомов, благодаря тому что электрическое поле, образующееся между проволочками в результате наложения на них постоянного напряжения, создаёт Штарк-эффект, обуславливающий смешение состояний $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$, что ведёт к разрушению метастабильных состояний атомов и к переходу атомов в состояния $1S$, вызывая тем самым уменьшение измеряемого тока детектора. Ввиду трудностей, встречающихся в поддержании количества метастабильных атомов в пучке на достаточном уровне, использование этой возможности оказалось необходимым в процессе измерений, а не только при подготовке аппаратуры, как это предполагалось вначале. Наконец, переходы на уровень $2^2P_{1/2}$ имеют место при частотах от 1500 до 6000 *Мгц*. Для частот этого диапазона проволочки *K* использовались как двухпроводная передаточная линия.

Проволочки располагались близ прямых, соединяющих концы щелей, но не экранировали последних. Электростатическое поле, создаваемое проволочками, когда на них подавалось напряжение в 25 *в* или более, было вполне достаточным для разрушения.

практически всех метастабильных атомов в проходящем пучке. Поскольку эффективность разрушения атомов определяется именно напряжённостью поля, необходимое напряжение в сильной мере зависит от конфигурации различных электродов и проводников. Ввиду того, что конфигурация радиочастотного поля была довольно сложной и нами не было предпринято попыток закончить линию соответствующей нагрузкой, было затруднительно оценить величину требуемой мощности радиочастотного излучения. Она, разумеется, должна была превышать значение, полученное при оценках, рассмотренных в разделе 13. На практике было найдено, что генератор должен доставлять мощность около 10 *вт* или более; требуемая мощность зависит от частоты, преимущественно вследствие частотной зависимости импеданса нагрузки.

Радиочастотное излучение в интервале частот от 3000 до 10 000 *Мгц* получалось непосредственно от клистронов 2К41, 2К44 или 2К39. Частоты, близкие к 1200 *Мгц*, получались путём удвоения частоты от клистрона 2К44 с помощью кристаллического умножителя 1Н23. Для получения частот в интервале от 1500 до 2600 *Мгц* служил маячный осциллятор 2С40. Стабильность частоты, достижимая при использовании обычным образом регулируемого силового питания, была найдена достаточной. Частота или, точнее, длина волны излучения измерялась с помощью коаксиального полостного волномера.

24. Магнитное поле

Магнитное поле создавалось небольшим электромагнитом. Конусообразные полюсные наконечники электромагнита имели 5 *см* в диаметре, сужаясь к концу до 2,5 *см* в диаметре. В данных опытах зазор между полюсами составлял 25 *мм*. С помощью этого магнита легко можно было получить магнитное поле напряжённостью в 3000 гаусс и более. Магнит питался от выпрямителя через фильтр со стабилизатором.

Напряжённость поля калибровалась путём смещения в сторону электродов детектора и введения через щель *I* в центр полости *J*, заполняемой радиочастотным излучением, маленькой пробной катушечки. Для получения градуировочной кривой зависимости напряжённости магнитного поля *H* от силы тока, питающего электромагнит, в условиях опыта применялись обычная процедура размагничивания и метод кривой намагничивания. Калибровка была выполнена с точностью примерно до 0,5%. Такая точность была более чем достаточной, так как было найдено, что в области воздействия радиочастотного поля на пучок метастабильных атомов неоднородность магнитного поля лежала в пределах примерно 33 гаусс при средней напряжённости поля в 1000 гаусс.

25. Подача газа и насосы

В описываемых опытах водород использовался в виде технически очищенного газа. По данным фирмы он содержал не менее 99,7% водорода; остаток представлял собой кислород в форме водяного пара.

Газ запасался в трёх однолитровых стеклянных сосудах и вводился в водородный диссоциатор через постоянную газовую течь, изготовленную путём запаивания неполированного куска вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм внутрь тонкого пай-рексового капилляра. Обычно оказывалось необходимым изготовить три или четыре такие течи, прежде чем удавалось получить течь, пропускающую желательное количество газа. Это количество составляло примерно $5 \cdot 10^{-6}$ л воздуха в секунду при разности давлений в 1 атм. Скорость поступления газа в диссоциатор можно было регулировать, меняя давление в сосуде, из которого происходило натекание. Понижение давления газа в сосуде в результате его вытекания в прибор являлось нежелательным эффектом, но его влияние на количество натекающего газа было мало по сравнению с флуктуациями и изменениями, обусловленными другими причинами.

Ввиду недостаточной величины получаемого сигнала поступление газа в диссоциатор приходилось увеличивать до тех пор, пока рабочее давление в аппаратуре не достигало 10^{-3} мм рт. ст. При несколько больших давлениях уже прекращали откачку диффузионные насосы. Скорость откачки, очевидно, не находилась в соответствии со скоростью натекания, но не настолько, чтобы воспрепятствовать проведению опыта. Аппаратура откачивалась через два 25-мм трубопровода (не показанных на рисунке 19) с помощью трёхступенчатых фракционных насосов. Низкий вакуум обеспечивался механическим насосом.

Г. НАБЛЮДЕНИЯ

26. Величина сигнала

Ток детектора, образующий сигнал, представляет собой поток электронов, вырывающихся из детекторной пластины метастабильными атомами. Фон — это ток, образуемый фотоэлектронами, возникающими, в первую очередь, в результате возбуждения до молекулярных состояний присутствующих в аппаратуре молекул водорода и, в некоторой степени, в результате возбуждения водородных атомов до атомных состояний, отличных от $2^3S_{1/2}$.

При использованной в описываемых опытах энергии бомбардирующих электронов уровень фона был в три или более раз выше уровня сигнала. Магнитное поле напряжённостью в 100 гаусс или более предохраняло детектор от попадания на него ионов или электронов из электронной пушки.

Сигнал наблюдался как отклонение гальванометра, получаемое, когда постоянное напряжение, достаточно сильное для разрушения практически всех метастабильных атомов, накладывалось на проволочки K (изображенные на рис. 19), как это описано в разделе 23. Это отклонение обычно составляло от 20 до 50 см по шкале гальванометра и в отдельных случаях достигало 80 см, что соответствовало силе тока $1,2 \cdot 10^{-13}$ а.

Это значение примерно в 40 раз меньше, чем значение, полученное в результате оценок, рассмотренных в разделе 12. Какая-то неизвестная часть этого расхождения может быть отнесена за счёт разрушения метастабильных состояний блуждающими электрическими полями в электронной пушке, создаваемыми зарядами, которые собираются на непроводящих осадках, отлагающихся на металлических поверхностях (см. раздел 28). Временами это обстоятельство влекло за собой практически полное исчезновение сигнала. С другой стороны, наиболее сильный сигнал получался в тех случаях, когда металлические поверхности бывали тщательно очищены от всех осадков. Представляется мало правдоподобным, чтобы количество изолирующих материалов, остающихся при этом в аппаратуре, было бы достаточным для обеспечения столь интенсивного разрушения пучка метастабильных атомов.

Оценки всех величин, входящих в уравнение (20), кроме эффективности детектора η , были, по всей вероятности, преуменьшены, так что S представляет собой нижнюю границу ожидаемого сигнала. Расхождение с наблюдаемой величиной сигнала может быть уничтожено, если принять $\eta = \frac{1}{80}$ вместо $\frac{1}{2}$, как это сделано в разделе 12. Возможные основания для столь малой эффективности детектора были указаны в разделе 11.

27. Зависимость величины сигнала от напряжённости магнитного поля

Наблюдения охватывали интервал изменений напряжённости магнитного поля от 50 до 3000 гаусс. При каждом значении напряжённости магнитного поля некоторая доля метастабильных атомов теряется пучком в результате разрушения метастабильных состояний динамическим электрическим полем, напряжённость которого определяется уравнением (44). Величина этих потерь растёт с ростом напряжённости магнитного поля, как это видно из обсуждения, проведённого в разделах 6 и 16. Было найдено, что сигнал вообще ослабевает по мере увеличения напряжённости поля в пределах исследованного интервала и становится крайне слабым при наиболее сильных полях, в качественном согласии с теорией. Конструктивные особенности

аппаратуры не позволили провести тщательного исследования этого явления. Помимо неподходящей геометрии, эффекты взаимодействия в электронной пушке сделали результаты трудно поддающимися интерпретации.

28. Стабильность сигнала

В разделе 26 было упомянуто, что величина сигнала подвержена заметным изменениям. Часть из них была объяснена в разделе 27 как вызываемая магнитным полем, но наряду с этим имеются также неконтролируемые изменения, создаваемые в основном электронной пушкой. Часть из этих последних изменений обуславливалась катодом, который было необходимо сменять через каждые три или четыре дня вследствие потери им эмиссии. Отравление катода вызывалось, предположительно, парами масла, диффундировавшими из насоса, или парами воды, проникавшими в аппаратуру с водородом. Пока это позволяла достаточная величина эмиссии, спадание тока могло корректироваться путём регулирования напряжения на контрольной сетке.

Вместе с потерей катодом эмиссии испытывали изменения, как упоминалось в разделе 22, и оптимальные рабочие значения силы тока и напряжений в электронной пушке. Этому соответствовало убывание величины сигнала, который к концу измерений становился ощутимо слабее, чем в их начале. Причина этого оставалась в то время непонятной, но теперь мы знаем, что такое убывание величины сигнала обусловлено образованием заряженных непроводящих слоёв на сетках и аноде. За это ответственно проникновение в аппаратуру паров масла из насоса и, возможно, паров смазки. Наряду с этим имеет место также диссоциация вследствие электронной бомбардировки; щёлочно-земельные оксиды, испаряющиеся с поверхности катода, также могут вносить свой вклад в этот эффект. Заряды, собирающиеся на этих изолирующих слоях, увеличивают блуждающие электрические поля, оказывающие разрушающее действие на метастабильные атомы, и вызывают, вследствие этого, ослабление сигнала. Они оказывают также большое влияние на электронный режим электронной пушки. Это обстоятельство будет рассмотрено в части II.

Для того чтобы получить достаточно сильный сигнал, оказалось необходимым увеличить давление водорода в источнике, насколько это было возможно без того, чтобы повышение давления в аппаратуре не влекло за собой заметного разрушения метастабильных состояний в результате межатомных столкновений. Это, к сожалению, оказалось связанным с возникновением многочисленных короткопериодных флуктуаций, преимущественно в уровне фона, который, как отмечалось в разделе 26, и без того был намного больше, чем сигнал.

Флуктуации уровня фона накладывались на флуктуации в пучке

метастабильных атомов и представляли собой серьёзное ограничение для точности измерений.

Изменения в эффективности детектирования также могли бы быть мыслимой причиной как долго-, так и короткопериодных изменений величины сигнала. Однако они обычно с тем же правом могли быть приписаны к другим причинам.

29. Процедура

В разделе 14 показано, что было бы весьма затруднительным наблюдать форму резонансной кривой, поддерживая постоянной напряжённость магнитного поля и варьируя частоту. Обратная процедура, была такова, что частота осциллятора поддерживалась при постоянном, определённом заранее значении и варьировалась напряжённость магнитного поля. Процедура сводилась просто к размагничиванию магнита и последующему ступенчатому увеличению напряжённости магнитного поля, при каждом значении которой определялось возрастание сигнала, создаваемое прерыванием радиочастотного излучения, поступающего в волновод. Резонансные кривые, полученные таким способом при различных частотах, показаны на рис. 21—24. На этих рисунках отклонения гальванометра, полученные путём прерывания радиочастотного излучения, отложены как функции напряжённости магнитного поля.

Изменчивость электронной пушки, рассмотренная в предыдущем разделе, делала необходимым отыскание нового оптимального рабочего режима перед каждой серией измерений. Для этого обычно было достаточно двух или трёх часов работы.

Ввиду трудных экспериментальных условий, в целях увеличения наблюдаемого эффекта использовалось радиочастотное излучение избыточной мощности.

В основном, влияние длинно- и короткопериодных флуктуаций и изменений величины сигнала могло быть исключено путём измерения сигнала при каждом значении напряжённости магнитного поля, с применением постоянного разрушающего электрического поля, и выражения степени разрушения пучка метастабильных атомов радиочастотным полем как отношения разрушения пучка радиочастотным полем к его разрушению постоянным полем. Эти величины, будучи отложены как функции H , дали бы более точную форму резонансной кривой. Однако весьма затруднительно поддерживать аппаратуру в рабочих условиях в течение столь длительного времени, какое необходимо для получения резонансной кривой описанным выше способом, производя лишь немногочисленные наблюдения полного сигнала. Это сделало использование более точного метода практически неосуществимым. Тем не менее резонансные пики были достаточно хорошо выражены для того, чтобы изменения величины сигнала с изменением напряжённости магнитного поля не влекли за собой большой ошибки.

Д. АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

30. Форма и ширина резонансных кривых

Несколько резонансных кривых, типичных для лучших измерений, приведено на рис. 21—24, показывающих примеры всех наблюдаемых переходов. Следует заметить, что это именно переходы с верхнего метастабильного уровня α . В согласии с рассмотрением, проведённым в разделе 16, другие переходы не наблюдались.

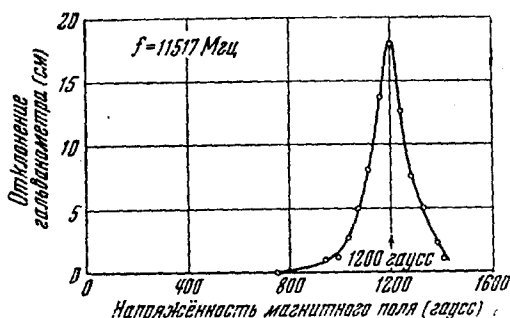


Рис. 21. Наблюдённая резонансная кривая.

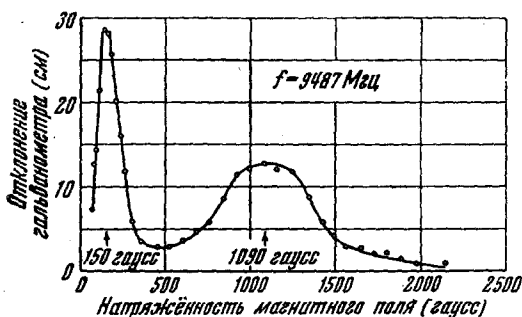


Рис. 22. Наблюдённая резонансная кривая.

Сопоставление экспериментальных резонансных кривых для водорода, приведённых на рис. 24, с теоретической кривой, изображённой на рис. 18, а, показывает, что ожидаемого частичного разрешения сверхтонкой структуры для перехода αf совершенно не наблюдается. Точно так же не обнаруживается и уплощения вершины резонансной кривой для перехода αf , показанного на рис. 18, б. Эти расхождения с теоретическими предсказаниями могут быть обусловлены неоднородностью магнитного поля и явлением радиочастотного насыщения. Неоднородность магнитного поля, составляющая в области J 33 гаусса на 1000 гаусс, должна

вести к смазыванию сверхтонкой структуры и увеличению теоретически ожидаемой ширины резонансного пика. Как выяснено в разделе 13, радиочастотное насыщение также ведёт к увеличению полуширины резонансного пика и соответственному ухудшению разрешения сверхтонкой структуры. Помимо этого, причиной расширения резонансного пика может являться просачивание радиочастотного поля из волновода через сравнительно большие

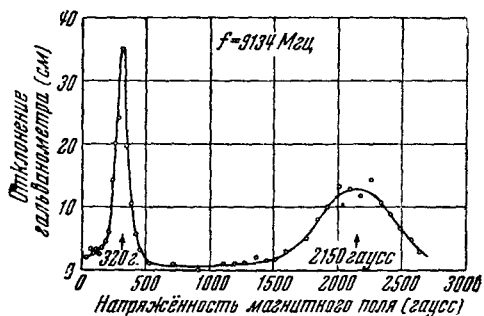


Рис. 23. Наблюденная резонансная кривая.

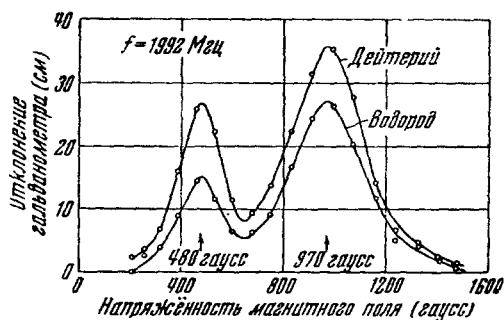


Рис. 24. Наблюденные резонансные кривые. Кривые, получающиеся в случае водорода и дейтерия, подобны.

отверстия внутри бомбардируемой области. Разрушаемые метастабильные атомы находятся в этой области в магнитном поле,

которое несколько слабее, чем поле внутри волновода. Следовательно, надлежит ожидать, что полуширины резонансных пиков будут заметно превышать вычисленные значения. Это видно из приводимой таблицы. При получении расчётных значений принимались во внимание только радиационная ширина в 100 Мгц и неразрешённая сверхтонкая структура уровней S и P .

Полуширины резонансных пиков

Вещество	Переход	Полуширина пика в Мгц	
		наблюдено	вычислено
H	αf	410	219
H	αe	320	159
D	αf	400	128
D	αe	320	114

Допплеровским расширением можно пренебрегать. Ожидаемые различия между водородом и дейтерием не обнаружены, возможно,

вследствие сильного эффекта насыщения в случае последнего.

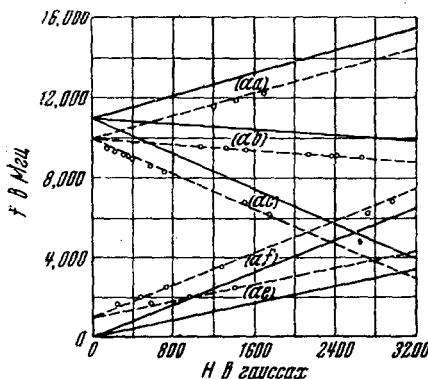


Рис. 25. Сводка данных, полученных при промерах резонансных пиков. Сплошные линии соответствуют теории Дирака, как и на рис. 13; пунктирные линии соответствуют смещённым кривым рис. 15, проведённым с учётом того, что уровень $2^2S_{1/2}$ приподнят на 1000 Мгц. Совпадение пунктирных кривых с экспериментальными точками отчётливо свидетельствует о реальности такого смещения уровня $2^2S_{1/2}$.

изображены на том же рисунке сплошными линиями. Для сопоставления с экспериментально полученными точками теоретические кривые были смещены вниз на 1000 Мгц — в случае перехода на

31. Результаты

Резонансные значения напряжённости магнитного поля отыскивались просто по положению наблюдаемого пика — в случае резко выраженных пиков — и путём усреднения полей, соответствующих половинной высоте пика, — для размытых пиков. Никаких поправок на взаимное перекрытие пиков или на другие факторы не вводилось. Резонансные значения напряжённости магнитного поля, полученные таким путём при различных частотах, показаны на рис. 25. Теоретические кривые для эффекта Зеемана, вычисленные в предположении справедливости теории Дирака,

уровень $2^2P_{3/2}$ — и вверх на 1000 *Мгц* — в случае перехода на уровень $2^2P_{1/2}$.

Ввиду неопределённости, вносимой неоднородностью магнитного поля и смещением пиков, обусловленным спаданием величины сигнала с возрастанием напряжённости магнитного поля, никаких попыток для достижения лучшего согласия между смещёнными кривыми и экспериментальными точками не предпринималось.

Результаты с несомненностью показывают, что вопреки теории Дирака, но в существенном согласии с гипотезой Пастернака, уровень $2^2S_{1/2}$ располагается выше уровня $2^2P_{1/2}$ примерно на 1000 *Мгц* ($0,33 \text{ см}^{-1}$), или около 9% дублетного расщепления. С точностью этих результатов не обнаружено никакого расхождения между наблюдаемым и предсказываемым теорией Дирака дублетным расщеплением *P*-уровней.

Сопоставление резонансных кривых для водорода и дейтерия показывает, что с этой точностью смещение уровней $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$ для дейтерия то же самое, что и для водорода.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Условия в разряде Вуда

Поглощение радиоволн возбуждёнными атомами водорода в разрядной трубке Вуда зависит от заселённости различных состояний. Последняя, в свою очередь, зависит от соотношения между процессами образования и разрушения возбуждённых атомов. Это влечёт за собой обширную программу исследований, необходимых для проведения количественных расчётов. Мы должны будем удовлетвориться здесь грубейшими оценками. Рассматриваться будут только состояния $n=1$ и $n=2$ атомарного водорода.

Мы предполагаем, что состояние $2p$ разрушается с переходом в состояние $1s$ с постоянной распада, соответствующей естественному времени жизни $\tau_p = 1,6 \cdot 10^{-9}$ сек., и что возбуждение состояния $2p$ происходит в первую очередь под действием двух причин: 1) электронной бомбардировки и 2) поглощения лаймановского резонансного излучения, испускаемого другими атомами. Поскольку коэффициент поглощения для этого излучения весьма велик, квант резонансного излучения может, в среднем, покинуть трубку, только претерпев большое число актов поглощения и реэмиссии. Это число было оценено⁵³ как лежащее для типичных условий разряда между 500 и 1000. В результате эффективная постоянная распада состояний $2p$ становится много меньше, чем отвечающая естественному времени жизни, и заселённость состояний $2p$ соответственно возрастает.

Для состояния $2^3S_{1/2}$ положение оказывается существенно иным. Как указано в разделе 9, вероятность возбуждения из состояния $1^3S_{1/2}$ в результате электронной бомбардировки составляет всего

около одной десятой вероятности возбуждения состояний $2p$. Захват резонансного излучения здесь не играет никакой роли; для состояния $2^3S_{1/2}$ невозможно оптическое возбуждение из основного состояния. Однако состояние $2^3S_{1/2}$ в некоторых условиях может быть метастабильным, и вопреки малой вероятности возбуждения заселённость его может оказаться высокой. Как показано в разделе 6, постоянная распада для состояния $2^3S_{1/2}$ возрастает с увеличением напряжённости электрического поля, действующего на атом, и убывает с ростом расщепления состояний $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{1/2}$. Если это расщепление равно нулю, как это следует из теории Дирака, то время жизни состояния $2^3S_{1/2}$ в типичных условиях вудовского разряда всего в несколько раз превышает естественное время жизни, но если расщепление составляет 1000 Мгц , то время жизни возрастает примерно до 900τ , и соответственно увеличивается заселённость состояния $2^3S_{1/2}$. Рассмотрим переходы между состояниями $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{3/2}$, индуцируемые радиоволнами. Если эти состояния заселены в соответствии с их статистическими весами (равнораспределение), то никакого сколько-нибудь заметного чистого поглощения радиоволн наблюдаться не будет, поскольку индуцированное излучение будет в точности компенсировать индуцированное поглощение. (Спонтанные переходы между состояниями $2^3P_{3/2}$ и $2^3S_{1/2}$ происходят пренебрежимо редко.) Если заселённость состояния $2^3S_{1/2}$ превышает заселённость состояния $2^3P_{3/2}$, то должно наблюдаться чистое поглощение радиочастотного излучения. С другой стороны, если заселённость состояния $2^3P_{3/2}$ выше заселённости состояния $2^3S_{1/2}$, то будет иметь место чистое индуцированное излучение (отрицательное поглощение).

На основании одного только предшествующего рассмотрения можно было бы ожидать, что уровни $2p$ будут примерно в пять раз более заселёнными, чем уровни $2s$. В этом случае следовало бы ожидать отрицательного поглощения и, как оценено ниже, весьма значительного. Общеизвестно, что оценки заселённости грубы. Однако представляется, что если бы не существовало механизма, обеспечивающего действенную связь состояний $2^3S_{1/2}$ и $2^3P_{1/2}$, то строгое равнораспределение могло бы наступить только случайно.

Как указано выше и как количественно рассмотрено в разделе 6, связь между этими двумя состояниями создаётся эффектом Штарка. Если бы отсутствовал захват резонансного излучения, то заселённость состояния $2^3P_{1/2}$ была бы недостаточной для установления равнораспределения посредством этого механизма. Однако на основании численных оценок, данных выше и в Приложении II, кажется вполне возможным, что установление равнораспределения может иметь место и что поглощение радиочастотного излучения будет заметно уменьшено.

Если равнораспределение не достигнуто, то имеет место чистое поглощение или чистое излучение. С тем чтобы претворить эти качественные соображения в количественную оценку, мы рассчитаем индуцируемую радиочастотным излучением неравновесную долю переходов из состояния $2^3S_{1/2}$ в состояние $2^3P_{3/2}$, игнорируя обратные переходы, которые могут почти аннулировать весь эффект или даже изменить его знак. Хотя результатом такого расчёта может быть завышенная оценка ожидаемого «поглощения», он создаст удобное основание для обсуждения.

Мы переходим к оценке коэффициента поглощения. В типичной вудовской разрядной трубке давление можно принять равным 0,15 мм рт. ст., что соответствует плотности

$$n_H = \frac{0,15 \times 2,687 \times 10^{19}}{760} = 5,3 \cdot 10^{16} \quad (56)$$

атомов водорода в 1 см^3 .

Количество атомов в единице объёма, возбуждаемых в течение 1 сек. до состояния $2^3S_{1/2}$, будет равно

$$J\sigma n_H,$$

где eJ — плотность электронного тока и σ — поперечное сечение возбуждения. Если мы приравняем эту величину предполагаемому количеству атомов в единице объёма, возвращающихся в течение 1 сек. в основное состояние

$$\frac{n^*}{900 \tau_p},$$

то получим

$$n^* = 900 J\sigma \tau_p n_H. \quad (57)$$

Беря плотность электронного тока соответствующей 0,1 а/см²:

$$J = \frac{0,1}{1,602 \cdot 10^{-19}} = 6,24 \cdot 10^{17} \frac{\text{электронов}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$$

и

$$\sigma = 10^{-17} \text{ см}^2$$

(см. раздел 9), находим концентрацию атомов, возбуждённых до состояния $2^3S_{1/2}$:

$$n^* = 4,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}. \quad (58)$$

Рассмотрим теперь поглощение радиоволн этими возбуждёнными водородными атомами, принимая во внимание, как сказано выше, только переходы в состояние $2^3P_{3/2}$. Так же как и в разделе 13, вероятность перехода для поглощения излучения примем равной

$$\frac{1}{\tau_{\text{инд}}} = \frac{2\pi e^2 S_0 \gamma}{c \hbar^2} \frac{|(\mathbf{e}, \mathbf{r})|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (59)$$

где S_0 — плотность энергии падающего излучения, имеющего круговую частоту ω и вектор электрической поляризации, параллельный единичному вектору \mathbf{e} ; ω_0 — резонансная круговая частота; $(|\mathbf{r}|)$ — матричный элемент координатного вектора \mathbf{r} атомного электрона для перехода из состояния $2^2S_{1/2}$ в состояние $2^2P_{3/2}$; $\gamma = \frac{1}{\tau_p}$ — величина, обратная времени жизни состояния $2^2P_{3/2}$. Для некоторых оценок вместо вероятности перехода удобнее использовать поперечное сечение $\sigma_{\text{инд}}$ для поглощения микроволнового фотона. Эта величина определяется уравнением

$$J_p \sigma_{\text{инд}} = \frac{1}{\tau_{\text{инд}}}, \quad (60)$$

где J_p — плотность потока таких фотонов. Поскольку $J_p = \frac{S_0}{\hbar \omega_0}$, имеем

$$\sigma_{\text{инд}} = \frac{\hbar \omega_0}{S_0 \tau_{\text{инд}}},$$

или

$$\sigma_{\text{инд}} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \frac{|(\mathbf{e}, \mathbf{r})| |\omega_0 \gamma|}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (61)$$

Для суммы всех переходов на подуровни состояния $2^2P_{3/2}$ следует положить $|(\mathbf{e}, \mathbf{r})|^2$ равным двум третям значения, получающегося при суммировании по всем подуровням состояний $2^2P_{1/2}$ и $2^2P_{3/2}$.

Последнее значение получается при вычислении $\sigma_{\text{инд}}$ для переходов из состояния $2s$ в состояние $2p$ без учёта электронного спина. Отсюда⁵³

$$|(\mathbf{e}, \mathbf{r})|^2 \rightarrow \frac{2}{3} \frac{27a^2}{3} = 6a_0^2. \quad (62)$$

В условиях резонанса

$$\omega = \omega_0 = 2\pi \cdot 10\,950 \cdot 10^6 \text{ сек.}^{-1}, \quad (63)$$

и используя значение

$$\gamma = \frac{1}{1,595 \cdot 10^{-9}} = 6,25 \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1}, \quad (64)$$

мы находим

$$\sigma_{\text{инд}} = 3,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2. \quad (65)$$

Для концентрации атомов, возбуждённых до состояния $2^2S_{1/2}$, $n^* = 4,7 \cdot 10^{10}$ атомов/см³, коэффициент поглощения должен быть тогда равен $\mu = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. По масштабам современной микроволновой микроскопии — это большой коэффициент поглощения, но ширина резонансного пика $\frac{\gamma}{2n} \approx 100 \text{ Мгц}$ во много раз больше ширины, с которой обычно приходится встречаться в этой области. Как указывалось выше, представляется возможным, что

это поглощение почти полностью компенсируется обратными переходами. Однако ввиду крайней грубости численных оценок не исключено, что может иметь место некоторое отклонение от равнораспределения и что поглощение или индуцированное излучение может быть обнаружено. Поэтому в высшей степени желательно, чтобы исследование этих эффектов производилось в условиях такого разряда, который не благоприятствует установлению равнораспределения.

В качестве осложняющего фактора здесь будет выступать большой и зависящий от частоты фон, образуемый поглощением микроволн электронами. Гаазе¹⁹ нашёл хорошее согласие с уравнением

$$\mu_{\text{электр}} = \frac{2 e^2 z \lambda^3 N_e}{\pi t c^3}, \quad (66)$$

выведенным Стюартом⁵⁴ для коэффициента поглощения излучения с длиной волны λ . Здесь z — число соударений с газовыми молекулами, испытываемых электроном в 1 сек., и N_e — число свободных электронов в 1 см³. Для типичных условий:

$$z = 0,95 \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1},$$

$$N_e = 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3},$$

$$\lambda = 3 \text{ см}$$

имеем

$$\mu_{\text{электр}} = 1,03 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}. \quad (67)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Разрушение метастабильных водородных атомов электрическим полем⁵⁵

Мы намереваемся здесь обобщить теорию влияния однородного электрического поля на время жизни уровня $2^2S_{1/2}$, данную Бете²⁶, так как в вычислениях Бете не принималось во внимание снятие вырождения состояний $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$.

Мы рассмотрим два возбуждённых уровня с амплитудами вероятности a и b . Состояние a метастабильно в отсутствии внешнего электрического поля и имеет малую постоянную распада γ_a (двухквантовый переход в основное состояние со временем жизни $\frac{1}{\gamma}$ сек.). Уровень b расположен энергетически выше уровня a на величину $E_b - E_a = \hbar\omega$ (ω может быть отрицательной) и разрушается с переходом в основное состояние с испусканием резонансного излучения. Соответствующая постоянная распада $\gamma_b = \frac{1}{\tau_p}$.

Уравнения теории возмущений имеют тогда вид

$$\left. \begin{aligned} i\hbar a &= V^* e^{-i\omega t} b - \frac{1}{2} i\hbar \gamma_a a, \\ i\hbar b &= V e^{-i\omega t} a - \frac{1}{2} i\hbar \gamma_b b, \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

где $V = (b | e \mathbf{E}, \mathbf{r} | a)$ — матричный элемент энергии возмущающего электрического поля для перехода $a \rightarrow b$. Распад трактуется феноменологическим введением затухающего члена; это можно обосновать, выписав уравнения типа Вигнера-Вейскопфа⁵⁶.

Общее решение уравнений (68) имеет вид

$$\begin{aligned} a &= A_1 e^{\mu_1 t} + A_2 e^{\mu_2 t}, \\ b &= -\frac{\hbar}{iV^*} \left[\left(\mu_1 + \frac{1}{2} \gamma_a \right) A_1 e^{(\mu_1 + i\omega)t} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\mu_2 + \frac{1}{2} \gamma_a \right) A_2 e^{(\mu_2 + i\omega)t} \right], \end{aligned} \quad (69)$$

где μ_1 и μ_2 суть корни квадратного уравнения

$$\left(\mu + \frac{1}{2} \gamma_a \right) \left(\mu + i\omega + \frac{1}{2} \gamma_b \right) + \frac{|V|^2}{\hbar^2} = 0. \quad (70)$$

В большинстве приложений член γ_a может быть отброшен. Тогда для слабых электрических полей

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &\approx -i\omega - \frac{1}{2} \gamma_b, \\ \mu_2 &\approx -\frac{|V|^2}{\hbar^2 \left(i\omega + \frac{1}{2} \gamma_b \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Возбуждению метастабильного состояния соответствуют начальные условия:

$$a = 1, \quad b = 0 \quad \text{при } t = 0. \quad (72)$$

Это даёт

$$\left. \begin{aligned} A_1 + A_2 &= 1, \\ \mu_1 A_1 + \mu_2 A_2 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

откуда

$$A_1 = \frac{\mu_2}{\mu_2 - \mu_1}, \quad A_2 = -\frac{\mu_1}{\mu_2 - \mu_1}. \quad (74)$$

Вероятность того, что уровень a останется занятым по истечении времени t , равна

$$|a|^2 = |A_1 e^{\mu_1 t} + A_2 e^{\mu_2 t}|^2. \quad (75)$$

Первый член имеет малый коэффициент и быстро затухает. Поскольку $|A_2| \approx 1$, эффективная постоянная распада

$$\gamma_{\text{штарк}} = \mu_2 + \mu_2^* = \frac{\gamma_b |V|^2}{\hbar^2 \left(\omega^2 + \frac{1}{4} \gamma_b^2 \right)}. \quad (76)$$

Для $\omega = 0$ это приводит к результату, полученному Бете. В случае наличия нескольких значительно разделённых уровней b , ни один из которых не связан слишком сильно с уровнем a , постоянные распада аддитивны.

В пределе $|V|^2 \rightarrow 0$ точное решение даст

$$\mu^2 + \mu_2^* = \gamma_a,$$

в то время как в пределе

$$\frac{|V|^2}{\hbar^2 \left(\omega^2 + \frac{1}{4} \gamma_b^2 \right)} \rightarrow \infty$$

имеем

$$\mu_i + \mu_i^* = \frac{\gamma_b}{2}$$

для $i = 1, 2$, т. е. ожидаемый результат. Приближённое выражение (76) достаточно для большинства целей.

При обсуждении вопроса о заселённости уровней в Приложении I возникла проблема, касающаяся механизма, с помощью которого может быть установлено равнораспределение между состояниями $2^2P_{1/2}$ и $2^2S_{1/2}$. Оценки показали, что без такого механизма заселённость уровней $2^2P_{1/2}$ может быть значительно (до 12 раз) большей, чем заселённость уровня $2^2S_{1/2}$. Рассмотрим теперь атом, возбуждённый резонансным излучением до состояния $2^2P_{1/2}$. Весьма быстро такой атом совершит переход в состояние $1^2S_{1/2}$, сопровождаемый реэмиссией резонансного излучения. Однако вследствие обусловленной Штарк-эффектом связи между состояниями $2^2P_{1/2}$ и $2^2S_{1/2}$ имеется некоторая малая вероятность того, что вместо перехода в основное состояние будет иметь место переход в долгоживущее состояние $2^2S_{1/2}$. Эта вероятность может быть вычислена из решения уравнения (68) при начальных условиях:

$$a = 0, \quad b = 1 \quad \text{при} \quad t = 0. \quad (77)$$

Так как член, содержащий в экспоненте μ_1 , быстро затухает, то вероятность перехода в метастабильное состояние равна

$$|a|^2 = |A_2'|^2 \approx \frac{V^2}{\hbar^2 \left(\omega^2 + \frac{1}{4} \gamma_b^2 \right)^2} = \frac{\gamma_{\text{штарк}}}{\gamma_b} \approx \frac{1}{800}. \quad (78)$$

Поскольку резонансное излучение в среднем претерпевает от 400 до 1000 актов поглощения и реэмиссии, прежде чем оно успевает покинуть область разряда, имеется большая вероятность

того, что долгоживущее состояние $2^3S_{1/2}$ будет заселено прежде, чем произойдёт освобождение радиации. Следовательно, такой механизм установления равнораспределения между состояниями $2^2P_{1/2}$ и $2^2S_{1/2}$, повидимому, является правдоподобным.

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Распределение по углам отдачи

Как отмечалось в разделе 10, водородные атомы, возбуждаемые до метастабильного состояния в результате электронной бомбардировки, испытывают отдачу, измеряемую углом θ , указывающим изменение направления их движения. Нашей целью здесь будет найти распределение возбуждённых атомов по углам отдачи. Пусть M — масса атома, V_0 — его начальная скорость, V_1 — его конечная скорость и пусть скорость бомбардирующего электрона массы m до соударения будет v_0 , а после соударения — v . Из закона сохранения импульса при соударении

$$MV_0 + mv_0 = MV_1 + mv_1. \quad (79)$$

Закон сохранения энергии приближённо даёт:

$$\frac{1}{2} mv_0^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 = \frac{3}{4} hcR, \quad (80)$$

причём мы пренебрегаем изменением кинетической энергии атома.

Сохранение импульса может быть графически изображено так, как показано на рис. 26, где ε — угол отклонения электрона, рассеянного в результате неупругого соударения. Окружность на

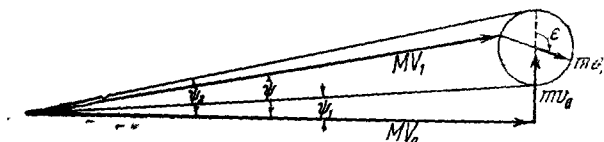


Рис. 26. К расчёту распределения по углам отдачи при возбуждении атомов водорода до состояния $2^2S_{1/2}$ путём бомбардировки их электронами с энергией 13,6 эв.

рис. 26 условно изображает сферу, образуемую концами векторов mv_1 ; следует помнить, что вектор V_1 может поэтому лежать вне плоскости, определяемой векторами V_0 и v_0 . Для заданных значений V_0 и v_0 угол θ может иметь различные значения вследствие распределения по углам ε . Для упрощения положим, что распределение по ε является сферически симметричным. Такое предположение не столь плохо вблизи порога, где v_1 относительно мало и волновая функция рассеянного электрона соответствует, в основном, нулевому орбитальному моменту количества движения.

Учитывая условия эксперимента, мы интересовались горизонтальными (ψ) и вертикальными (χ) углами отдачи в отдельности.

Приближённо можно положить

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{mv_0 - mv_1'}{MV_0}, \quad (81)$$

где v_1' — величина проекции вектора \mathbf{v}_1 на направление \mathbf{V}_0 .

Аналогичным образом

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{mv_1''}{MV_0}, \quad (82)$$

где v_1'' — величина проекции \mathbf{v}_1 на перпендикуляр к горизонтальной плоскости.

Поскольку углы ψ и χ очень малы, тангенсы могут быть заменены на углы, выраженные в радианной мере. В предположении сферически симметричного распределения для \mathbf{v}_1 вероятность распределения по v_1' одинакова в пределах от v_1 до $-v_1$; то же самое *) имеет место и для v_1'' . Отсюда вероятность распределения по ψ одинакова для интервала углов $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2$, где

$$\psi_1 = \frac{mv_0 - mv_1}{MV_0} \quad \text{и} \quad \psi_2 = \frac{mv_0 + mv_1}{MV_0}, \quad (83)$$

т. е. мы можем написать

$$P(V_0, \psi) d\psi = \begin{cases} \frac{MV_0}{2mv_1} d\psi & \text{для } \psi_1 \leq \psi \leq \psi_2, \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (84)$$

что удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} P(V_0, \psi) d\psi = 1. \quad (85)$$

Аналогичным образом

$$P(V_0, \chi) d\chi = \begin{cases} \frac{MV_0}{2mv_1} d\chi & \text{для } -\chi_1 \leq \chi \leq +\chi_1, \\ 0 & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (86)$$

где

$$\chi_1 = \frac{mv_1}{MV_0}. \quad (87)$$

Выражения (84) и (86) справедливы для заданных начальных скоростей \mathbf{v}_0 и \mathbf{V}_0 бомбардирующих электронов и водородных атомов. Бомбардирующие электроны можно предполагать моноэнергетическими. Распределение же атомов по скоростям ведёт к добавочному размыванию распределения по углам рассеяния. Предполагая, что в печи, служащей источником атомного пучка,

*) Корреляцией между ψ и χ пренебрегаем.

имеет место тепловое равновесие, соответствующее температуре T , имеем для распределения атомов в пучке по скоростям выражение

$$N(V_0) dV_0 = AV_0^3 e^{-\frac{V_0^2}{v^2}}, \quad (88)$$

где A определяется из условия нормировки ($A = 2U^{-4}$) и параметр U — из соотношения $\frac{1}{2}mU = kT$. Наиболее вероятной скоростью атомов, образующих пучок, является $\sqrt{\frac{3}{2}}U$.

Учитывая распределение атомов по скоростям, получаем для распределения возбуждённых атомов по углам ψ :

$$P(\psi) = \int_0^\infty N(V_0) P(V_0, \psi) dV_0 = \frac{M}{2mv_1} \int_{V_a}^{V_b} N(V_0) V_0 dV_0, \quad (89)$$

где

$$V_a = \frac{mv_0 - mv_1}{M\psi}; \quad V_b = \frac{mv_0 + mv_1}{M\psi}. \quad (90)$$

Делая подстановку $y = \frac{V_0}{U}$, получаем

$$P(\psi) = \frac{MU}{mv_1} \int_{y_1}^{y_2} y^4 e^{-y^2} dy, \quad (91)$$

где

$$y_1 = \frac{V_a}{U} \quad \text{и} \quad y_2 = \frac{V_b}{U}. \quad (92)$$

Аналогично

$$P(\chi) = \frac{MU}{mv_1} \int_0^{y_3} y^4 e^{-y^2} dy, \quad (93)$$

где

$$y_3 = \frac{mv_1}{M\chi}. \quad (94)$$

Бомбардировка электронами с энергией, близкой к пороговой

Эти выражения существенно упрощаются при пороговом значении энергии бомбардирующих электронов, когда $v_1 \rightarrow 0$. В этом случае отсутствует вертикальная отдача, а распределение по горизонтальным углам принимает вид

$$P(\psi) = 2 \left(\frac{mv_0}{MU} \right)^4 \psi^{-5} e^{-\left(\frac{mv_0}{MU\psi} \right)^2}. \quad (95)$$

Эта функция изображена на рис. 7 для температуры печи $T = 2600^\circ \text{K}$ ($U = 6,55 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ и наиболее вероятная скорость движения атомов в пучке $\sqrt{\frac{3}{2}} U = 8,03 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$).

Бомбардировка электронами с энергией 13,6 эв

При этой энергии $v_0 = \alpha c$ и

$$v_1 = \frac{1}{2} v_0 = \frac{1}{2} \alpha c,$$

где α — постоянная тонкой структуры.

Таким образом,

$$y_1 = \frac{1}{3} y_2 = \frac{m \alpha c}{2 \mu U \psi} \quad \text{и} \quad y_3 = \frac{m \alpha c}{2 \mu U \chi}.$$

Значения интегралов (91) и (93) были найдены путём численного интегрирования, и соответствующие графики для $P(\psi)$ и $P(\chi)$ приведены на рис. 7.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Lamb Jr. and R. C. Retherford. Phys. Rev. **72**, 241 (1947). Позднейшее значение для смещения терма, равное $1062 \pm 5 \text{ Мгц}$, было сообщено R. C. Retherford and W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. **75**, 1325 (1949).
2. H. A. Bethe, Phys. Rev. **72**, 339 (1947). Релятивистский расчёт смещения терма был сделан N. M. Kroll and W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. **75**, 388 (1949) и J. B. French and V. E. Weisskopf, Phys. Rev. **75**, 1240 (1949). Отличающиеся результаты были получены А. Д. Галаниным, ЖЭТФ **19**, 521 (1949); Y. Nambu, Progr. Theor. Phys. **4**, 82 (1949); O. Hara and T. Tokano, Progr. Theor. Phys. **4**, 103 (1949); Fukuda, Miyamoto and Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **4**, 121 (1949).
3. Общее обсуждение вопроса см. H. E. White, Introduction to Atomic Spectra (Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York, 1934).
4. A. A. Michelson and E. W. Morley, Phil. Mag. **24**, 46 (1887).
5. E. C. Kemble and R. D. Present, Phys. Rev. **44**, 1031 (1933); J. M. Jauch, Helv. Phys. Acta **13**, 451 (1940); A. Sommerfeld, Naturwiss. **29**, 286 (1941); Zeits. f. Physik **118**, 295 (1941); P. Caldirola, Nuovo Cimento **5**, 207 (1948); E. David, Zeits. f. Physik **125**, 274 (1949).
6. E. A. Uehling, Phys. Rev. **48**, 55 (1935).
7. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **35**, 461 (1930).
8. K. Becherer and J. Meixner, Ann. d. Physik **22**, 525 (1935); G. Breit and G. E. Brown, Phys. Rev. **74**, 1278 (1948).
9. R. C. Williams, Phys. Rev. **54**, 558 (1938). См. также F. K. Richtmeyer, Introduction to Modern Physics (Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York, 1934), второе издание, стр. 398.
10. W. V. Houston, Phys. Rev. **51**, 446 (1937).
11. S. Pasternack, Phys. Rev. **54**, 1113 (1938).
12. Drinkwater, Richardson and Williams, Proc. Roy. Soc. **A174**, 164 (1940).

13. Fröhlich, Heitler and Kahn, Proc. Roy. Soc. **A171**, 269 (1939); Phys. Rev. **56**, 961 (1939); B. Kahn, Physica **8**, 58 (1941). См. также возражения W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. **56**, 384 (1939); **57**, 458 (1940), поддержанные расчётами J. M. Blatt, Phys. Rev. **67**, 205 (1945) и M. Slotnik and W. Heitler, Phys. Rev. **75**, 1645 (1949).
14. L. Giulotto, Ricerca Scient. **17**, № 2—3 (1947); Phys. Rev. **71**, 562 (1947).
15. H. Kuhn and G. W. Series, Nature **162**, 373 (1948). Эти авторы недавно сообщили исправленное значение $0,0369 \pm 0,0016 \text{ см}^{-1}$, Proc. Roy. Soc. **A202**, 127 (1950).
16. J. E. Mack and E. C. Barkofsky, Rev. Mod. Phys. **14**, 82 (1942).
17. W. Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren von Atomen (Verlag Julius Springer, Berlin, 1928).
18. O. Betz, Ann. d. Physik **15**, 321 (1932).
19. T. Haase, Ann. d. Physik **23**, 675 (1935).
20. R. W. Wood, Phil. Mag. **42**, 729 (1921).
21. W. Gordy, Rev. Mod. Phys. **20**, 668 (1948); перевод см. УФН **39**, 201 (1949).
22. J. M. B. Kellogg and S. Millman, Rev. Mod. Phys. **18**, 323 (1946); перевод см. УФН **34**, 72 (1948).
23. K. T. Compton and H. N. Russell, Nature **114**, 86 (1924).
24. A. Sommerfeld und A. Unsöld, Zeits. f. Physik **36**, 259 (1926); **38**, 237 (1926).
25. J. Franck und P. Jordan, Anregung von Quantensprünge durch Stöße (Verlag Julius Springer, Berlin, 1926), стр. 117, W. de Groot und E. M. Penning, Handbuch der Physik (1933), второе издание, т. 23/1, стр. 78.
26. H. A. Bethe, Handbuch der Physik (1933), второе издание, т. 24/1, стр. 452—462.
27. V. Rojansky and J. H. Van Vleck, Phys. Rev. **32**, 327 (1928); V. Rojansky, Phys. Rev. **33**, 1 (1929).
28. G. Breit and E. Teller, Astrophys. J. **91**, 215 (1940). Аналогичный теоретический анализ двухквантового излучения был дан J. A. Wheeler, J. Opt. Soc. Am. **37**, 813 (1947).
29. См. ссылку 26, стр. 444.
30. E. A. Hylleraas, Zeits. f. Physik **71**, 739 (1931); R. D. Present, J. Chem. Phys. **3**, 122 (1935); Coolidge, James and Present, J. Chem. Phys. **6**, 730 (1938).
31. W. Bleackney, Phys. Rev. **35**, 1180 (1930); H. F. Newhall, Phys. Rev. **62**, 11 (1942) исследовал эту интерпретацию, но его аппаратура могла обладать избирательными свойствами по отношению к медленным протонам.
32. W. E. Lamb Jr. and R. C. Retherford, Phys. Rev. **75**, 1332 (1949).
33. P. S. Olmstead and K. T. Compton, Phys. Rev. **22**, 559 (1923).
34. O. S. Duffendack, Phys. Rev. **20**, 655 (1922); K. T. Compton, J. Opt. Soc. Am. **6**, 910 (1922).
35. Davis, Feld, Zabel and Zacharias, Phys. Rev. **76**, 1076 (1949).
36. K. F. Bonhoeffer, Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **6**, 201 (1927); см. также Wooley, Scott and Brickwedde, J. Research Nat. Bur. Stnd. **41**, 379 (1948).
37. См. ссылку 26, стр. 507.
38. H. W. Webb, Phys. Rev. **24**, 113 (1924).
39. M. L. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **A124**, 228 (1929).
40. H. S. W. Massey, Proc. Camb. Phil. Soc. **26**, 386 (1930); **27**, 460 (1931).

41. A. Собас and W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. **65**, 327 (1944).
 42. S. Sonkin, Phys. Rev. **43**, 788 (1933).
 43. R. Dorrestein, Physica **9**, 433, 447 (1942).
 44. A. Вuehl, Helv. Phys. Acta **6**, 231 (1933).
 45. Этот метод был позднее использован M. Skinner and W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. **75**, 1325 (1949); **78**, 539 (1950) для определения аномалии в тонкой структуре однократно ионизованного гелия.
 46. См. ссылку 26, стр. 447.
 47. См. ссылку 26, стр. 396.
 48. См. ссылку 26, стр. 385.
 49. J. E. Nafe and E. B. Nelson, Phys. Rev. **73**, 718 (1948); P. Kusch and H. M. Foley, Phys. Rev. **74**, 250 (1948).
 50. G. Breit and I. I. Rabi, Phys. Rev. **38**, 2082 (1931).
 51. L. A. du Bridge and Brown, Rev. Sci. Instr. **4**, 532 (1933).
 52. Основано на уравнении, данном T. Holstein, Phys. Rev. **72**, 1212 (1947). См. также Л. М. Биберман, ЖЭТФ **17**, 416 (1947).
 53. См. ссылку 26, стр. 432 и 442.
 54. J. Q. Stewart, Phys. Rev. **22**, 324 (1923).
 55. P. Caldirola, Nuovo Cimento **5**, 339 (1948) рассмотрел влияние смещения уровней на разрушение состояния $2^2S_{1/2}$ вследствие эффекта Штарка, но его вычисления содержат ту же, уже упоминавшуюся в разделе 26, ошибку, что и работа²⁷.
 56. См., например, G. Wentzel, Handbuch der Physik (1933), второе издание, т. 24/1, стр. 752.
-