

## RYDBERG ATOMS

N. B. DELONE

*An atom is a microscopic object only when it is in the ground or one of the first excited states. If the atom is in a highly excited state (the so-called Rydberg state), all its properties are quite different. In particular, the Rydberg atom is a macroscopic object.*

**Атом является микроскопическим объектом лишь в том случае, когда он находится в основном или в одном из первых возбужденных состояний. Если атом находится в высоковозбужденном (ридберговском) состоянии, все его свойства совершенно другие. В частности, ридберговский атом является макроскопическим объектом.**

## РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ

Н. Б. ДЕЛОНЕ

Московский физико-технический институт,  
Долгопрудный Московской обл.

### ВВЕДЕНИЕ

Первые представления об атомах как о мельчайших частичках вещества возникли еще в Древней Греции в IV—III веках до нашей эры и были отражены в трудах Демокрита и Эпикура. С тех пор и до наших дней именно малый размер является типичной чертой атомов. Справедливость этого утверждения хорошо видна, например, из сопоставления размера атома (боровского радиуса  $r_a \sim 10^{-8}$  см, то есть радиуса орбиты, по которой вращается электрон в атоме водорода, находящемся в основном состоянии) с длиной волны видимого излучения ( $\lambda \sim 1$  мкм  $= 10^{-4}$  см): атом примерно в  $10^4$  раз меньше длины световой волны.

То, что атом является объектом микромира, строго следует из того факта, что его основные свойства нельзя описать в рамках классической физики. Согласно классической теории электричества, заряд (в данном случае электрон), движущийся с ускорением (например, по орбите вокруг ядра атома), излучает, при этом его энергия уменьшается, орбита приобретает вид спирали, электрон падает на ядро. Элементарная оценка, сделанная в рамках классической теории поля, показывает, что электрон должен упасть на ядро за время порядка наносекунды. Между тем, как известно, атом, в котором электрон находится в основном состоянии, является стационарной системой, при отсутствии внешних возмущений он существует в этом состоянии бесконечно.

Квантовая природа атома вошла существенным элементом в знаменитую модель атома Н. Бора. Революционный характер модели заключается в том, что классическая планетарная модель атома была объединена с двумя хорошо известными постулатами Бора, носящими принципиально квантовый характер. Именно квантовый характер основных законов, описывающих атом, является общепринятым доказательством принадлежности атома к микромиру.

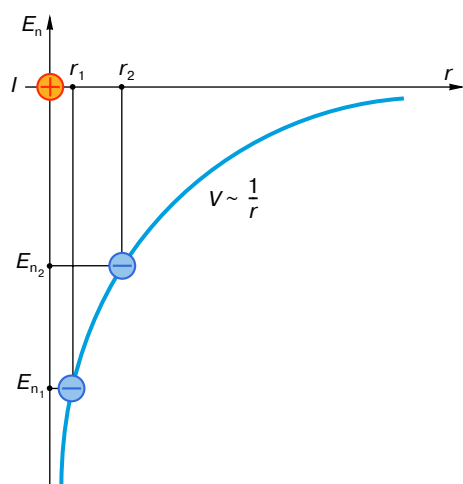
Вернемся к утверждению о микроскопическом размере атома. В общем случае это утверждение не точно. Атом имеет микроскопический размер лишь в тех случаях, когда атомный электрон находится в основном или одном из первых возбужденных состояний. Если электрон в результате поглощения внешней энергии переходит в высоковозбужденное состояние, то размер атома увеличивается и при экстремально большом возбуждении атом становится макроскопическим объектом. Такие

высоковозбужденные состояния принято называть *ридберговскими состояниями*, а атом, находящийся в таких состояниях, — *ридберговским атомом*<sup>1</sup>.

Увеличение размера атома при возбуждении атомного электрона качественно следует из обычной схемы атома, изображенной на рис. 1. На этом рисунке  $V = -e^2/r$  — кулоновское взаимодействие двух зарядов: положительного заряда ядра ( $+e$ ) и отрицательного заряда атомного электрона ( $-e$ ). Исходя из зависимости  $V \sim 1/r$ , не надо, однако, полагать, что увеличение расстояния электрона от ядра при возбуждении электрона ничем не ограничено. Это расстояние во всяком случае ограничено из-за наличия у каждого возбужденного состояния электрона конечной ширины, обусловленной квазистационарной природой возбужденных состояний, в которых электрон находится лишь конечное время, а потом переходит в основное стационарное состояние.

Как будет видно ниже, могут реализоваться ридберговские атомы, размер которых в  $10^6$  раз превышает размер атома, находящегося в основном состоянии. Такие ридберговские атомы имеют размер порядка  $10^{-2}$  мм, что представляет собой уже вполне макроскопическую величину. В частности, размер

<sup>1</sup> Й. Ридберг — известный шведский физик, работавший в конце XIX и начале XX века в области атомной спектроскопии. Он, в частности, показал, что линии излучения в спектрах сложных атомов могут быть описаны простыми формулами, аналогичными известной формуле И. Бальмера для атома водорода.



**Рис. 1.** Схематическое изображение атома водорода: электрон (синий шарик) связан с ядром (протоном) (оранжевый шарик) кулоновским взаимодействием  $V \sim 1/r$ . Электрон, находящийся в различных возбужденных состояниях  $E_n$ , характеризуемых различными квантовыми числами  $n$ , находится на различных расстояниях от ядра  $r_i$ .

такого ридберговского атома в 100 раз превышает размер длины световой волны.

После вводных замечаний обратимся последовательно к выводу и обсуждению основных параметров, характеризующих ридберговские атомы, к методам их создания и наблюдения.

## ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ РИДБЕРГОВСКИЕ АТОМЫ

Для того чтобы получить аналитические выражения для основных параметров, характеризующих ридберговские атомы, — для размера орбиты электрона, энергии связи электрона, периода его обращения вокруг ядра, скорости движения электрона по орбите и т.д., — будем исходить из боровской модели атома. Все основные параметры будут выражены через одну величину — главное квантовое число  $n$ , являющееся однозначной характеристикой энергии электрона в атоме. Н. Бор исходил из эмпирической зависимости для длин волн нескольких линий излучения атома водорода, установленной Бальмером на основе анализа экспериментального материала. Согласно формуле Бальмера, волновые числа этих линий удовлетворяют соотношению

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1)$$

в котором  $R$  — константа (постоянная Ридберга),  $R \approx 13,6$  эВ, а  $n = 3, 4, 5, \dots$  — целые числа.

Следуя за Бором, для теоретического обоснования формулы Бальмера предположим, что момент импульса (угловой момент) электрона, вращающегося вокруг ядра по кеплеровой орбите, квантуется (как и его энергия согласно второму постулату Бора):

$$L = m_e \nu r_n = n \hbar. \quad (2)$$

В (2)  $\nu$  — скорость, с которой электрон движется по орбите радиуса  $r_n$ ,  $m_e$  — масса электрона,  $\hbar = h/(2\pi)$ ,  $h$  — постоянная Планка.

На электрон, движущийся по круговой орбите радиуса  $r_n$ , действует центростремительное ускорение

$$a = \frac{\nu^2}{r_n}, \quad (3)$$

возникающее в результате кулоновского взаимодействия электрона с ядром (протоном) с силой

$$F = \frac{1}{4\pi} \epsilon_0 \frac{e^2}{r_n^2}. \quad (4)$$

В (4)  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума или электрическая постоянная,  $\epsilon_0 \approx 10^{-11}$  Кл<sup>2</sup>/(Н · м<sup>2</sup>).

В соответствии с вторым законом Ньютона сила (4) связана с ускорением (3) соотношением

$$F = m_e a. \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражения для  $F$  и  $a$  из (4) и (3), а в (4) выражение для  $v$  из (2), получаем интересное нас выражение для радиуса орбиты электрона

$$r_n = \frac{4\pi\hbar\epsilon_0}{m_e e^2} n^2 = C n^2. \quad (6)$$

Численная оценка константы  $C$  дает величину  $C \approx 5 \cdot 10^{-9}$  см, равную боровскому радиусу. Известно, что боровский радиус как размер атома, находящегося в основном состоянии, хорошо соответствует экспериментальным данным, полученным из различных опытов (из величины свободного пробега в газе, из броуновского движения и т.д.).

Из соотношения (6) следует, что для ридберговского атома с  $n = 1000$  размер атома  $r_{1000} \approx 5 \cdot 10^{-2}$  мм.

Обратимся теперь к величине энергии связи электрона в атоме. Это полная энергия электрона  $E_n$ , являющаяся суммой его кинетической

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (7)$$

и потенциальной энергии

$$E_{\text{пот}} = -eV = -\frac{1}{4\pi} \epsilon_0 \frac{e^2}{r_n}, \quad (8)$$

где  $V$  – потенциал точечного заряда.

Из выражений (2), (6)–(8) получается следующее выражение для энергии связи:

$$E_n = -\frac{e^4 m_e}{8 \epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (9)$$

В (9) знак минус соответствует тому, что для отрыва электрона от ядра атома надо затратить определенную энергию. Свободный электрон, вырванный из атома и не имеющий кинетической энергии, имеет энергию  $E = 0$ ; энергия электрона, связанного в атоме,  $E < 0$ .

Таким образом, следуя за Н. Бором, мы вывели формулу Бальмера (9). Вернемся к началу наших вычислений и подведем итог, на основе каких законов получено соотношение (9). Это несколько законов классической физики – (3)–(5), (7), (8) и квантовый постулат (2). Таким образом, это типичное для теории Н. Бора соединение квантовой и классической физики.

Сделаем по соотношению (9) оценки энергии связи электрона в атоме. Для основного состояния получаем величину  $E_1 = 13,6$  эВ, что хорошо соответствует результатам измерений потенциала ионизации атома водорода. Для ридберговского атома с главным квантовым числом  $n = 1000$  получаем величину  $E_{1000} \sim 10^{-5}$  эВ. Это чрезвычайно маленькая величина, гораздо меньшая, например, средней кинетической энергии атомов в газе при комнатной температуре  $kT \sim 10^{-2}$  эВ.

Аналогичным образом можно получить выражения для ряда других важных характеристик ридберговских атомов.

Расстояние между соседними связанными состояниями электрона в спектре атома

$$\Delta E_{ji} = 2Rn^{-3}, \quad (10)$$

где  $R$  – постоянная Ридберга. Из (10) следует, что для ридберговского атома с  $n = 1000$  величина  $\Delta E_{1000} \sim 10^{-8}$  эВ  $\sim 10^6$  Гц. Таким образом, переходы между такими состояниями соответствуют излучению–поглощению радиоволн мегагерцевого диапазона частот.

Период обращения электрона вокруг ядра

$$T_n = T_1 n^3. \quad (11)$$

Поскольку для основного состояния  $T_1 \approx 10^{-16}$  с, то  $T_{1000} \approx 10^{-7}$  с.

Скорость электрона на орбите

$$v_n = v_1 n^{-1}. \quad (12)$$

Поскольку  $v_1 \sim 10^8$  см/с, то  $v_{1000} \sim 10^5$  см/с.

Наконец, приведем еще одну важную характеристику ридберговского атома – *естественное время жизни*, определяемое процессом самопроизвольного (спонтанного) распада данного возбужденного состояния в состояния с меньшей энергией. Однако эту зависимость нельзя так же просто получить в рамках теории Бора, как зависимости, приведенные выше. Расчет естественного времени жизни требует использования квантовой механики. Приведем лишь результат такого расчета:

$$\tau_n = \tau_1 n^3. \quad (13)$$

Оценка по соотношению (13) для  $n = 1000$  дает величину времени жизни  $\tau_{1000} \sim 10$  с. Как видно, и время жизни ридберговских атомов может составлять вполне макроскопическую величину.

Из приведенных оценок видно, что все основные характеристики ридберговских атомов (кроме скорости электрона) резко, степенным образом, изменяются при увеличении главного квантового числа возбужденного атома.

Основной вывод, который следует из приведенных выше формул и оценок, состоит в том, что ридберговские атомы при большой величине главного квантового числа  $n$  качественно отличаются от тех же атомов в основном состоянии. Ридберговские атомы имеют макроскопические размеры, макроскопическое время жизни и экстремально слабую связь электрона в атоме.

Обратимся теперь к вопросу о создании и экспериментальном исследовании ридберговских атомов.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ С РИДБЕРГОВСКИМИ АТОМАМИ

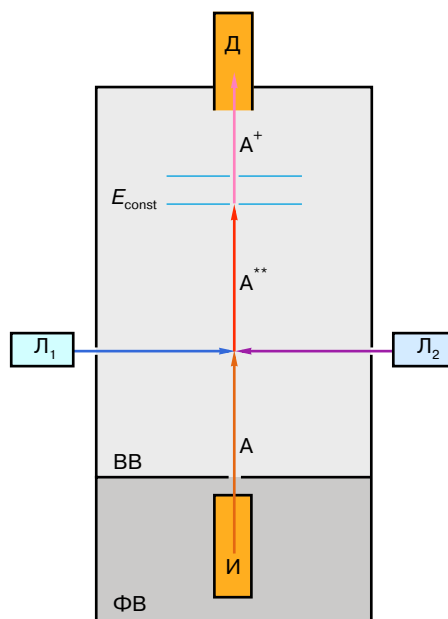
Имеются два основных источника данных о ридберговских атомах. Это, во-первых, лабораторные опыты, а во-вторых, спектры излучения и поглощения ридберговских атомов, находящихся в космическом пространстве.

Обратимся сначала к лабораторным опытам. Основные свойства ридберговских атомов, выясненные выше, указывают главные требования к эксперименту, направленному на создание и исследование ридберговских атомов. Так, очевидно, что для возбуждения атома из основного (или низковозбужденного) состояния в высоковозбужденное состояние с определенным значением главного квантового числа  $n$  необходим источник излучения с плавно изменяемой частотой в видимом или ближнем ультрафиолетовом диапазоне и исключительно высокой степенью монохроматичности этого излучения. К тому же очевидно, что создавать ридберговские атомы необходимо в условиях сверхвысокого вакуума, так как любые соударения атомов с другими частицами приведут к их ионизации.

С учетом этих требований принципиальная схема типичного эксперимента выглядит следующим образом. Эксперимент проводится в камере взаимодействия, откачанной до сверхвысокого вакуума. В камеру вводится пучок исследуемых атомов. Под углом  $90^\circ$  к оси пучка атомов в камеру вводится пучок лазерного излучения или при необходимости несколько таких пучков. Используются лазеры на красителе, имеющие ультраширокую линию люминесценции и тем самым позволяющие осуществлять генерацию в широком диапазоне изменения частоты излучения. Производится пространственная и временная селекция частоты излучения, генерируемого лазером, для реализации максимальной монохроматичности этого излучения. При пересечении атомарного и светового пучков под  $90^\circ$  отсутствует линейное ( $\sim v/c$ ) доплеровское уширение линии поглощения для ансамбля атомов. (Напомним, что при комнатной температуре газа доплеровское уширение примерно на два-три порядка величины превышает естественную ширину атомных уровней.)

В качестве конкретного примера такого лазерного эксперимента кратко опишем работу американских физиков, в которой были зарегистрированы в лабораторном эксперименте рекордно высокие значения величины главного квантового числа для ридберговских атомов —  $n \approx 500$  [1].

Схема этого эксперимента приведена на рис. 2. Камера взаимодействия откачивалась до сверхвысокого вакуума порядка  $10^{-10}$  торр. Под углом  $90^\circ$  к пучку атомов бария вводилось излучение двух лазеров на красителе с изменяемой частотой генерации и узкой линией излучения около 1 МГц (то есть порядка  $10^{-8}$  эВ). (Из приведенных выше оценок вид-



**Рис. 2.** Схема эксперимента по созданию и регистрации ридберговских атомов. Пучок атомов, находящихся в основном состоянии А, создается источником И; атомы в пучке облучаются двумя лазерами  $L_1$ ,  $L_2$ , имеющими такие частоты излучения, что возникает каскадное резонансное возбуждение атомов в ридберговские состояния  $A^{**}$ ; попадая в постоянное электрическое поле  $E_{const}$ , ридберговские атомы ионизируются, ионы  $A^+$  регистрируются детектором Д. Изменяя частоту лазера  $L_2$  можно осуществлять возбуждение в состояния с различными значениями  $n$ ; факт возбуждения проявляется в возникновении резонанса в выходе ионов. Эксперимент проводится в высоковакуумной камере ВВ при форвакуумной откачке источника ионов ФВ

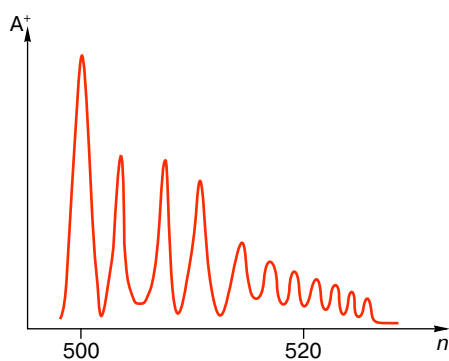
но, что эта величина соответствует расстоянию между уровнями атома при  $n \approx 1000$ .) Частота излучения одного из лазеров подбиралась таким образом, чтобы возбуждать атомы бария из основного состояния  $6s^{21}S_0$  в низковозбужденное состояние  $6s6p^1P_1$ . Энергия кванта этого зелено-голубого излучения была около 2 эВ. Частота излучения другого лазера могла плавно изменяться таким образом, чтобы возбуждать из состояния  $6s6p^1P_1$  высоковозбужденные состояния с главным квантовым числом от 450 до 550. Это было излучение, лежащее на границе между видимым фиолетовым и ультрафиолетовым излучением. К этому лазеру предъявлялись наиболее высокие требования по стабилизации частоты излучения. Одна из основных технических мер состояла в тщательном термостатировании резонатора этого лазера и оптических элементов (интерферометров Фабри–Перро), селектирующих частоту излучения.

Таким образом, в пучке атомов бария определенная доля атомов была возбуждена в состояния с главным квантовым числом от 450 до 550. Пролетая через остаточный газ, эти атомы легко ионизировались при столкновениях с атомами и молекулами газа. (Действительно, энергия связи электрона в ридберговских атомах была меньше  $10^{-4}$  эВ при средней кинетической энергии атомарных частиц газа  $kT \sim 10^{-2}$  эВ.) Образованные ионы регистрировались электронным умножителем.

Типичный результат этого эксперимента приведен на рис. 3. Наблюдаются максимумы в числе образованных ионов, возникающие при равенстве частоты излучения второго лазера с частотой перехода из состояния  $6s6p^1P_1$  в высоковозбужденные состояния. Абсолютная частота излучения позволяла идентифицировать значения  $n$ , соответствующие различным максимумам. На рисунке видно, что при величине  $n = 525$  ширина максимумов становится порядка расстояния между ними, а амплитуда максимумов уменьшается до уровня фона. Таким образом, в конкретных условиях проведения этого эксперимента достигнута максимальная величина  $n = 525$ .

Отметим, что, как следует из формулы (6), максимальный размер ридберговских атомов, созданных в этом эксперименте, составляет величину  $r_{525} \approx 10^{-2}$  мм.

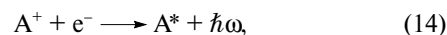
Возникает естественный вопрос: каково предельное значение величины главного квантового числа ридберговского атома, который можно создать в лабораторном эксперименте? Очевидно, что принципиальным является лишь одно требование — ширина спектра лазерного излучения должна быть в несколько раз меньше расстояния между соседними ридберговскими состояниями. Данные практики говорят, что можно реализовать ширину спектра



**Рис. 3.** Спектр ионов, возникающий при изменении частоты второй ступени возбуждения лазера  $\Lambda_2$ . Величина  $n$ , соответствующая данному максимуму, определяется по формуле (9) исходя из данных о частотах излучения лазеров  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ , то есть из данных о величине энергии  $E_n$ . Видно, что при  $n \approx 520$  расстояние между максимумами становится порядка их ширины

до нескольких герц. Из формулы (10) видно, что такая ширина позволяет выполнять указанное выше требование для ридберговских состояний с величиной  $n$  до  $\sim 10^4$ . Однако, как уже упоминалось выше, необходима еще и столь же высокая стабильность частоты лазера в течение времени, необходимого для проведения эксперимента. Но это уже чисто техническая задача. Во всяком случае число  $n = 1100$  пока остается высшим лабораторным достижением [2].

Обратимся теперь к ридберговским атомам, которые были обнаружены в космическом пространстве. Исключительно малая плотность вещества в космическом пространстве является очевидным аргументом в пользу существования ридберговских атомов. Малая вероятность столкновений с другими атомарными частицами говорит в пользу малой вероятности столкновительной ионизации и тем самым большого времени жизни ридберговских атомов. Возможность образования ридберговских атомов за счет процесса электрон-ионной столкновительной рекомбинации, идущей по схеме



в принципе не вызывала сомнений. В 1959 году были опубликованы расчеты Н.С. Кардашева (ГАИШ МГУ), предсказавшие исходя из данных о плотности ионизованного водорода и электронов возможность существования ридберговских атомов в космическом пространстве с  $n \approx 100$ . Появление этих расчетов совпало с бурным развитием радиоастрономии и ориентировало экспериментаторов на подготовку опытов по поиску ридберговских атомов в космосе.

Первые экспериментальные данные были получены в 1964 году Р.С. Сороченко и др. (ФИАН) на 22-метровом зеркальном радиотелескопе, созданном для исследования излучения космических объектов в сантиметровом диапазоне частот. При ориентации телескопа на туманность Омега в спектре радиоизлучения, идущего от этой туманности, была обнаружена линия излучения на длине волны  $\lambda \approx 3,4$  см. Эта длина волны соответствует переходу между ридберговскими состояниями с  $n = 91$  и  $n = 90$  в спектре атома водорода.

Осуществив такой пионерский опыт, авторы считали необходимым получить независимое подтверждение космической природы наблюдаемой линии излучения. Для этого они провели сложный, но красивый и однозначный контрольный опыт. Они регистрировали эту радиолинию периодически в течение нескольких месяцев и обнаружили изменение абсолютной величины длины волны в максимуме линии. Величина и знак этого изменения хорошо соответствовали расчетной величине доплеровского сдвига, возникающего от движения Земли по орбите вокруг Солнца! Таким образом, была убедительно доказана космическая природа этой линии излучения.

В том же 1964 году, а также в течение нескольких последующих лет на радиотелескопах в России,



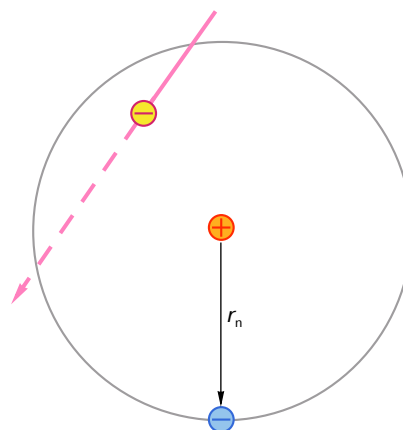
Германии и США были обнаружены другие линии радиоизлучения атома водорода, соответствующие переходам между ридберговскими состояниями с величиной главного квантового числа до  $n = 158$ .

Для поисков ридберговских атомов с существенно большим значением  $n$  требовалось регистрировать спектры радиоизлучений не в сантиметровом, а в метровом диапазоне частот. В 1979 году на Харьковском крестообразном радиотелескопе, рассчитанном на длину волны в 10 м, были обнаружены линии поглощения излучения локального радиоисточника Кассиопея А на пути в космосе от этого источника к Земле. Оказалось, что эти линии поглощения соответствуют переходам между ридберговскими состояниями в спектре атома углерода с главными квантовыми числами от 600 до 732. На данный момент времени величина  $n = 732$  является предельной для ридберговских атомов, обнаруженных в космическом пространстве<sup>1</sup>.

Возникает вполне естественный вопрос: возможно ли существование в космическом пространстве ридберговских атомов с существенно большей, чем  $n \sim 1000$ , величиной главного квантового числа? Очевидно, что для ответа на этот вопрос необходимо провести анализ обоих процессов: как процесса создания ридберговских атомов, так и процесса их гибели в космическом пространстве.

Анализ процесса создания ридберговских атомов в результате электрон-ионной рекомбинации по реакции (14) подтверждает возможность образования возбужденных состояний и с гораздо большей величиной  $n$ , чем  $n \sim 1000$ .

Анализ процесса гибели ридберговских атомов в результате их столкновений с другими атомарными частицами не дает оснований предполагать, что соударительное время жизни по мере увеличения  $n$  существенно уменьшается. Качественно дело в том, что, хотя по мере увеличения  $n$  энергия связи электрона в атоме уменьшается (см. формулу (9)) и тем самым ионизовать его легче, но одновременно увеличивается размер атома (см. формулу (6)), он становится более прозрачным для налетающей частицы (рис. 4). Налетающая атомарная частица взаимодействует не с ридберговским атомом как с целым (как частица взаимодействует с атомом, находящимся в основном состоянии), а отдельно с ядром (кором) атома и ридберговским электроном как со свободным электроном. Именно последнее взаимодействие и приводит к ионизации ридберговского атома и тем самым к его гибели. Экспериментальные данные подтверждают такую модель столкновения. Так, эффективное сечение столкновения ридбер-



**Рис. 4.** Схема процесса столкновения ридберговского атома (⊕ — ядро, ⊖ — возбужденный электрон) со свободным электроном ⊖. При экстремально большой величине ридберговского атома  $r_n$  свободный электрон пролетает через атом не взаимодействуя ни с ядром, ни с электроном. Ридберговский атом прозрачен для свободного электрона

говского атома с молекулой азота совпадает с эффективным сечением рассеяния электронов этой молекулой [5]. Использование хорошо известных данных о рассеянии электронов показывает, что соударительные процессы в космосе не должны существенно уменьшать время жизни ридберговских атомов с  $n \geq 1000$ .

Однако помимо частиц в космосе имеются и поля, электрические и магнитные, а также различные излучения, которые могут приводить к гибели ридберговских атомов. Анализ воздействия различных излучений показал, что существенную роль должно играть фоновое *синхротронное (магнитно-тормозное)* излучение. Оно возникает в космосе при движении электронов, имеющих релятивистские скорости, в магнитных полях. Под действием синхротронного излучения в мегагерцевом диапазоне частот могут возникать вынужденные резонансные переходы между ридберговскими состояниями с  $n \geq 1000$ , приводящие к быстрой релаксации в состояния с меньшей энергией возбуждения. Таким образом, теоретический анализ процессов, происходящих в космическом пространстве с ридберговскими атомами, предсказывает, что хотя ридберговские атомы с  $n \geq 1000$  и могут образовываться, но время жизни таких атомов должно быть мало, так что зарегистрировать такие атомы невозможно. К сожалению, пока отсутствуют прямые эксперименты, подтверждающие или опровергающие эти предсказания теории.

<sup>1</sup> Объем статьи, к сожалению, не позволяет более подробно изложить историю, методику и результаты астрофизических исследований ридберговских состояний. Интересующиеся этим вопросом могут обратиться к обзорам [3, 4], написанным в форме, вполне доступной для читателя данного журнала.

Таблица 1

Главное квантовое число $n$	2	1000
Энергия связи электрона в атоме (потенциал ионизации), эВ	$\approx 5$	$\approx 10^{-5}$
Размер атома (радиус орбиты электрона), см	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-2}$
Период обращения электрона по орбите, с	$\sim 10^{-16}$	$\sim 10^{-7}$
Естественное время жизни, с	$\sim 10^{-8}$	$\sim 1$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеется еще много интересных вопросов, относящихся к физике ридберговских состояний [5]. Объем статьи позволяет их лишь перечислить: это зависимость “атомного поля” от величины  $n$ , специфический характер штарковского сдвига и расщепления ридберговских состояний, использование ридберговских атомов в качестве детекторов излучения в ИК- и радиодиапазоне частот, существование и свойства ридберговских молекул, астрофизические данные, получаемые путем наблюдения ридберговских состояний и т.д.

Однако главная цель статьи состоит в другом. Прочтя ее, читатель обратит внимание на возможность существования не только микроскопических атомов, а также и макроскопических атомов.

Закончим статью небольшой таблицей (табл. 1), иллюстрирующей качественное различие между микроскопическим атомом, находящимся в основном

или первых возбужденных состояниях ( $n = 2$ ), и макроскопическим ридберговским атомом ( $n = 1000$ ).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Neukamner J., Rinenberg H., Vietzke K. et al.* Spectroscopy of Rydberg Atoms at  $n \cong 500$  // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 59. P. 26.
2. *Frey M.T., Hill S.B., Smith K.A., Dunning F.B., Fabrikant I.I.* Studies of Electron-Molecule Scattering at Microelectronvolt Energies Using Very-High- $n$  Rydberg Atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 75, № 5. P. 810–813.
3. *Сороченко Р.Л., Соломонович А.Е.* Гигантские атомы в космосе // *Природа*. 1987. № 11. С. 82.
4. *Далгарно А.* Ридберговские атомы в астрофизике // *Ридберговские состояния атомов и молекул*: Пер. с англ. / Под ред. Р. Стеббинса, Ф. Даннинга. М.: Мир, 1985. С. 9.
5. *Смирнов Б.М.* Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. Гл. 6.

\* \* \*

Николай Борисович Делоне, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института, ведущий научный сотрудник Института общей физики РАН. Область научных интересов: атомная и лазерная физика, оптика. Автор десяти монографий, из которых четыре опубликованы за рубежом, более 20 обзоров в отечественных и зарубежных журналах и более 150 научных работ.