

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.184.5

СИЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫЕ АТОМЫ*)**Д. Клеппнер, М. Литтман, М. Циммерман**

Эти слабосвязанные нестабильные атомы обладают гигантскими в масштабах микромира размерами. Некоторые из них достигают почти сотой доли миллиметра, что в 100 000 раз больше диаметра атома в основном состоянии.

Эмблема планетарной модели атома, предложенной в 1913 г. Нильсом Бором, стала символом нашего времени. Начиная с тридцатых годов, когда эту эмблему стали использовать даже скульпторы и архитекторы, привычная картина электронов, вращающихся вокруг атомного ядра, остается неизменным символом научного познания и прогресса. Живучесть этого широко распространенного символа, возможно, объясняется его происхождением. Атомная теория Бора отчасти напоминает планетарную теорию Ньютона, и эмблема атома может сойти за абстрактное изображение солнечной системы. Какова бы ни была причина, удивительное сочетание традиционных и современных идей, которые лежат в основе теории Бора, обеспечили ей замечательную жизнеспособность. Дух и язык атомной модели продолжают питать мысль физиков спустя много лет, после того как адекватность этой модели получила всеобщее признание (в том числе и признание самого Бора).

Первоначальная боровская теория атома водорода прожила чуть более десятилетия. Создание квантовой механики в середине двадцатых годов нашего столетия заставило отказаться от этой теории. Однако в последующие годы на стыке классической физики XIX века и квантовой механики XX века возникло новое направление атомной физики, идущее от первых работ Бора. Это — физика возбужденных атомов, в которых один из электронов находится на необычно высоком энергетическом уровне. Интерес к изучению сильно возбужденных атомов прежде всего связан с тем, что они демонстрируют неразрывность представлений классической и квантовой физики.

Сильно возбужденные атомы часто называют ридберговскими атомами, по имени шведского физика-спектроскописта — Йоханнеса Ридберга. Любой атом можно превратить в ридберговский, переведя его внешний

*) Kleppner D., Littman M. G., Zimmerman M. L., Highly Excited Atoms.— Scientific American, May 1981, v. 244, pp. 130—138, 140, 142, 147—149.— Перевод Е. Г. Девицина.

Д. Клеппнер — профессор физики Массачусетского технологического института (МТИ), М. Дж. Литтман — доцент факультета инженерной механики и аэронавтики Принстонского университета, М. Л. Циммерман — доктор физики, научный сотрудник МТИ.

электрон на очень высокий энергетический уровень. Ридберговские атомы обладают множеством необычных свойств. Во-первых, они имеют гигантские размеры: были получены ридберговские атомы, диаметр которых приближается к сотой доле миллиметра, что в 100 000 раз больше, чем диаметр атома в основном состоянии, т. е. на низшем энергетическом уровне. Ридберговские атомы столь велики, что внутри них могут поместиться другие атомы. Ридберговские атомы обладают также удивительно долгим временем жизни. Обычный возбужденный атом возвращается в основное состояние, как правило, за время, меньшее одной десятиллионной доли секунды. Ридберговские атомы по временным масштабам атомных процессов живут практически вечно; для них характерны времена жизни от тысячной доли секунды до одной секунды. Обычные атомы почти не подвержены действию электрического или магнитного полей. В то же время структура ридберговских атомов сильно искажается, и они могут даже разрушиться при наложении относительно слабого электрического поля или принять совершенно неожиданные формы под действием магнитного поля.

Примерно шесть лет назад появилась новая совершенная экспериментальная техника для исследования ридберговских атомов. Эта проблема изучается теперь в ряде лабораторий США, Западной Европы и СССР. При проведении исследований в Массачусетском технологическом институте мы особенно заинтересовались структурой ридберговских атомов в электрических и магнитных полях. Наши эксперименты дали возможность заметить удивительные атомные явления, которые до сих пор еще не наблюдались. Эти эксперименты неожиданно позволили также по-новому взглянуть и на свойства простых атомов.



Ридберговские атомы похожи по своим свойствам на атомы водорода. Это сходство можно понять, исходя из основных элементарных идей строения атома. Каждый атом содержит массивное ядро с электрическим зарядом $+Z$ (полный заряд Z протонов, каждый из которых имеет заряд $+1$), окруженное Z электронами, причем каждый электрон имеет заряд -1 . Число Z отвечает порядковому номеру атома. Атом водорода, имеющий $Z = 1$, содержит электрон и ядро, состоящее из одного протона. Если внешний электрон любого другого неводородного атома перевести на очень высокий энергетический уровень, то размеры его орбиты будут значительно больше, чем у всех других электронов. Такой возбужденный электрон будет притягиваться плотным ионным центром (состоящим из ядра и всех внутренних электронов) с суммарным зарядом $+1$, равным заряду ядра атома водорода. Поэтому до тех пор, пока возбужденный электрон находится далеко от ионного центра, его движение будет точно таким же, что и в атоме водорода. Таким образом, физика ридберговских атомов, по существу, совпадает с физикой атома водорода.

Согласно теории Бора атом водорода можно рассматривать как миниатюрную солнечную систему. Гравитационное притяжение, которое удерживает планеты около Солнца, и электрическое притяжение, или кулоновская сила, которая связывает электрон и протон, зависят от расстояния одинаковым образом: обе силы уменьшаются пропорционально квадрату расстояния. По этой причине движение электрона вокруг протона похоже на движение Земли вокруг Солнца. Однако аналогия между перемещением планет и движением электрона в атоме водорода не является полной. Согласно классической электромагнитной теории, вращающийся электрон будет быстро терять энергию, излучая свет и, в конечном счете, упадет на ядро.

Для того чтобы обойти эту проблему, Бор выдвинул необычную идею, согласно которой атомы существуют только в стационарных состояниях, отвечающих некоторым разрешенным энергетическим уровням. Благодаря этому электрон не может опуститься на ядро. Он теряет энергию только

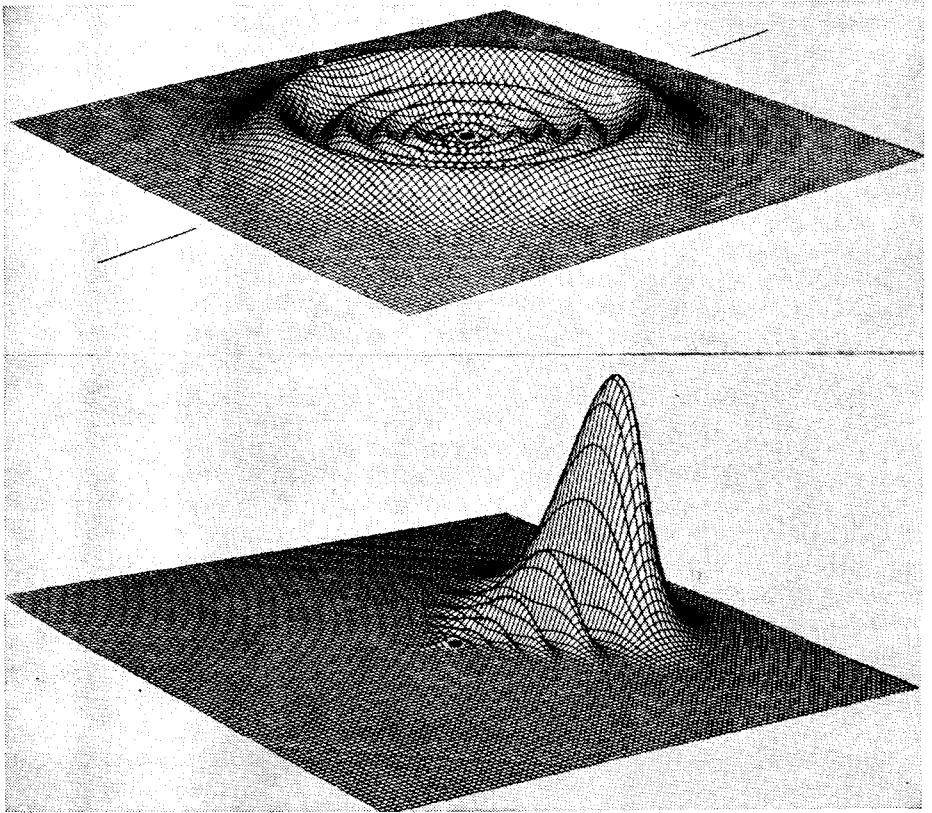


Рис. 1. Изображение плотности электронного заряда в атоме водорода в плоскости, проходящей через протон — ядро этого атома (центральная точка).

Состояния атома водорода описываются тремя квантовыми числами n , l и m ; n — положительное целое число, которое определяет уровень энергии электрона; l — целое число, меняющееся от 0 до $n - 1$, которое связано с величиной эксцентриситета (или углового момента) орбиты электрона; m — целое число ($-l \leq m \leq l$), которое определяет ориентацию орбиты. В состоянии, где $n = 8$, $l = 0$, $m = 0$ (рис. 1а), плотность заряда представляет собой последовательность концентрических сгущений, напоминающих расходящиеся круговые волны. В трехмерном пространстве плотность заряда можно мысленно представить как последовательность сферических оболочек, образованных вращением чертежа вокруг оси, проходящей через ядро. Расстояние от ядра до края плоскости соответствует $2 \cdot 10^{-6}$ см, что в 380 раз больше боровского радиуса (радиуса атома водорода в низшем энергетическом состоянии). В слабом электрическом поле (рис. 1б) электрон, находящийся в атоме водорода в состоянии с $n = 8$, смещается в направлении поля, образуя электрический диполь. (В этом состоянии $m = 0$, а угловой момент является смесью всех возможных значений l от $l = 0$ до $l = 7$.) Диполь состоит из двух одинаковых по величине и различных по знаку зарядов, находящихся на определенном расстоянии друг от друга. Многие атомы ведут себя как диполи, но большинство их не является «настоящими» диполями: заряды в них не разделяются, а происходит лишь небольшое искажение зарядового облака. В состоянии, изображенном на рис. 1б, разделение зарядов действительно имеет место. Атом, внешний электрон которого возбужден на высокий энергетический уровень, часто называют ридберговским атомом. Все ридберговские атомы являются «настоящими» диполями.

путем «прыжков» с более высокого энергетического уровня на более низкий, выделяя ее избыток в виде электромагнитного излучения, до тех пор пока не достигнет основного состояния. На этом низшем энергетическом уровне никакие дальнейшие потери энергии уже невозможны. Эти простые идеи позволили Бору объяснить стабильность атома водорода

так же, как и его спектр — характерную последовательность узких линий с различными длинами волн, которые излучает атом.

Разрешенные значения энергии электрона в атоме водорода даются выражением $-E_0/n^2$, где E_0 — постоянная величина, а n — так называемое главное квантовое число, которое принимает целые положительные

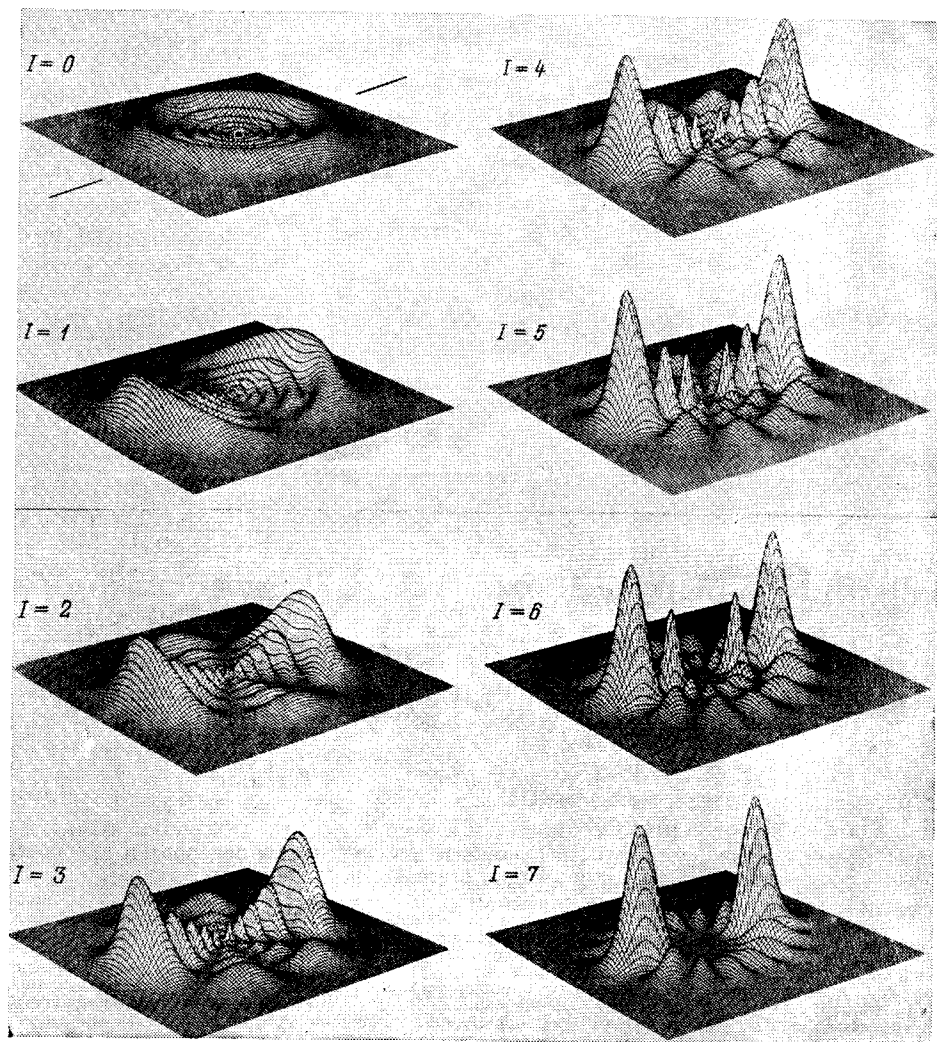


Рис. 2. Состояния атома водорода с $n=8$ и $m=0$ в зависимости от углового момента, меняющегося от $l=0$ до $l=7$.

Хотя формы распределений плотности заряда могут показаться очень сложными, их узловые линии (т. е. линии, где плотность заряда равна нулю) всегда представляют собой окружности, центры которых совпадают с атомным ядром, или прямые линии, проходящие через ядро. В трехмерном изображении узловые поверхности являются сферами или конусами. Распределения плотности заряда были рассчитаны на ЭВМ Вильямом П. Спенсером в Массачусетском технологическом институте (МТИ). Для облегчения интерпретации графиков плотность заряда умножена на r^2 , где r — расстояние электрона от ядра. Внутренние узлы плотности заряда настолько приближены к ядру, что изобразить их не представляется возможным.

значения и определяет энергетический уровень электрона. Постоянная E_0 равна примерно 13,6 эВ (один электронвольт — это энергия, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов в один вольт). Энер-

гия электрона в атоме отрицательна, так как для преодоления кулоновской силы с целью удалить электрон от протона нужно совершить работу. Значение $n = 1$ отвечает основному состоянию атома, и энергия электрона атома водорода в этом состоянии равна $-13,6$ эВ. Полная энергия состояния определяется суммой энергии электростатического притяжения между электроном и протоном и кинетической энергии электрона при его движении вокруг протона. Более высоким энергетическим уровням отвечают большие значения n . Когда n стремится к бесконечности, энергия уровня приближается к нулю, что соответствует энергии покоящихся электрона и протона, которые находятся на далеком расстоянии друг от друга.

Ридберговский атом — это атом, у которого один из электронов находится в состоянии с большим значением главного квантового числа. При радиоастрономических наблюдениях в космосе были зарегистрированы атомные состояния с числом n , достигающим 350. Однако в лабораторных экспериментах величина n обычно достигает лишь нескольких десятков. Большинство наиболее интересных свойств ридберговских атомов простым образом зависит от числа n . Так, например, радиус боровской орбиты и площадь, ограниченная этой орбитой, пропорциональны соответственно n^2 и n^4 . Разность между двумя соседними уровнями энергии пропорциональна $1/n^3$, а количество энергетических уровней в малом энергетическом диапазоне увеличивается как n^5 . Удивительные свойства ридберговских атомов являются следствиями таких зависимостей, содержащих большие степени n . Например, при $n = 30$ площадь орбиты электрона ридберговского атома почти в миллион раз больше, чем в обычном атоме.

Рассматривая аналогии между движением электрона вокруг ядра и движением планеты вокруг Солнца, следует помнить, что, вообще говоря, орбиты планет имеют эллиптическую форму. Период движения планеты (т. е. продолжительность планетарного года) зависит от размеров большой оси эллипса, но не от его эксцентриситета или формы орбиты. Этот закон, который был сформулирован Иоганном Кеплером в начале XVII века, имеет аналогию в динамике боровского атома. Независимо от эксцентриситета энергия электрона на данном уровне постоянна для орбит с одинаковыми большими осями. Поскольку множество эллипсов с равными большими осями бесконечно, то существует бесконечное число атомных состояний с одинаковой энергией. Бор предположил, что для каждого значения n возможно только конечное число орбит. Орбиты различаются геометрически по их эксцентриситету, а физическим параметром, зависящим от эксцентриситета, является угловой момент электрона. Бор постулировал, что угловой момент может принимать значения только $l\hbar/2\pi$, где l — любое целое число от 0 до $n - 1$, а \hbar — постоянная Планка.

□

При создании атомной теории Бор выдвинул оригинальную и исключительно глубокую идею, впоследствии названную принципом соответствия, которая позволила ему получить уравнения, описывающие атом водорода, не зная законов квантовой механики. Идея квантовых скачков была настолько чужда классической физике, что на основе ее принципов было невозможно предсказать свойства атомных спектров. Бор обошел это препятствие, рассматривая высоковозбужденные состояния атома водорода или, другими словами, ридберговские состояния. Он предположил, что при очень большом значении n эффект, связанный с изменением его на единицу, будет относительно невелик. Например, скачок от $n = 100$ к $n = 99$ должен быть гораздо менее заметным, чем скачок от $n = 2$ к $n = 1$. Таким образом, изменения энергии между двумя сильно

возбужденными состояниями будут более плавными по сравнению с резкими изменениями энергии между двумя низколежащими состояниями.

Плавные изменения характерны для классических систем, где энергия меняется непрерывно. Отсюда можно заключить, что сильно возбужденные атомы обладают свойствами, присущими объектам классической физики. В частности, атомный электрон должен испускать электромагнитное излучение с частотой, равной частоте его орбитального вращения. Принцип соответствия предполагает, что частота электромагнитного излучения, испускаемого ридберговским атомом при переходе его в ближайшее низшее состояние, должна приближаться к частоте обращения электрона вокруг протона. Это предположение явилось ключом к решению проблемы. Оно позволило Бору математически точно описать спектр атома водорода и получить корректное выражение для энергии электрона.

Простая модель Бора объяснила основные свойства спектра атома водорода. Однако противоречивое смешение в ней радикальных идей с традиционными представлениями исключало ее дальнейшее обобщение и развитие. Для этого потребовалось коренным образом изменить точку зрения. Такой новый подход, которому были чужды классические взгляды теории Бора, был сформулирован в рамках квантовой механики. Представление об электроне как о частице было заменено абстрактными понятиями теории вероятности. Согласно новым идеям поведение электрона наилучшим образом описывается на языке волновой функции, т. е. математического выражения, значение которого меняется в пространстве и во времени. Вероятность найти электрон в некотором малом объеме V пропорциональна произведению величины этого объема на плотность волновой функции. В классической физике не возникало необходимости говорить о вероятности. Если электрон движется в данное время по определенной траектории, то можно с уверенностью сказать, попадет ли он или нет в любой последующий момент времени в объем V . Однако в квантовой механике тот же электрон при повторении эксперимента иногда будет находиться в объеме V , а иногда нет.

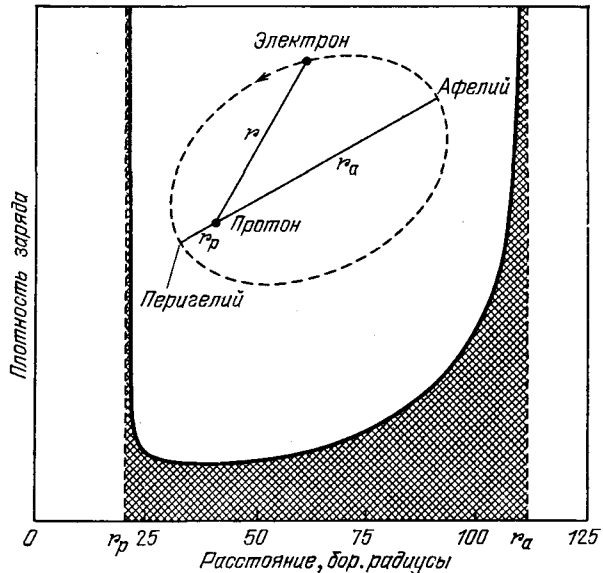
Простой прием позволяет описать электрон без привлечения теории вероятности. Идея состоит в том, чтобы отождествить электрон не с заряженной частицей, а с заряженным облаком. Можно представить себе, что в объеме V сосредоточена часть заряда электрона, которая дается произведением V на плотность заряда. При любом отдельном измерении мы обнаружим в объеме V либо один электрон, либо ни одного. Но каждый раз «приготавливая» электрон одинаковым образом и повторяя измерения много раз подряд, мы увидим, что среднее значение всех результатов измерений совпадает с величиной части заряда, вычисленной по его плотности. Поэтому измерение плотности заряда эквивалентно определению вероятности того, что электрон находится в объеме V .

На первый взгляд концепция плотности заряда в атоме имеет мало сходства с боровской картиной электрона, вращающегося вокруг ядра. На самом деле две эти точки зрения тесно связаны. Рассмотрим вероятность нахождения электрона внутри тонкой сферической оболочки, окружающей ядро. В квантовой механике эта вероятность пропорциональна произведению объема оболочки на плотность волновой функции электрона в оболочке. В классической физике средняя плотность заряда пропорциональна времени, которое электрон проводит внутри оболочки. Чем быстрее электрон движется через оболочку, тем меньше времени он находится внутри нее и, следовательно, тем меньше содержащийся в ней средний заряд. Короче говоря, классическая плотность заряда меняется обратно пропорционально скорости электрона.

Следуя принятой для описания солнечной системы терминологии, можно сказать, что расстояние от ядра до электрона, движущегося по классической эллиптической орбите, колеблется в пределах между афелием и перигелием. В этих точках, где электрон меняет радиальное направление своего движения, его радиальная скорость падает до нуля. Поэтому плотность заряда здесь достигает максимума. Плотность заряда минимальна там, где радиальная скорость наибольшая, т. е. вблизи перигелия. Плотность заряда равна нулю на расстояниях, больших, чем афелий, и меньших, чем перигелий, куда электрон проникнуть не может.

Рис. 3. Классическая боровская орбита для состояния атома водорода с $n = 8$, $l = 5$ является подобием эллипса (вставка).

Большая ось эллипса в 128 раз больше боровского радиуса. Когда электрон движется вокруг протона, радиус его орбиты меняется в пределах между расстоянием до афелия, r_a , и перигелия, r_p . Классическая плотность заряда, изображенная на графике, пропорциональна отношению количества времени, которое электрон проводит на расстоянии r от протона. Плотность заряда обратно пропорциональна радиальной скорости электрона. Классическая плотность заряда в афелии и перигелии обращается в бесконечность, поскольку при изменении радиального направления движения электрона его радиальная скорость падает до нуля.



Классические и квантовомеханические плотности зарядов имеют мало общего для низколежащих состояний атома водорода, скажем, при $n = 8$ и $l = 5$. Однако, как предсказывает принцип соответствия, эти две величины очень похожи в случае высоковозбужденных состояний, таких, как $n = 100$ и $l = 60$ (см. рис. 4). Тем не менее здесь существуют заметные различия между этими двумя понятиями плотности заряда. Квантовомеханическая плотность заряда имеет волновую природу. Она содержит минимумы и максимумы, отражающие волновые свойства электрона, которые отсутствуют в классическом описании. Более того, в квантовой механике электрон способен проникать в такие области пространства, которые недоступны для него с точки зрения классической физики. Например, электрон может иногда появляться на расстояниях несколько дальше афелия.

□

О существовании ридберговских атомов стало известно еще в начале нашего века. В 1906 г. американский физик Р. Вуд заметил линии поглощения паров натрия, которые соответствовали переходам атома в состояние с $n = 60$. Согласно теории Бора, атом может поглощать свет, если его частота, помноженная на постоянную Планка, равна разности энергий между первоначальным состоянием электрона и разрешенным возбужденным состоянием. Когда свет от лампы, проходя через газ, разлагался в спектрографе, появлялись темные полосы, отвечающие поглощению света на частотах, которые удовлетворяют условию Бора. Однако имеется

ряд причин, препятствующих изучению ридберговских атомов этим методом. Сильно возбужденные атомы обладают столь большими размерами и так слабо связаны, что быстро разрушаются при столкновениях в газе.

Изолированные ридберговские атомы были впервые замечены в межзвездном пространстве. В 1965 г. В. Хёглунд и Питер Г. Метцгер из

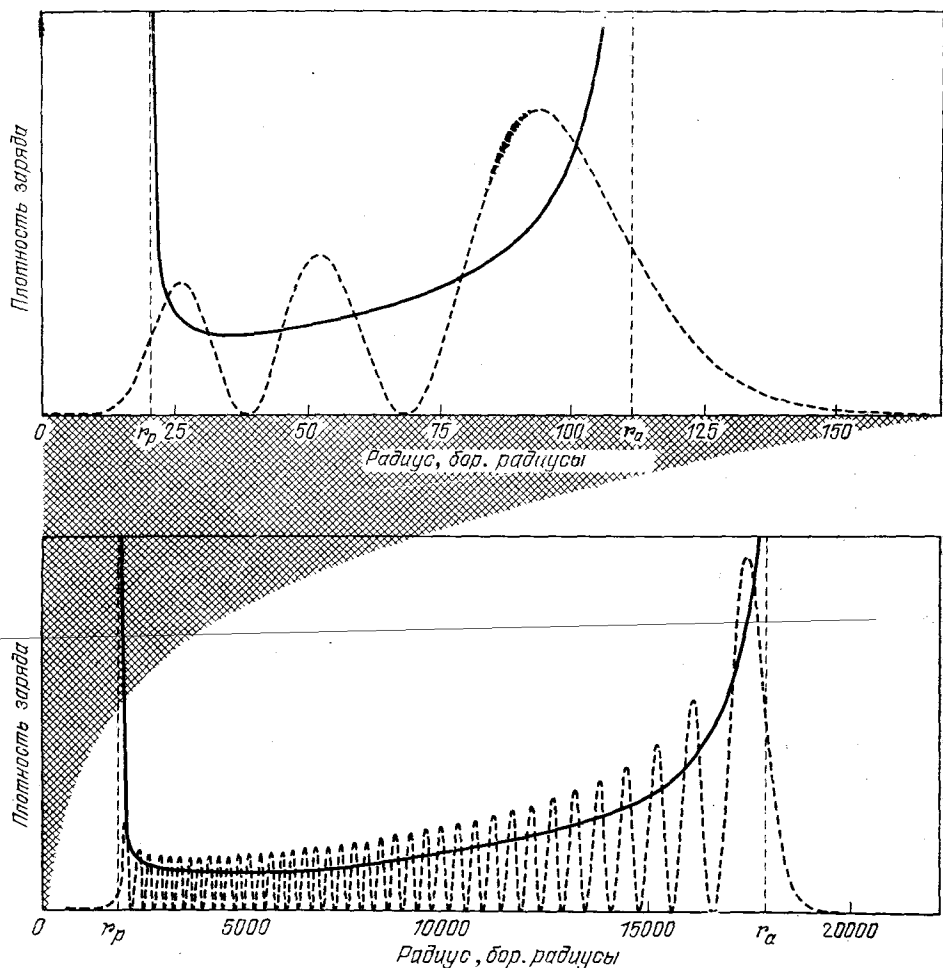


Рис. 4. В низколежащем состоянии атома водорода с $n = 8$, $l = 5$ квантовомеханическая плотность заряда (волнообразная линия) заметно отличается от классической плотности заряда (плавная кривая) (а). В энергетическом состоянии с $n = 100$, $l = 50$ (б) они имеют сходную форму.

Национальной радиоастрономической обсерватории США зарегистрировали излучение, вызванное переходами между энергетическими уровнями атомов водорода с n около 100. При таких больших значениях n излучение лежит уже не в оптическом, а в микроволновом диапазоне электромагнитного спектра.

Может показаться, что далекий космос не является подходящим местом для поиска ридберговских атомов. На самом деле условия для этого там почти идеальны, так как из-за низкой плотности атомов столкновения между ними очень редки. В то же время плотность атомов должна

Быть достаточно велика, чтобы получить различимый сигнал. Радиотелескоп способен так далеко заглянуть в космическое пространство, что несмотря на низкую плотность вещества на луче зрения будет находиться достаточно много атомов. Атомы водорода возникают в результате рекомбинации свободных электронов и протонов. Этот процесс является одним из динамических механизмов, поддерживающих тонкий баланс между нейтральной материей и заряженными частицами в галактике. При переходе атомов в более низкие ридберговские состояния возникает рекомбинационное излучение. Такое излучение наблюдается в различных частях галактики.

□

Для создания ридберговских атомов в лабораторных условиях используются различные способы. При бомбардировке газа заряженными частицами его атомы образуют широкий спектр возбужденных состояний, среди которых имеются и ридберговские состояния. Однако во многих лабораториях, включая и нашу, применяют другую технику. Для возбуждения атомов используется лазер с перестраиваемой частотой. Преимуществом этого метода является возможность выделять определенные ридберговские состояния, что коренным образом меняет характер исследований.

Большинство экспериментов по изучению ридберговских атомов было выполнено со щелочными металлами — литием, натрием, калием, рубидием и цезием. Эти элементы обычно выбираются по той причине, что их легко перевести в газообразное состояние. Так как линии их спектра поглощения лежат в области длин волн, генерируемых лазером, и они хорошо поглощают свет. Таким образом, щелочные металлы являются как бы «рабочими лошадками» атомной физики.

В нашей лаборатории мы возбуждаем атомы щелочных металлов до ридберговских состояний с помощью импульсных лазеров на красителях с автоматической подстройкой частоты. Лазеры генерируют короткие интенсивные вспышки почти монохроматического света. Обычно для возбуждения атомов мы используем импульсы от трех лазеров. Первые два импульса возбуждают электрон до промежуточного состояния, а третий «забрасывает» атом в ридберговское состояние. Так, например, в случае лития первые два лазера возбуждают электрон до состояния с $n = 3$, $l = 0$, а третий лазер, частоту которого можно изменять в широких пределах, переводит электрон в ридберговское состояние с большими значениями n и $l = 1$. Вспышки лазера происходят около 10 раз в секунду, и каждый импульс света длится около $5 \cdot 10^{-9}$ с. Яркость света лазера столь велика, что большинство атомов, находящихся в области взаимодействия (с объемом около одного кубического миллиметра), могут перейти в ридберговские состояния.

Чтобы предотвратить разрушение ридберговских атомов в столкновениях, мы проводим опыты с атомным пучком. В случае лития пары металла получают нагреванием его в печи до температуры 650°C . Через небольшое отверстие пар устремляется в вакуумную камеру и коллимируется в атомный пучок. В камере поддерживается вакуум, который обеспечивает возможность атому пересечь ее без единого столкновения.

Регистрация электрически нейтральных атомов, как правило, представляет собой довольно трудную задачу, решение которой существенно упрощается в случае ридберговских атомов. Эти атомы ионизируются во внешнем электрическом поле, достаточном для отрыва возбужденного электрона. Чтобы ионизировать атом в основном состоянии, нужны колоссальные поля (примерно 300 миллионов вольт на сантиметр). Для иони-

зации же ридберговских атомов достаточно поля с напряженностью всего несколько сот вольт на сантиметр. Такое электрическое поле создается импульсами напряжения, прикладываемого к двум параллельным плоским электродам с центрами вблизи области взаимодействия. Свободный электрон или ион проходит через сетку в одном из электродов и попадает в детектор. Такой метод, который можно назвать ионизацией в электрическом поле, обладает столь высокой чувствительностью, что позволяет

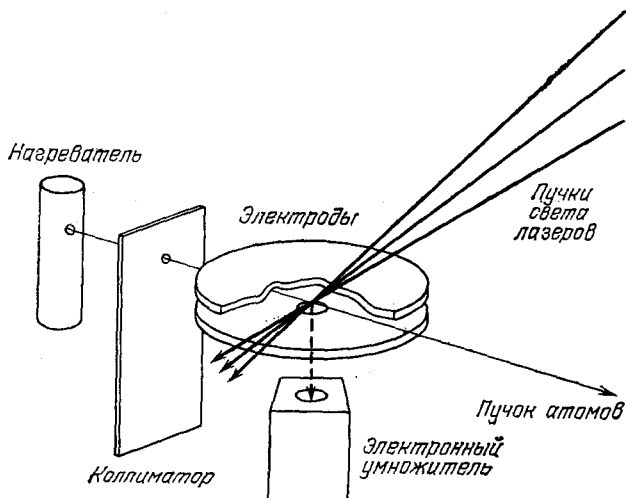


Рис. 5. Для возбуждения атомов щелочных металлов (лития, натрия, калия, рубидия и цезия) в ридберговские состояния в лаборатории МТИ используются три лазера. Нагреванием в печи металлы превращаются в пар, который выпускается через небольшое отверстие в вакуумную камеру, где плотность вещества настолько низка, что атомы проходят через нее, не испытывая столкновений. С помощью коллиматора пары металла формируются в атомный пучок. Два или три лазерных импульса возбуждают атомы до ридберговских состояний. Ридберговские атомы легко регистрируются методом ионизации в электрическом поле. Импульс высокого напряжения подается на пластины, центры которых находятся вблизи области взаимодействия.

регистрировать даже один ридберговский атом на каждый импульс лазера, хотя обычно мы регистрируем тысячи таких атомов за импульс.

Чтобы изучить последовательность энергетических уровней ридберговских атомов, мы медленно варьировем частоту третьего лазера и измеряем ионизационный ток, индуцированный электрическим полем. Как только частота лазера, умноженная на постоянную Планка, сравнивается с энергией, необходимой для возбуждения атома на разрешенные уровни энергии, часть атомов переходит в ридберговские состояния и затем сразу ионизируется во внешнем электрическом поле. В результате удается экспериментально зарегистрировать всю «картину» энергетических уровней.

Мы использовали такую методику, чтобы исследовать самое замечательное свойство ридберговских атомов: их поведение в электрическом поле. Уровни энергии атома, помещенного в электрическое поле, слегка сдвигаются. Это явление называется эффектом Штарка. Величина сдвига уровня определяется главным образом близостью соседних уровней, а характер смещения существенно зависит от вырождения энергетических уровней. Два состояния называются вырожденными, если они различаются своими физическими свойствами, т. е. имеют разные квантовые числа, но тем не менее обладают одинаковой энергией. Для невырожденных состояний штарк-эффект мал и с ростом электрического поля меняется квадратично, т. е. пропорционально квадрату его напряженности.

Рис. 6. Ридберговские состояния атома лития, измеренные путем медленного изменения частоты света третьего лазерного импульса с последующей регистрацией ионизационного тока, индуцированного внешним электрическим полем.

Когда частота света соответствует энергии возбуждения атома, он может поглотить фотон (квант света) и превратиться в ридберговский атом, который сразу ионизируется во внешнем электрическом поле. Вертикальная ось отвечает энергии состояния, так что каждому энергетическому уровню соответствует узкий горизонтальный пик. Небольшие нерегулярности высоты пиков связаны с флуктуациями мощности лазера. Энергия уровней выражена в спектроскопических единицах, которые имеют размерность обратного сантиметра.

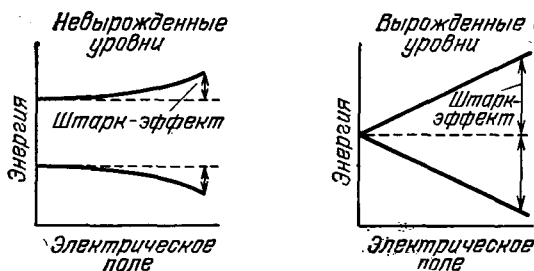
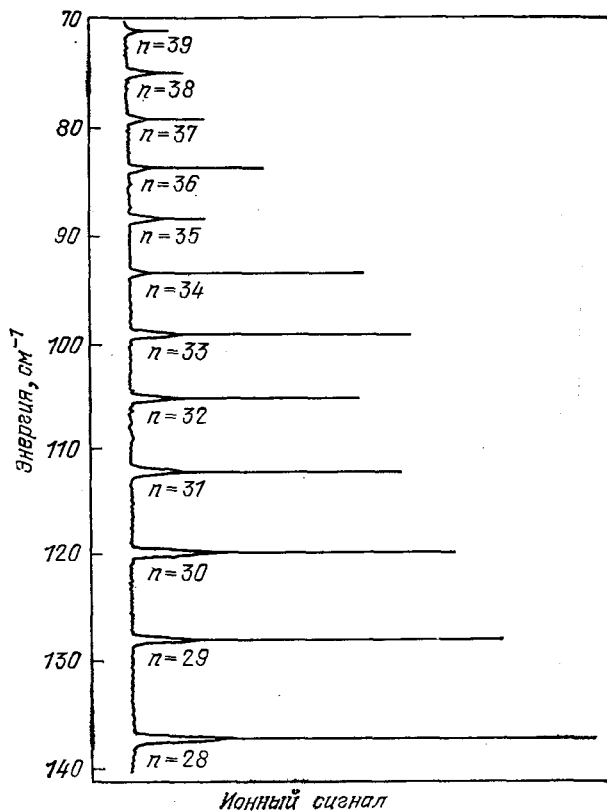


Рис. 7. Эффект Штарка представляет собой сдвиг энергетических уровней атома в электрическом поле.

Величина сдвига зависит от вырождения энергетического уровня. Вырожденные уровни — это состояния с различными квантовыми числами, но тем не менее обладающие одинаковой энергией. Для невырожденных состояний (слева) штарк-эффект мал и меняется пропорционально квадрату напряженности поля. Соседние энергетические уровни как бы отталкиваются друг от друга: верхний уровень смещается вверх, а нижний — вниз. Для вырожденных состояний (справа) штарк-эффект заметно больше и зависит от приложенного поля линейно. Ридберговские атомы имеют много вырожденных состояний, которые часто обнаруживают сильный штарк-эффект.

Для вырожденных состояний эффект Штарка значительно сильнее и меняется линейно, т. е., короче говоря, пропорционально внешнему электрическому полю. Ридберговские атомы являются сильно вырожденными и потому обнаруживают заметный штарк-эффект.

□

Вырождение ридберговских состояний является следствием уникальных свойств атома водорода: для данного главного квантового числа n все состояния с различным угловым моментом обладают одинаковой

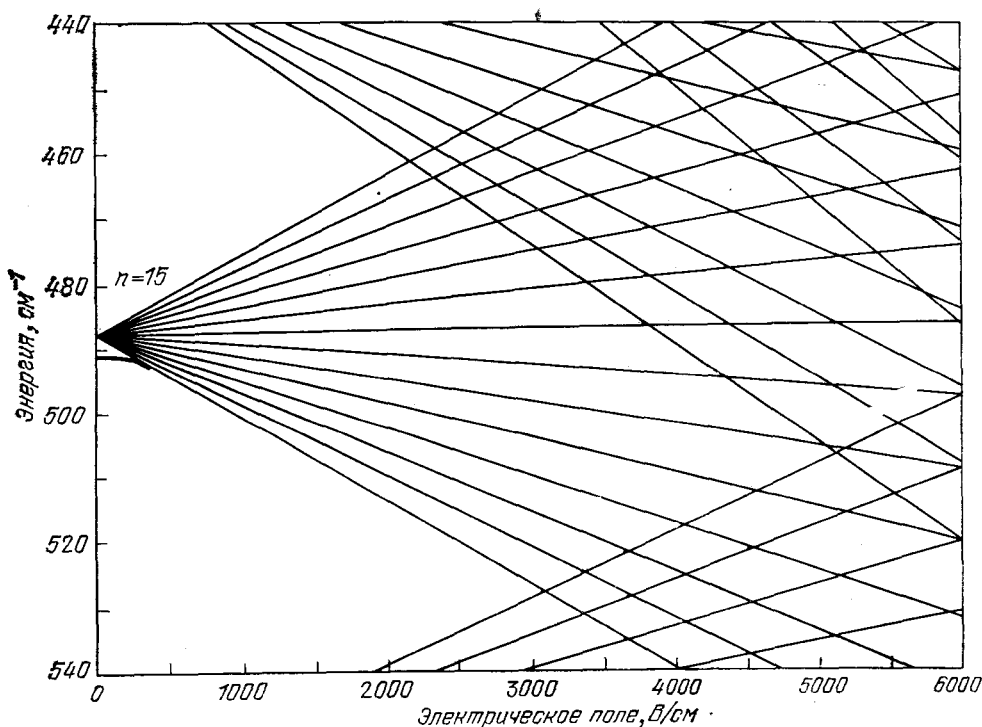


Рис. 8. Расщепление вырожденных уровней ридберговского атома в результате штарк-эффекта можно изобразить с помощью такой веерообразной схемы.

Она отвечает серии уровней атома водорода с $n = 15$, $m = 1$ и смеси состояний с различными l . На рисунке видны также уровни с $n = 14$, $m = 1$ (вверху) и уровни с $n = 16$, $m = 1$ (внизу). Картина штарк-эффекта в атомах лития похожа на аналогичную картину для водорода. Однако имеются два существенных отличия. В отсутствие внешнего поля состояние лития с $n = 15$, $l = 1$ невырождено, как и другие состояния с $n = 15$ и различными значениями углового момента. Причина этого состоит в том, что при $l = 1$ орбита электрона приближена к ионному центру (содержащему внутреннее электронное и атомное ядро). В результате, электрон с $l = 1$ подвергается действию кулоновского поля несколько более сильного, чем в атоме водорода. В слабом поле состояние с $l = 1$ не полностью вырождено, так что имеет место не большой линейный штарковский сдвиг уровня, а малый квадратичный эффект (жирная линия). В электрическом поле напряженностью выше 300 В/см сдвиг становится линейным и состояние с $l = 1$ напоминает соответствующие состояния атома водорода. Другое различие между подобными рисунками для водорода и лития менее заметно, но более существенно. В отличие от водорода при штарк-эффекте в литие энергетические уровни никогда не перекрываются друг с другом.

энергией, $-E_0/n^2$. Энергетические уровни атома водорода вырождены также и относительно другого квантового числа, m , которое указывает ориентацию углового момента атома в пространстве. Величина m принимает целочисленные значения от $-l$ до $+l$. Таким образом, состояние атома водорода описывается тремя квантовыми числами n , l и m . (Для описания спина электрона и атомного ядра нужны дополнительные квантовые числа, но здесь ими можно пренебречь.) В атоме водорода для

каждого значения n состояния с любыми возможными значениями l и m вырождены.

Для ридберговских состояний атома водорода и множества ридберговских состояний других атомов характерен гигантский штарк-эффект, обусловленный высокой степенью вырождения и огромными размерами этих атомов. Для каждого значения m вырожденные уровни расщепляются в электрическом поле на группы, так что каждая группа отвечает своему значению m . Если энергию группы изобразить как функцию электрического поля, то получится веерообразная картинка, которая показывает, что с ростом поля энергия некоторых уровней увеличивается, а других уменьшается.

Штарк-эффект для ридберговского атома такого щелочного металла, как литий, похож на штарк-эффект для атома водорода, хотя здесь имеются и некоторые различия. Например, среди уровней с $m = 1$ состояния, для которых $l > 1$, напоминают состояния атома водорода: они вырождены и дают линейный штарк-эффект. Для состояния с $l = 1$ электрон, однако, проходит так близко от центра атома, что его энергия несколько уменьшается. В результате состояния с $l = 1$ являются невырожденными и при малых полях возникает типичный квадратичный штарк-эффект. При более высоких полях сдвиг становится линейным и поведение системы напоминает атом водорода.

Мы изучали штарк-эффект в ридберговских атомах, прикладывая постоянное электрическое поле к пластинам с центрами вблизи области взаимодействия. Медленно меняя частоту лазера, мы регистрировали возбужденные атомы, ионизируя их импульсами высокого напряжения, которые подавались спустя 1—2 мкс после выключения лазеров. Таким способом регистрировалось положение энергетических уровней, после чего процесс повторялся при больших напряженностях приложенного электрического поля. Полученная экспериментально диаграмма смещений энергетических уровней близка к той, которую мы рассчитали, используя теоретические методы квантовой механики (рис. 10).

□

Имеется одно тонкое, но существенное различие между структурой штарк-эффекта в атомах водорода и лития. С увеличением внешнего электрического поля энергетические уровни атома водорода могут перекрываться. При значении поля, когда два уровня перекрываются, они оказываются вырожденными. Следует подчеркнуть, что вырождение в квантовой механике является не правилом, а, скорее, исключением. Вырождение означает, что явлению свойственна некоторая скрытая простота, или симметрия. Так, например, вырождение состояний атома водорода по угловому моменту для данного n следует из закона обратной пропорциональности силы Кулона квадрату расстояния.

Аналогичная симметрия в движении планет связана с тем, что орбиты планет представляют собой эллипсы, и их ориентация фиксирована в пространстве. Если гравитационные силы, которые также обратно пропорциональны квадрату расстояния, хоть немного изменить, то ориентация орбит не будет постоянной. Они начнут слегка прецессировать, т. е. менять свое положение в пространстве. Хорошо известным примером этого является прецессия перигелия Меркурия, которая частично вызвана малыми релятивистскими поправками к закону тяготения.

Уже при небольшом искажении кулоновского характера электрического поля симметрия, лежащая в основе штарк-эффекта, нарушается. Это имеет место, например, в случае лития. Вблизи ионного центра атома лития (или любого другого атома, отличного от водорода) влияние

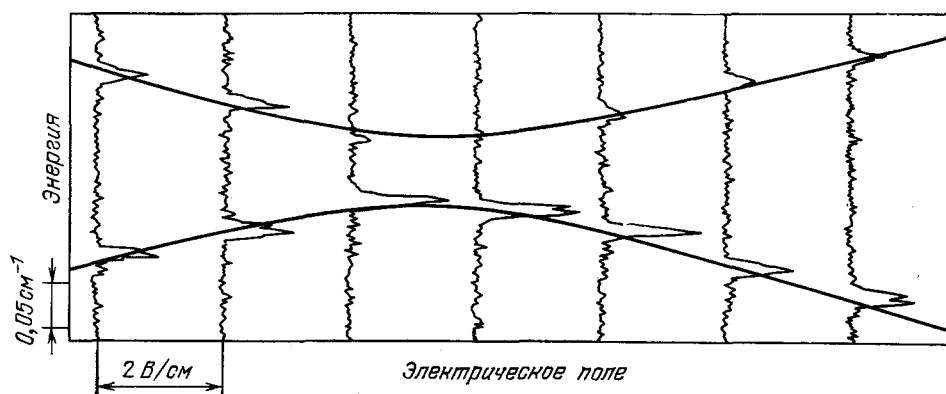


Рис. 9. Штарк-эффект в атомах лития, измеренный с помощью аппаратуры с высоким разрешением.

Видны сближающиеся, но не перекрывающиеся уровни с $n = 18$ и $n = 19$. Плавные кривые отвечают теоретически ожидаемому штарковскому смещению энергетических уровней, рассчитанному авторами.

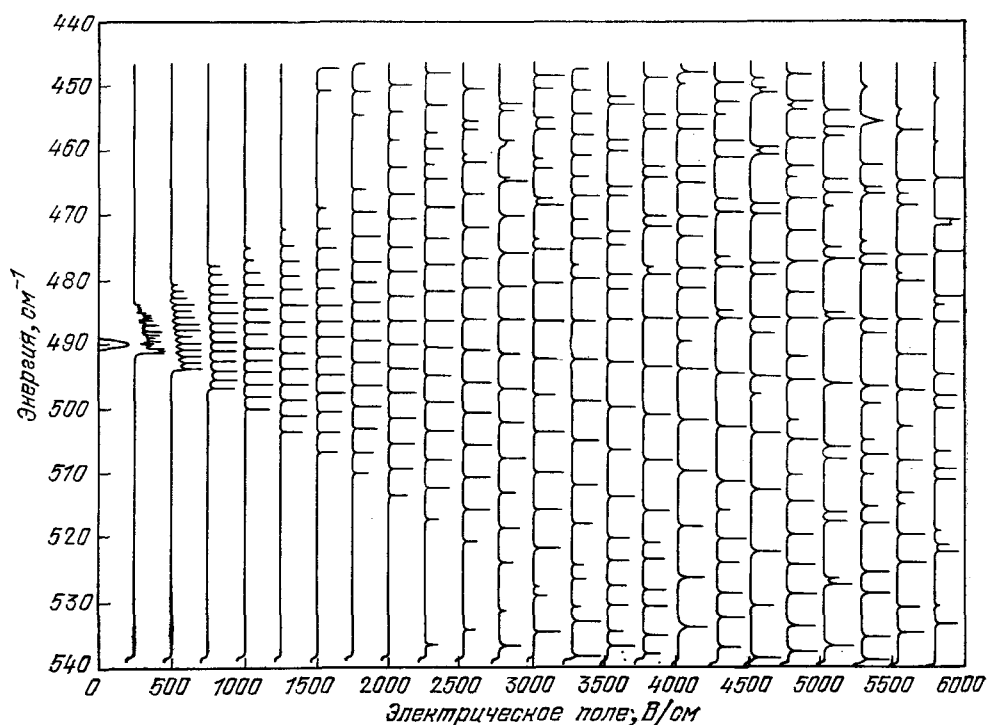


Рис. 10. Диаграмма штарковских сдвигов уровней атома лития, полученная методом регистрации ионизационного сигнала в зависимости от напряженности внешнего электрического поля.

Горизонтальные пики представляют собой ионные сигналы, возникающие, когда медленно меняющаяся частота последнего лазерного импульса соответствует энергетическому уровню атома. Изменение энергетических уровней (т. е. прямые линии, вдоль которых следуют горизонтальные пики) легко увидеть, если повернуть страницу и взглянуть вдоль ее поверхности. Эти линии совпадают с изображенными на рис. 8.

внутренних электронов нарушает закон обратной пропорциональности квадрату расстояния. Это приводит к весьма драматичным последствиям. При смещении уровней благодаря штарк-эффекту, ни одна пара из них уже не перекрывается. Два уровня могут подойти очень близко друг к другу, но в некоторой точке они взаимно отталкиваются и расходятся. Наблюдая такие несостоявшиеся перекрытия уровней, мы получаем прекрасную возможность проверить точность наших вычислений. С другой стороны, мы можем использовать полученные данные, чтобы обнаружить присутствие или отсутствие в системе скрытой симметрии.

Хотя картина штарковской структуры энергетических уровней может показаться сложной, она иллюстрирует простой принцип распределения заряда в ридберговском атоме. Более удивительным свойством этой картины является линейная зависимость энергии уровня от напряженности электрического поля. Такая зависимость характерна для электрического диполя — системы из двух одинаковых по величине, но противоположных по знаку электрических зарядов, находящихся на фиксированном расстоянии друг от друга. Многие атомные и молекулярные системы, обладающие свойствами диполя, как правило, не являются «настоящими» диполями, поскольку не содержат пространственно разделенных зарядов, а представляют собой образования со слегка искаженной формой зарядового облака. Однако в ридберговских атомах имеет место самое настоящее разделение зарядов (см. рис. 11).

Чаще всего ридберговские атомы регистрируют методом ионизации в электрическом поле, поскольку этот способ является простым, эффективным и практически свободным от шумов. Лежащий в его основе физический процесс интересен сам по себе. Он носит название туннельного эффекта, или туннелирования, и имеет чисто квантовомеханическую природу, поскольку у него нет аналога в классической физике. Туннелирование — это движение частицы сквозь область, где оно запрещено классической механикой.

Как в квантовой, так и в классической механике полная энергия электрона складывается из двух компонент — кинетической и потенциальной энергий. Для атома водорода обе компоненты легко изобразить графически в зависимости от расстояния до ядра, рис. 12. Поскольку полная энергия, — E_0/n^2 , для любого заданного значения n постоянна, то она изображается горизонтальной прямой линией. Потенциальная энергия изменяется обратно пропорционально расстоянию, и потому ей отвечает гипербола. В той точке, где кривые полной и потенциальной энергии пересекаются, кинетическая энергия обращается в нуль, и, соответственно этому, скорость электрона в этой точке также равна нулю. Электрон, движущийся в направлении от протона, здесь останавливается и затем под действием кулоновской силы притяжения начинает двигаться в обратную сторону. Поэтому такая точка называется точкой возврата. Согласно классической физике электрон не может отойти от протона дальше точки возврата, так как иначе его кинетическая энергия стала бы отрицательной. (Кинетическая энергия пропорциональна квадрату скорости и в классической физике отрицательной быть не может.)

В том случае, когда атом водорода находится в электрическом поле, эту картину требуется несколько видоизменить. Сила, действующая на электрон в начальной точке его движения, исходит прежде всего от протона. Но на больших расстояниях, когда кулоновское притяжение ослабевает, преобладает уже сила, связанная с внешним полем. Положение максимума кривой потенциальной энергии, которое определяется как силой кулоновского притяжения, так и внешним электрическим полем, отвечает точке, где эти силы сравниваются друг с другом. Если полная

энергия электрона оказывается ниже максимума, то кривая потенциальной энергии образует барьер движению электрона. При этом горизонтальная линия, которая отвечает полной энергии, пересекается с кривой, изображающей потенциальную энергию, в двух точках возврата — внешней и внутренней. Электрон из состояния покоя во внешней точке возврата

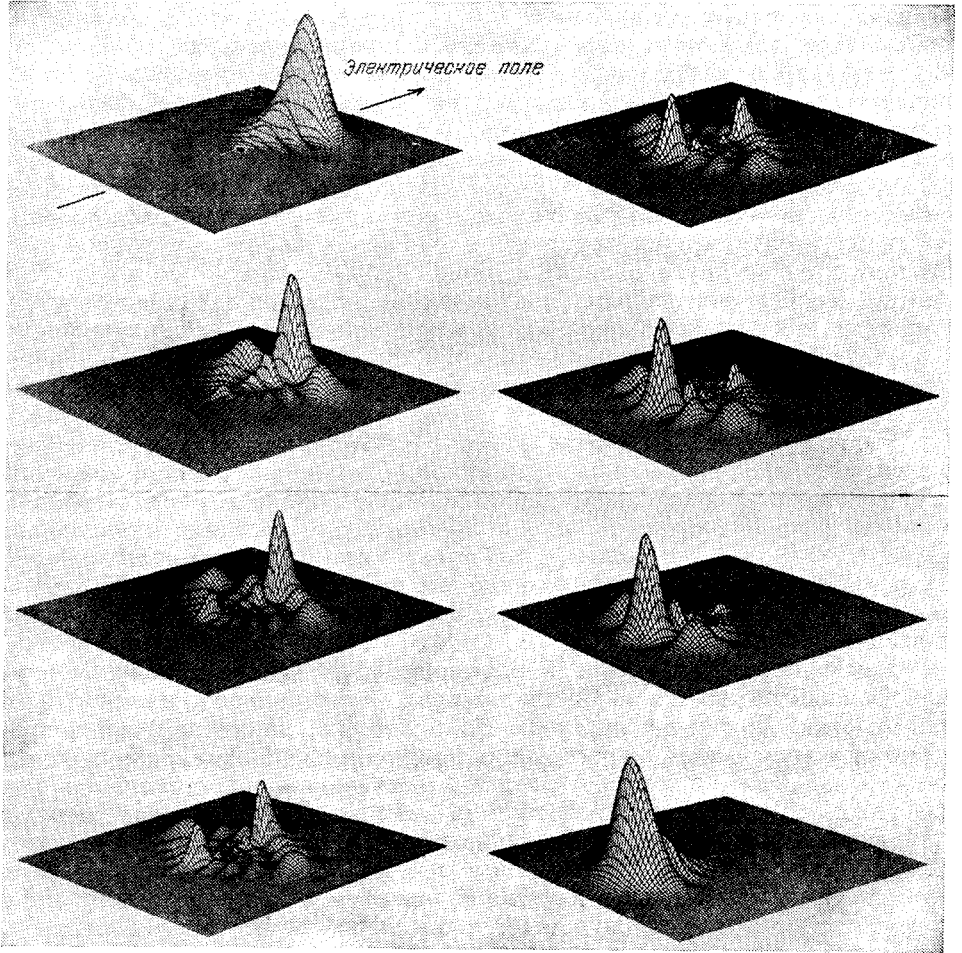


Рис. 11. Атом водорода (благодаря высокой степени вырождения) принимает в электрическом поле самые разнообразные формы.

Распределение заряда для состояния с $n = 8$, $m = 0$ может иметь любую из показанных на этих рисунках форму. В каждом состоянии угловой момент является смесью значений l от $l = 0$ до $l = 7$. Специфическая форма ридберговского атома зависит от экспериментальных условий, в которых он образовался. Сходный ряд состояний показан на рис. 2. Заряженное электронное облако смещается в сторону от протона, что приводит к линейному штарк-эффекту. Штарковский сдвиг пропорционален среднему расстоянию между протоном и электроном, которое различно для каждого состояния. В трехмерном изображении распределение зарядов имеет цилиндрическую симметрию относительно оси, изображенной стрелкой. Угловые поверхности являются параболоидами вращения.

начнет двигаться в направлении от ядра, постепенно ускоряясь во внешнем электрическом поле. В классической физике электрон, находящийся между внешней и внутренней точками возврата, прочно заперт потенциальным барьером. Он не сможет вырваться из атома, до тех пор пока его полная энергия не превысит вершины барьера. (Если же нанести на такую

энергетическую диаграмму квантовомеханическое распределение заряда, то «хвост» этого распределения простирается за внешнюю точку возврата.) Благодаря этому электрон может вырваться из атома. Квантовомеханическое состояние больше, не является стационарным. Рано или поздно электрон благодаря туннельному эффекту проникнет через барьер и будет унесен внешним электрическим полем.

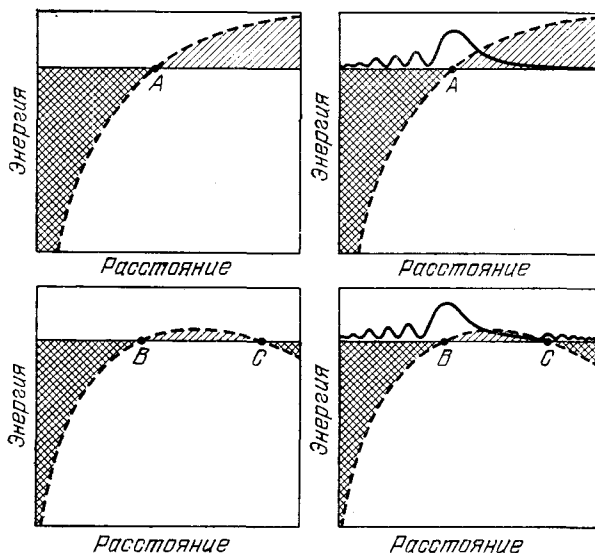


Рис. 12. Туннелирование электрона через потенциальный барьер является квантовомеханическим процессом.

Подобный механизм лежит в основе ионизации атомов в электрическом поле. На верхнем левом рисунке графически изображены полная (сплошная линия) и потенциальная (пунктирная линия) энергия электрона в атоме водорода в функции его расстояния от ядра. Кинетическая энергия (разность между полной и потенциальной энергией) в классической механике не может быть отрицательной, и электрону разрешено находиться только в заштрихованной области слева между протоном и точкой поворота (возврата), (A), где потенциальная энергия сравнивается с полной энергией. Согласно классической физике, электрон, удаляющийся от протона, должен остановиться в точке A и затем повернуть назад. Электрон не может проникнуть в заштрихованную область справа, лежащую за точкой поворота. На верхнем правом рисунке на энергетическую диаграмму наложено квантовомеханическое распределение заряда. Это распределение имеет «хвост», который простирается в область за точкой поворота, и потому существует конечная вероятность найти электрон в области, запрещенной классической физикой. На нижних рисунках показаны энергетические диаграммы атома водорода, находящегося в электрическом поле. Кривая потенциальной энергии определяется как силой Кулона, так и силой, создаваемой внешним электрическим полем. В результате, появляются две точки поворота (B, C). Внизу слева изображена ситуация, характерная для классической физики. Электрон не может перейти из области между протоном и внутренней точкой поворота (B) в область за внешней точкой поворота (C), так как для этого он должен пройти через запрещенную область (средняя заштрихованная область). Поэтому электрон всегда связан с протоном. Квантовомеханическое представление плотности заряда (внизу справа) показывает, что «хвост» распределения заряда простирается за внешнюю точку поворота. Таким образом, электрон может туннелировать через потенциальный барьер и вырваться из атома. Это происходит, когда атом ионизируется внешним электрическим полем.

Процесс туннелирования лежит в основе механизма ионизации атомов в электрическом поле. Благодаря ему происходят также многие другие физические явления — от радиоактивного распада ядер и до испускания электронов с проводящего острия. Время жизни электрона (т. е. среднее время, которое требуется ему, чтобы пройти через потенциальный барьер) зависит от высоты этого барьера весьма примечательным образом. Так, например, при испускании радиоактивным ядром α -частиц в зависимости от энергии последних время жизни может составлять от микросекунд до миллиардов лет. При ионизации же ридберговского атома в электрическом поле его время жизни, как правило, уменьшается в миллионы раз, когда поле увеличивается всего на 20%.

Ридберговский атом — идеальная система для изучения туннельного эффекта, поскольку время жизни такого атома легко вычислить и им можно управлять, меняя внешнее электрическое поле простым нажатием кнопки. В опытах, которые мы провели в нашей лаборатории, мы измеряли времена жизни ридберговских состояний натрия. Идея эксперимента была крайне проста. Ридберговские атомы создаются во внешнем электрическом поле коротким импульсом лазера, и с помощью электронных часов измеряется время, необходимое для появления ионного тока. По результатам измерений, повторенных тысячи раз, вычисляется среднее время жизни. Во избежание ошибок за время лазерного импульса создается не более одного ридберговского атома. (Мы уже отмечали выше возможность экспериментировать с одним ридберговским атомом.) Наши результаты оказались в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями. Измеренные времена жизни настолько чувствительны к величине приложенного электрического поля, что их можно использовать для определения напряженности поля с высокой степенью точности.

□

Поведение атомов в сильных магнитных полях изучено не столь подробно, как в сильном электрическом поле. Как ни удивительно, этот элементарный вопрос атомной физики до сих пор остается нерешенным. Для случая водорода физическая система, которая состоит из электрона и протона, находящихся в магнитном поле, не представляет особой сложности, и описывающие ее уравнения достаточно просты. Однако общие методы решения таких уравнений еще не разработаны и физика наблюдаемых явлений пока остается загадкой. Неясно и чем увенчаются попытки ее разгадать, хотя почти очевидно, что они приведут к обнаружению новых интересных явлений.

Электрическое поле стремится разорвать атомы, и когда его напряженность превысит определенный предел, атомы ионизируются. Магнитное поле, напротив, сжимает атомы, и даже в очень сильном магнитном поле они сохраняют свою стабильность. В конечном счете, когда магнитные силы превосходят кулоновские, заряженное электронное облако принимает новую форму. Атомы, которые находятся в таких условиях, иногда называют магнитными атомами.

Магнитные атомы являются весьма интересными объектами исследования, поскольку их структура совсем не похожа на структуру обычных атомов. Они пока еще подробно не изучались, главным образом потому, что магнитное поле, необходимое для превращения атома, находящегося в основном состоянии, в магнитный, более чем в 1000 раз превышает наибольшее магнитное поле, которое можно создать в лабораторных условиях. Тем не менее этот объект исследования вызывает значительный интерес.

Несколько лет назад было показано, что если твердотельный аналог атома водорода, называемый экситоном, поместить в магнитное поле, он приобретает там свойства магнитного атома. (Экситоны обнаруживаются в полупроводниках, где заряд переносится как электроном, так и «дыркой» — положительно заряженным вакуумом, обусловленным отсутствием электрона. Экситон содержит электрон и «дырку», связанные силой Кулона. По существу, экситон представляет собой необычно большой атом.) Позже астрофизики поняли, что нейтронные звезды (т. е. звезды со столь высокой плотностью, что электроны их атомов «вдавлены» внутрь протонов, нейтрализуя их электрический заряд) могут иметь магнитные поля почти в 10^8 миллионов раз сильнее, чем то максимальное поле, которое может создать человек. Эти открытия стимулировали множество

теоретических работ, посвященных структуре магнитных атомов. Однако изучение экситонов и звездных объектов с сильными магнитными полями пока дало относительно мало новых спектроскопических данных, так что многие теоретические предсказания остаются неподтвержденными.

В последние несколько лет с помощью магнитных полей умеренной напряженности удалось в лабораторных условиях получить магнитные атомы из ридберговских. Чтобы понять поведение ридберговских атомов в магнитном поле, полезно рассмотреть атомный магнетизм в свете элементарных положений теории Бора. С электроном, находящимся на боровской орбите, связаны два вида магнитного взаимодействия. (Мы отвлекаемся от пренебрежимо малых эффектов, вызванных наличием спина электрона и магнитного момента ядра.) Первый вид взаимодействия возникает благодаря орбитальному движению электрона. Электрон, движущийся по орбите, эквивалентен току, протекающему в проводящем контуре. Поэтому атомный электрон, подобно крошечному электромагниту, создает магнитное поле. Связанный с ним магнитный момент настолько мал, что даже в больших магнитных полях сила магнитного взаимодействия оказывается ничтожной. Тем не менее это взаимодействие удастся зарегистрировать: по смещению частоты линий атомного спектра, хотя последнее так мало, что для его наблюдения необходимо определенное экспериментальное искусство. Такое смещение было впервые зарегистрировано голландским физиком Петером Зееманом и именуется эффектом Зеемана.

Второй вид магнитного взаимодействия является следствием закона электромагнитной индукции, сформулированного Майклом Фарадеем. Согласно этому закону переменное магнитное поле приводит к появлению электрического поля. Если увеличивать магнитное поле, нормальное к плоскости проводящего контура, то в последнем индуцируется электрическое поле, создающее электрический ток. Такой ток пропорционален площади контура и называется диамагнитным током. Точно так же диамагнитный ток, индуцированный переменным внешним магнитным полем в ридберговском атоме, пропорционален площади орбиты возбужденного электрона. Поскольку ее площадь увеличивается как n^4 , то диамагнитное взаимодействие тоже растет пропорционально n^4 . С другой стороны, электростатическая энергия связи электрона с ядром меняется как $1/n^2$. Таким образом, отношение энергии магнитного взаимодействия к электростатической энергии связи увеличивается как n^6 . Для $n = 30$ это отношение почти в миллиард раз больше, чем для $n = 1$. Оно настолько велико, что магнитные силы уже нельзя принимать как малое возмущение электрических сил ядра. Напротив, теперь уже малым возмущением следует считать электрические силы.

В действительности, ситуация является еще более запутанной. Влияние магнитного поля на электрон особенно велико, когда он движется поперек, и равно нулю при движении вдоль направления магнитного поля. Поэтому магнитные силы влияют главным образом на движение электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, тогда как в третьем измерении (которое совпадает с направлением этого поля) господствуют электрические силы. В результате движение электрона крайне усложняется, и существующее теоретическое описание этого процесса оказывается далеко не полным. Все же нам представляется, что система, составленная из электрона и протона, находящихся в магнитном поле, является не только не сложной, а скорее простой. Поэтому мы попытались измерить энергетические уровни ридберговского атома в сильном магнитном поле, надеясь, что полученные результаты могли бы привести к лучшему пониманию этого явления.

Мы изобразили энергетические уровни, отвечающие различным значениям магнитного поля, почти тем же способом, который использовался в случае электрического поля. Результаты превзошли все наши ожидания

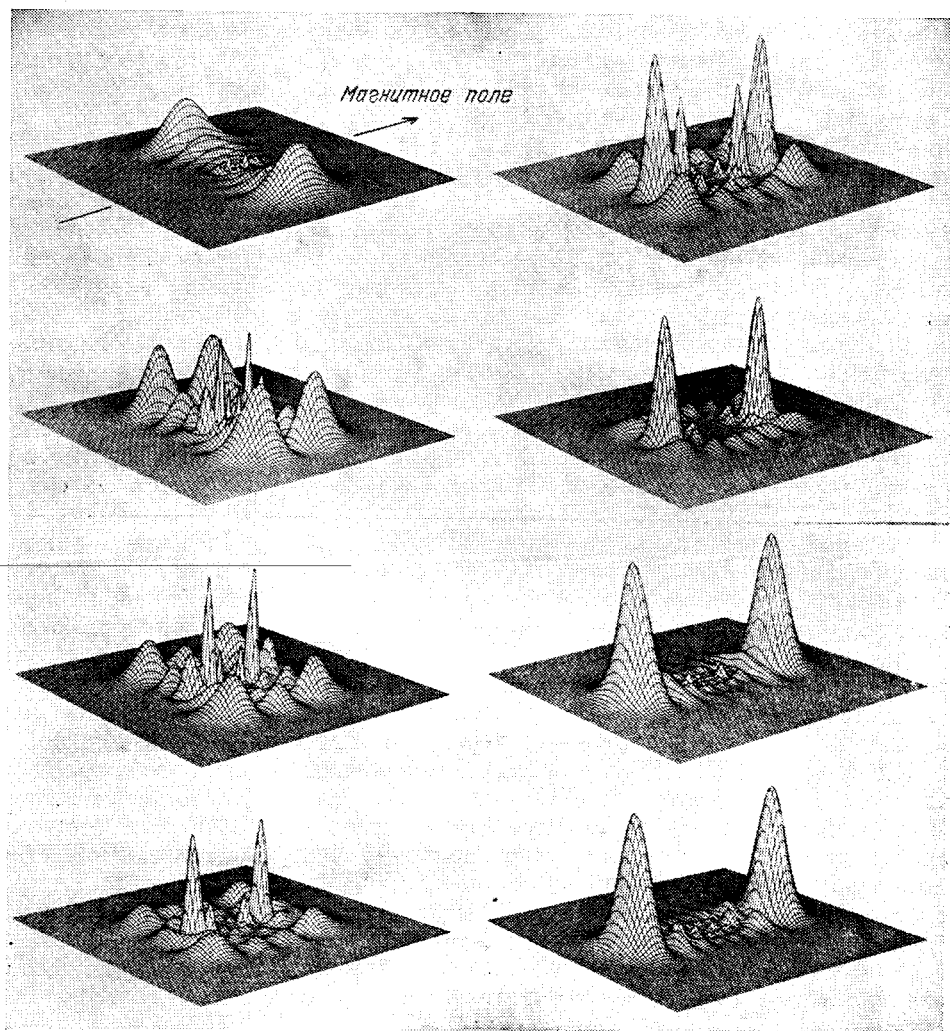


Рис. 13. Атом водорода в магнитном поле принимает новые формы для семейства состояний с $n = 8$, $m = 0$, когда угловой момент представляет смесь значений l от $l = 0$ до $l = 7$ (другие возможные формы для этих состояний показаны в том же масштабе на рис. 2 и рис. 11).

До сих пор о свойствах атомов в сильных магнитных полях еще очень мало известно. В случае атома водорода система достаточно проста и описывающие ее уравнения легко составить. Однако общего метода решения таких уравнений пока не существует. Трудность развития общей теории магнитных атомов частично состоит в том, что узловые линии не удастся описать ни в одной из известных систем координат. Узловые поверхности вблизи протона имеют сферическую форму, поскольку там преобладают кулоновские силы. Но вдали от протона эти поверхности принимают цилиндрическую форму, так как здесь уже доминируют силы, созданные внешним магнитным полем. (Магнитные силы направлены не к протону, а нормально к оси магнитного поля.)

(см. рис. 14). На первый взгляд картина энергетических уровней имеет столь сложную структуру, что неопытный глаз не заметит в ней никакого порядка, как и следовало бы ожидать для такого крайне запутанного

характера движения электрона. Однако, на самом деле, в ней отчетливо просматривается определенный порядок. Если пристально взглянуть на совокупность энергетических уровней, то можно заметить весьма простую закономерность. С увеличением магнитного поля каждый уровень сдвигается, так что последовательность смещенных уровней образует некоторое подобие прямых линий. Более того, можно увидеть, что уровни различных групп свободно перекрываются. Как мы уже отмечали, анализируя структуру штарк-эффекта, уровни могут перекрываться лишь

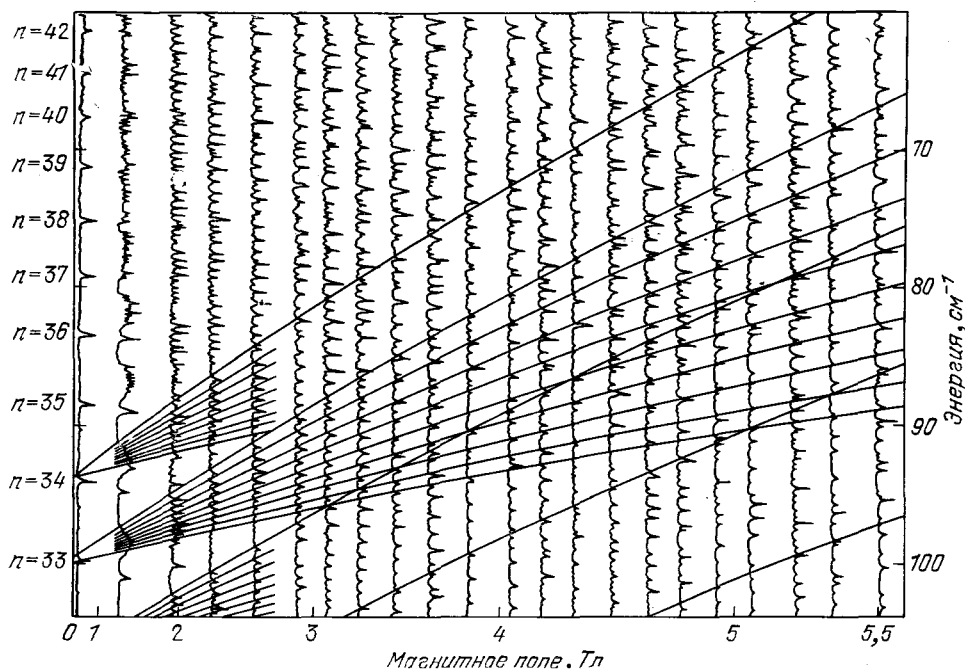


Рис. 14. Магнитная структура ридберговских атомов, полученная (при изменении напряженности внешнего магнитного поля) методом регистрации ионизационного сигнала.

Картина энергетических уровней может показаться хаотичной, но в действительности она подчиняется строгой закономерности. Энергетические уровни образуют семейство плавно меняющихся кривых. Эти кривые более заметны, если посмотреть на рисунок по диагонали из нижнего левого угла. То обстоятельство, что энергетические уровни перекрываются без сколько-нибудь заметного отталкивания, указывает на скрытую симметрию системы. Природа такой симметрии пока еще не понята, но если она будет раскрыта, то это может дать ключ к решению проблемы описания свойств атомов в магнитном поле. Представленные данные были получены Джарбесом К. Кастро и Рэндаллом Дж. Халетом в МТИ. Горизонтальная шкала выбрана пропорциональной квадрату напряженности магнитного поля, поскольку взаимодействие атома с магнитным полем пропорционально квадрату величины поля.

в том случае, когда явлению присуща некоторая специфическая симметрия. Наличие такой симметрии позволяет предположить, что движение атомного электрона во внешнем магнитном поле подчиняется определенной закономерности. Раскрытие ее могло бы дать ключ к полному пониманию всей проблемы.

Полученные нами данные оказались своеобразным сюрпризом, поскольку никто не только не ожидал найти какую-нибудь симметрию в поведении ридберговских атомов в магнитном поле, но напротив считалось, что ее вовсе не существует. Наши результаты не могут решительно опровергнуть такую точку зрения, поскольку эта симметрия не является строгой. Если рассматривать не ридберговские, а низколежащие состояния, то для них симметрия безусловно отсутствует. Энергетические уровни

здесь расположены беспорядочно, и система выглядит обескураживающе сложной. Но не будучи вполне строгой, симметрия становится все более явной с увеличением n . Для тех значений n , изучением которых мы занимались, наличие симметрии следует учитывать при решении любых практических задач.

Мы не прекращаем поиски симметрии и пытаемся понять глубинные причины своих результатов. Удастся или нет решить проблемы, которые связаны с поведением ридберговских атомов в магнитном поле, проведенные эксперименты уже дали нам очень многое. По-видимому, даже при изучении простых систем природа может преподнести самые неожиданные сюрпризы, если только мы будем достаточно настойчиво пытаться их разглядеть.

ЛИТЕРАТУРА

- Zimmerman M. L., Littman M. G., Kash M. M., Kleppner D.—
Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 20, p. 2251.
Castro J. C., Zimmerman M. L., Hulet R. G., Kleppner D.,
Freeman R. R.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1780.