

539.184.5

ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМОВ**Б. М. Смирнов****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	577
2. Создание атомов в ридберговских состояниях	580
3. Излучательные переходы высоковозбужденных атомов	585
4. Методы регистрации атомов в ридберговских состояниях	591
5. Процесс столкновения высоковозбужденных атомов с заряженными частицами	595
6. Ионизация высоковозбужденного атома при столкновении с атомными частицами	601
7. Процессы тушения ридберговских состояний атомов при соударениях с атомами и молекулами	606
8. Заключение	611
Цитированная литература	612

1. ВВЕДЕНИЕ

Ридберговскими состояниями атомов принято называть высоковозбужденные состояния атомов. Размер таких атомов весьма велик и составляет по порядку величины $a_0 n^2$, где a_0 — радиус Бора, n — главное квантовое число возбужденного электрона. Возбужденный электрон в ридберговском атоме в основном находится в кулоновском поле атомного остатка. Исследование структуры уровней для атомов в ридберговских состояниях дает информацию о различного типа тонких взаимодействиях в атоме, которые определяют отклонение от кулоновского закона взаимодействия электрона и атомного остатка и поэтому выступают в виде возмущений.

Атомы в ридберговских состояниях представляют интерес для астрофизики. Переходы между ридберговскими состояниями атома водорода ответственны за появление рекомбинационных линий в радиоизлучении¹⁻⁷. Наблюдение этих линий дает информацию о межзвездном водороде. В середине шестидесятых годов большое внимание к атомам водорода в ридберговском состоянии было уделено в связи с возможностью инжектировать возбужденные атомы водорода с $n = 9-15$ в горячую плазму и таким способом создавать плазму для термоядерного синтеза⁸⁻¹⁰. Дальнейшие исследования показали неконкурентоспособность такого способа создания плазмы.

Большой интерес к ридберговским состояниям атомов в последние годы связан с развитием новых методов получения высоковозбужденных атомов, использующих возбуждение атомов перестраиваемым лазером. Эти методы позволили селективно создавать высоковозбужденные атомы в заданных состояниях и исследовать процессы, протекающие с высоковозбужденным атомом в выделенном состоянии. Такие исследования позволили получить качественно новую информацию о процессах, протекаю-

щих с участием высоковозбужденных атомов. Это обстоятельство и явилось причиной написания обзора.

Создание экспериментальной техники, позволяющей селективно получать атомы в заданном высоковозбужденном состоянии, имеет и прикладное значение. На переходах между высоковозбужденными состояниями созданы мазеры^{11,12}. Ридберговские состояния атомов используются в качестве детектора длинноволнового излучения^{13-15,167,168}, в частности, теплового излучения тел при температуре поверхности ниже комнатной температуры.

Электронная энергия высоковозбужденного атома, пока мы ограничиваемся только кулоновским взаимодействием электрона и атомного остатка, составляет^{16,17} в атомных единицах *):

$$\varepsilon = -\frac{1}{2n^2}, \quad (1)$$

где n — главное квантовое число состояния, причем рассматриваемое состояние $2n^2$ -кратно вырождено (дважды по направлению спина электрона, n^2 -кратно по координатным квантовым числам). Учет некулоновского взаимодействия электрона с атомным остатком частично снимает это вырождение. Обозначив оператор некулоновского взаимодействия V , найдем, что сдвиг уровня рассматриваемого состояния с главным квантовым числом n под действием данного возмущения составляет

$$\Delta\varepsilon = \langle \psi_n | V | \psi_n \rangle, \quad (2)$$

где ψ_n — волновая функция высоковозбужденного электрона. Поскольку взаимодействие V существенно в области порядка размера атомного остатка, где $\psi_n \sim n^{-3/2}$, то

$$\Delta\varepsilon = \frac{A}{n^3}. \quad (3)$$

Будем считать, что некулоновское взаимодействие электрона с атомным остатком сферически симметричное. Тогда это взаимодействие частично снимает кулоновское вырождение, причем состояния высоковозбужденного атома характеризуются квантовыми числами nlm (l — орбитальный момент, m — его проекция). Сдвиг уровня под действием некулоновского взаимодействия представим в виде $\Delta\varepsilon_{nl} = -\delta_l/n^3$, где δ_l — так называемый квантовый дефект, который зависит только от орбитального момента состояния. Прибавляя эту добавку к энергии электрона (1), представим электронную энергию высоковозбужденного атома в виде

$$\varepsilon_{nl} = -\frac{1}{2(n-\delta_l)^2}. \quad (4)$$

Из общих соображений следует, что квантовый дефект резко убывает с ростом орбитального момента, ибо при этом резко убывает вероятность нахождения высоковозбужденного электрона в области, занятой атомным остатком. В качестве демонстрации этого факта в табл. I представлены

Таблица I
Квантовый дефект в атоме гелия^{18,19}

Состояние	3S	1S	3P	1P	D	F	G
Квантовый дефект	0,30	0,14	0,07	0,01	0,003	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$

*) Здесь и далее пользуемся системой атомных единиц $\hbar = m_{\text{эл}} = e^2 = 1$.

значения квантового дефекта для высоковозбужденного атома гелия. Как видно, с ростом орбитального момента значение квантового дефекта резко падает, и формулы (1) и (4) дают близкие результаты. В табл. II представлены типы взаимодействия, определяющие квантовый дефект, и их вклад

Т а б л и ц а II
Вклад в квантовый дефект D -состояния
атома гелия со стороны различных
механизмов взаимодействия ¹⁹

Тип взаимодействия	Вклад в квантовый дефект, 10^{-4}
1. Поляризация атомного остатка внешним электроном	24
2. Обменное взаимодействие электронов	7
3. Экранирование внутреннего электрона внешним	2
4. Спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия	1
5. Другие взаимодействия	0,2
Сумма	34

в эту величину. Квантовый дефект в основном определяется электростатическим взаимодействием возбужденного электрона с атомным остатком, когда высоковозбужденный электрон проникает внутрь атомного остатка.

Формулу (4) можно записать в виде

$$\varepsilon_{nl} = -\frac{1}{2(n^*)^2}, \quad (4a)$$

вводя таким способом эффективное главное квантовое число n^* . Такой способ представления энергии связи электрона наиболее употребителен для тяжелых атомов, для которых разность $\delta_l = n - n^*$ может составлять несколько единиц (см. ¹¹). Действительно, отсчет главного квантового числа начинается с внутренних электронов атома, так что валентный электрон невозбужденного тяжелого атома характеризуется главным квантовым числом, равным нескольким единицам, тогда как его потенциал ионизации отвечает $n^* = 1-2$. Например, в случае атома рубидия (внешняя электронная оболочка атома в основном состоянии $5s$) величина $\delta_l = n - n^*$ равна ^{11, 54} 3,16 для состояний 2S , 2,69 для состояний 2P и 1,40 для состояний 2D . В случае атома стронция (внешняя электронная оболочка атома в основном состоянии $5s^2$) величина $\delta_l = n - n^*$ составляет согласно ^{11, 17} 3,27 для высоковозбужденных состояний 1S , 2,73 для состояний 1P и 2,37 для состояний $^1,^3D^*$).

Отметим, что зависимость (3) от главного квантового числа характерна для любого типа взаимодействия в высоковозбужденном атоме, когда

) В дальнейшем для удобства записи мы не будем делать различия между главным квантовым числом n и эффективным главным квантовым числом n^ , ибо эти величины становятся равноценными при $n \rightarrow \infty$. Поэтому в тех случаях, когда главное квантовое число n вводится как характеристика энергии связи возбужденного электрона, при более строгом анализе следовало бы заменить n на n^* .

это взаимодействие существенно в области порядка размеров атомного остатка. В качестве примера на рис. 1 представлена экспериментальная зависимость от главного квантового числа для дублетного расщепления $D_{3/2} - D_{5/2}$ уровней высоковозбужденного атома натрия $^{20}, ^{21}$. Тонкое

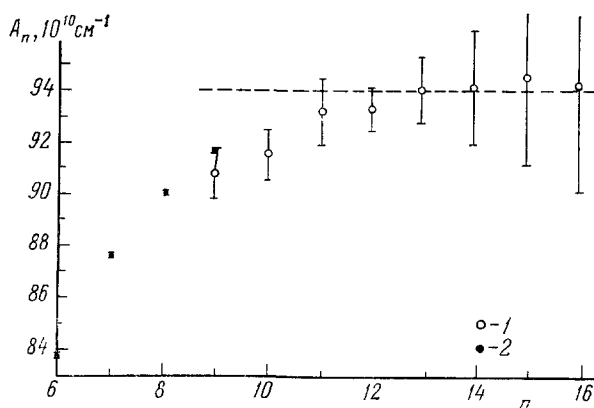


Рис. 1. Тонкое расщепление $D_{3/2} - D_{5/2}$ -уровней атома натрия. Эксперимент: 1— 20 , 2— 21 , штриховая прямая — асимптотический предел при $n \rightarrow \infty$

расщепление уровней определяется внутренней областью атомного остатка, так что величина $A = n^3 \delta W_n$ (δW_n — тонкое расщепление уровней) не зависит от n при больших значениях n . Эта закономерность проявляется на рис. 1, где величины A выражены в единицах 10^{10} с^{-1} .

2. СОЗДАНИЕ АТОМОВ В РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЯХ

Рассмотрим экспериментальные методы получения высоковозбужденных атомов. Они используют процессы трех типов: возбуждение атомов и молекул электронным ударом, перезарядку ионов на атомах и молекулах, фотовозбуждение. Первые два способа получения высоковозбужденных атомов — процесс перезарядки ионов на атомах и молекулах^{9, 10, 22–33}, процесс возбуждения атомов и молекул электронным ударом^{34–43}, а также процесс диссоциации молекул электронным ударом с образованием высоковозбужденных атомов^{44–50} широко использовались на ранней стадии изучения атомов в ридберговских состояниях. Недостатком этих способов является то, что они приводят к образованию целого спектра состояний высоковозбужденных атомов. При этом сечение образования атомов с данным значением главного квантового числа $n \gg 1$ характеризуется зависи-

$$\sigma_n(E) = \frac{\sigma(E)}{n^3}, \quad (5)$$

где $\sigma(E)$ не зависит от номера состояния.

Зависимость (5) нетрудно получить, учитывая, что взаимодействие и переходы совершаются в области, малой по сравнению с размером ридберговского атома. Вероятность перехода равна

$$w_{0 \rightarrow n} = |\langle \Psi(R = \infty) - \psi_0 | \psi_n \rangle|^2,$$

где ψ_0, ψ_n — волновая функция атома в начальном и конечном состояниях, $\Psi(R)$ — точная волновая функция системы при расстоянии R

между ядром и налетающей частицей. Поскольку взаимодействие с налетающей частицей имеет место в ограниченной области координат электрона, то и изменение волновой функции системы $\Psi - \psi_0$ происходит только в этой области. Волновая функция сильно возбужденного электрона вблизи ядра изменяется как $\psi_n \sim n^{-3/2}$. Отсюда получаем зависимость (5).

Т а б л и ц а III

Максимальные значения $\sigma(E)$ для сечения возбуждения атомов инертных газов электронным ударом (E_{\max} — энергия электронов, при которой достигается максимум)

Атом	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$\sigma(E_{\max}), \text{\AA}^2$	0,77	0,63	6,5	4,0	10
$E_{\max}, \text{эВ}$	70	60	28	20	20

Т а б л и ц а IV

Значения $\sigma(E)$ при энергии налетающего электрона 100 эВ

Атом	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$\sigma(E), \text{\AA}^2$	0,67	0,61	1,5	2,0	4,6

В табл. III и IV приводятся значения величины $\sigma(E)$, входящей в формулу (5), в случае возбуждения ридберговских состояний атомов инертных газов электронным ударом. Эти величины были измерены в работе ⁴².

Только оптические методы позволяют создавать ридберговские атомы в заданном состоянии. Существующие методы селективного возбуждения ридберговских состояний атомов опираются на использование перестраиваемых лазеров. Появление перестраиваемых лазеров открыло новые возможности в селективном возбуждении ридберговских состояний атомов и перевело исследования ридберговских состояний на новый научный уровень. В настоящее время перестраиваемые лазеры в комбинации с нелинейными кристаллами позволяют получать плавно перестраиваемое по частоте лазерное излучение в области от 2000 до 30 000 \AA (энергия фотона соответственно от 6 до 0,4 эВ).

Имеются различные способы лазерного возбуждения ридберговских состояний атомов. Простейшее из них — однофотонное возбуждение, связанное с возбуждением ридберговского состояния в результате поглощения одного фотона. В качестве примера такого способа возбуждения приведем работы ⁵¹⁻⁵³, где атомы гелия в состоянии n^3P ($n = 8 - 17$) создавались возбуждением метастабильных атомов гелия $\text{He}(2^3S)$ перестраиваемым лазером на красителе с удвоением частоты на АДФ-кристалле (дифосфат аммония). В результате длина волны лазера менялась в пределах от 2723 до 2626 \AA ; метастабильные атомы гелия создавались в газовом разряде. В послесвечении газового разряда проводились измерения. Другой пример такого типа — возбуждение np -уровней атома рубидия в области значений главного квантового числа $n = 28 - 60$ ⁵⁴ и возбуждение np -уровней атома цезия для $n = 28 - 78$ ⁵⁵.

Другой способ лазерного возбуждения ридберговских состояний связан с двухфотонным возбуждением, когда резонансное возбуждение данного состояния сопровождается одновременным поглощением двух фотонов (см., например, ⁵⁶⁻⁵⁹). В отличие от однофотонного возбуждения уровней, двухфотонная лазерная спектроскопия позволяет исследовать другие возбужденные состояния с изменением орбитального момента электрона $\Delta l = 0, 2$. Казалось бы, двухфотонный способ возбуждения сильно уступает по эффективности однофотонному, ибо коэффициент двухфотонного поглощения содержит дополнительный малый параметр, построенный на отношении напряженности электромагнитного поля к характерной величине атомного поля. Однако, несмотря на это, двухфотонная лазерная спектроскопия имеет существенные преимущества перед однофотонными процессами. Коэффициент однофотонного поглощения возрастает по мере уменьшения ширины линии лазерного излучения и достигает насыщения, когда эта ширина сравнивается с доплеровской шириной. Тем самым однофотонная лазерная спектроскопия позволяет исследовать структуру коэффициента поглощения в масштабах порядка доплеровской ширины спектральной линии.

Другая ситуация имеет место при использовании двухфотонной лазерной спектроскопии. В обычной схеме эксперимента падающее излучение оказывается частично запертым в области между двумя параллельными зеркалами. Поэтому обычно поглощаются два фотона, двигающиеся в противоположных направлениях, так что действие доплеровского смещения частоты для движущегося атома исключается. Как видно, преимущества двухфотонной лазерной спектроскопии проявляются при малой ширине линии лазерного излучения по сравнению с доплеровской шириной. Во-первых, по мере уменьшения лазерного излучения возрастает коэффициент двухфотонного поглощения, тогда как коэффициент однофотонного поглощения в этом пределе выходит на насыщение. Тем самым относительная эффективность двухфотонной лазерной спектроскопии увеличивается с уменьшением ширины лазерной линии. Во-вторых, двухфотонная лазерная спектроскопия позволяет исследовать тонкую структуру в спектре поглощения, масштаб которой характеризуется шириной лазерной линии. Разрешение однофотонной лазерной спектроскопии определяется доплеровской шириной линии.

Отметим, что рассмотренные способы, использующие перестраиваемый лазер, приводят к созданию сильно возбужденных атомов с малым значением орбитального момента электрона. Это обусловлено правилами отбора при поглощении фотонов, согласно которым для разрешенных переходов однофотонное поглощение приводит к изменению орбитального момента электрона не более, чем на единицу. Чтобы получать атомы с большими значениями орбитального момента, необходимо использовать сильное электромагнитное поле. При достаточной напряженности поля происходит перемешивание состояний с разными значениями орбитального момента электрона, так что состояние возбужденного атома характеризуется параболическими квантовыми числами n, n_1, n_2, m . При этом под действием поля энергетические уровни атома расщепляются, так что настройка в резонанс может производиться за счет изменения напряженности электростатического поля при постоянной частоте лазерного излучения.

Мы приведем некоторые детали эксперимента Коча, которым был предложен и разработан данный метод ^{60, 61}. Пучок протонов с энергией 7,51 кэВ перезаряжается на атомах ксенона и далее проходит через две области между конденсаторами с постоянным электрическим полем F_1 и F_2 . В этих областях происходит возбуждение атомов водорода излу-

нием линии $R = 22$ лазера на углекислом газе. Распределение первоначально образуемых атомов водорода по состояниям соответствует закону $f_n \sim n^{-3}$. В первом конденсаторе напряженность поля составляет порядка десятков кВ/см, и в нем происходит возбуждение состояний с переходом из $n = 7$ в $n = 10$. Во втором конденсаторе напряженность электрического поля составляет порядка сотен В/см, в этой области осуществляются переходы из $n = 10$ в $n = 31$.

Согласно расчетам в области первого конденсатора при напряженности электрического поля $F_1 = 42,56$ кВ/см имеет место резонанс для перехода $7, 2, 4, 0 \rightarrow 10, 1, 8, 0$, а при напряженности поля $F_1 = 42,62$ кВ/см поглощение лазерного фотона отвечает переходу $7, 1, 3, 2 \rightarrow 10, 0, 7, 2$. Как видно, для детектирования атомов в строго заданных состояниях необходима высокая точность напряженности электрического поля, которая в опубликованных работах составляет $\Delta F/F \sim 10^{-3}$, и далее планируется ее снижение до величины 10^{-5} . Во втором конденсаторе некоторый вклад в расщепление уровней вносит электрическое поле лазера, которое при интенсивности 20 Вт/см² характеризуется напряженностью электрического поля 90 В/см.

Таким образом, рассматриваемый метод, рассчитанный на получение высоковозбужденных атомов с произвольным значением орбитального момента, требует высокой стабильности внешних полей. При использовании постоянного электрического поля в конденсаторе он позволяет создавать в конечном итоге атомы в состояниях с $n \sim 25 - 30$, в случае переменного электромагнитного поля в конденсаторе область значений n расширяется вплоть до $n \sim 70$.

Далее мы поставим перед собой задачу оценить, сколь высоковозбужденные состояния можно создавать с помощью перестраиваемого лазера. Поскольку эффективность поглощения резко падает с ростом номера уровня, то в дальнейшем мы будем ориентироваться на однофотонную лазерную спектроскопию. При этом будем считать, что линия лазерного излучения достаточно узка, а газ или пучок атомов достаточно разрежен, так что ширина линии поглощения определяется доплеровским механизмом уширения. Селективное возбуждение выделенных состояний имеет место в том случае, если ширины линии поглощения много меньше расстояния между соседними уровнями. В рассматриваемом случае ширина линии доплеровского уширения $\Delta\omega \sim \omega_0 v_T/c$, где ω_0 — частота перехода в центре линии, v_T — тепловая скорость атомов, c — скорость света, расстояние между соседними уровнями имеет масштаб ω_0/n^3 . Отсюда находим, что при рассматриваемых условиях возможность селективного возбуждения ридберговского уровня дается условием

$$n^3 \ll \frac{c}{v_T}. \quad (6)$$

Проведем численные оценки. Величина c/v_T имеет порядок 10^6 (температуру газа или продольную температуру атомов в пучке считаем порядка комнатной температуры). Это дает $n < 100$, т. е. имеется возможность селективно возбуждать уровни с главным квантовым числом меньше 100. Отметим, что при проведении этой оценки мы считали газ или пучок атомов достаточно разреженным, так что ударное уширение спектральной линии несущественно.

Оценим селективность возбуждения за счет нестабильности длины волны перестраиваемого лазера. Ширина линии вместе с ее нестабильностью для перестраиваемого лазера на красителе составляет обычно несколько десятых долей см⁻¹. Полагая, что эта величина, которую мы обозначим через ΔE , лежит в пределах от $0,1$ см⁻¹ до 1 см⁻¹, определим

предельное значение главного квантового числа n для селективно возбуждаемого ридберговского состояния атома из соотношения

$$\Delta E = \frac{1}{n^3}; \quad (7)$$

здесь $1/n^3$ — выраженная в атомных единицах разность энергий возбуждения для состояний с главным квантовым числом n и $n + 1$. Из этого соотношения найдем, что при поставленных условиях предельные значения главного квантового числа для селективно возбуждаемых ридберговских состояний атомов лежат в области $n = 60 - 130$.

Проведенные оценки показывают, что с помощью перестраиваемого лазера можно селективно возбуждать ридберговские состояния атомов вплоть до $n \sim 100$. При этом мы использовали параметры лазера на красителях, т. е. считали, что возбуждающие это состояние фотоны соответствуют оптической и прилегающим к ней областям спектра, а ширина лазерной линии также относится к перестраиваемому лазеру на красителе. Описанные выше экспериментальные методы позволяют селективно создавать атомы в ридберговских состояниях с $n \leq 100$. Однако указанная граница для главного квантового числа не является принципиальной. Можно изменить схему получения ридберговских состояний атомов, проводя это возбуждение ступенчатым способом, так что последней стадией этого процесса является возбуждение из ридберговского состояния с главным квантовым числом $n' \leq 100$. Тогда условия (6) и (7) смягчатся. Условия (6) в этом случае примет вид

$$n \leq \left(\frac{c}{v_T} n'^2 \right)^{1/3}, \quad (8)$$

где n — главное квантовое число конечного ридберговского состояния. Как видно, при рассматриваемой схеме возбуждения доплеровское уширение спектральных линий не запрещает селективное создание ридберговских атомов с $n \leq 10^3$. Условие (7) в рассматриваемом случае принимает вид

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \frac{n'^2}{n^3}. \quad (9)$$

При $n' \sim 10^2$, $n \sim 10^3$ эта формула дает $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5}$.

Полученные теоретические оценки для предельных значений главного квантового числа селективно детектируемых ридберговских атомов находятся в противоречии с возможностями эксперимента. Действительно, согласно этим оценкам ридберговские атомы с $n \sim 10^3$ могут быть селективно получены путем возбуждения состояний $n' \sim 100$. Это может быть достигнуто при использовании перестраиваемого лазера в сантиметровой области длин волн с относительной шириной линии $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5}$, что в настоящее время нереально. Тем не менее, представленная схема позволяет повысить предел для главного квантового числа селективно возбуждаемых ридберговских состояний. Если на последней ступени возбуждения использовать перестраиваемый лазер на углекислом газе в области длин волн 10,6 м, что соответствует $n' = 11$, то граница за счет доплеровского уширения линии в соответствии с условием (3) составит $n \sim 500$. Для таких значений главного квантового числа ширина линий лазера согласно условию (9) должна удовлетворять критерию $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-6}$. Эти условия могут быть достигнуты при использовании современной экспериментальной техники.

Возможности создания атомов с высокими значениями главного квантового числа, а также возможность исследования протекающих с уча-

ствием этих атомов процессов или возможности использования этих состояний для других целей зависят от эффективности фотопроцессов, приводящих к образованию или разрушению высоковозбужденных атомов. Поэтому далее будут исследованы такие процессы.

3 ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

Рассмотрим процессы образования высоковозбужденных атомов при фотопроцессах, а также процессы поглощения и испускания фотонов высоковозбужденными атомами. Исследование этих процессов позволит оценить возможности селективного создания высоковозбужденных атомов в заданных состояниях, а также возможность их использования для различных исследований.

Определим сначала сечение фотовозбуждения атома в заданное ридберговское состояние с целью выяснить, какие высоковозбужденные состояния атомов в реальных условиях можно создавать селективным образом. При этом используем одинаковую природу процесса фотовозбуждения атома в ридберговское состояние и процесса фотоионизации атома вблизи порога. Эти процессы характеризуются одинаковым механизмом взаимодействия при переходе, который определяется областью порядка размеров атома в начальном состоянии, и отличаются только тем, что в первом случае электрон переходит в состояние дискретного, во втором — непрерывного спектра. Это определяет простую связь между сечениями данных процессов. В частности, если ширина линии поглощения значительно превышает расстояние между соседними энергетическими уровнями ридберговского атома, то сечение поглощения в дискретном спектре совпадает с сечением фотоионизации атома. Пользуясь аналогией между данными процессами, далее мы установим связь между соответствующими им сечениями (см. также ⁴³).

Воспользуемся тем, что сила осциллятора для возбуждения высоколежащих связанных состояний электрона с главным квантовым числом n изменяется как n^{-3} (см., например, ¹⁶). Это позволяет написать сечение возбуждения в следующем виде:

$$\sigma_n = \frac{C}{n^3} a(\omega - \omega_n). \quad (10)$$

где C — постоянная нормировки, $a(\omega - \omega_n)$ — функция, характеризующая форму спектральной линии поглощения. Эта функция нормирована на единицу $\int a d\omega = 1$, и ее значение зависит только от разности частоты возбуждающих фотонов ω и частоты, соответствующей переходу в центре линии ω_n . В масштабе частот атомных переходов эта функция является дельта-функцией $a = \delta(\omega - \omega_n)$. Ширина функции распределения определяется механизмом уширения (см., например, ⁶²).

Будем исходить из того, что в пределе большой ширины линии поглощения, значительно превышающей расстояние между уровнями с разными значениями n , сечение поглощения фотона совпадает с сечением фотоионизации вблизи порога. Действительно, в этом случае дискретный спектр возбужденного электрона воспринимается фотоном как непрерывный спектр, а поведение слабосвязанного и свободного медленного электрона в области атомного остатка одинаково. Поэтому мы имеем:

$$\sigma_{\text{ион}} = \sum_n \sigma_n = \sum_n \frac{C}{n^3} a(\omega - \omega_n). \quad (11)$$

При этом в $\sigma_{\text{ион}}$ включена та часть сечения фотоионизации, которая отвечает образованию медленного электрона с тем же орбитальным моментом (или с той же четностью состояния), которым обладает возбужденный электрон.

Определим константу нормировки в формуле (10). При рассматриваемых условиях сумму в формуле (11) можно заменить интегралом. Далее, энергия рассматриваемого атомного перехода равна

$$\omega_n = J - \frac{1}{2n^2},$$

где J — потенциал ионизации атома. Отсюда

$$\sigma_{\text{ион}} = C \int \frac{dn}{n^3} a \left(\omega - J + \frac{1}{2n^2} \right).$$

Пользуясь условием нормировки для функции распределения $\int a(x) dx = 1$, получим отсюда $\sigma_{\text{ион}} = C$, так что

$$\sigma_n = \frac{\sigma_{\text{ион}}}{n^3} a(\omega - \omega_n). \quad (12)$$

При выводе этой формулы *) мы использовали предположение $\Delta\omega \ll 1/n^2$, где $\Delta\omega$ — ширина линии поглощения, ибо мы считали, что в процессе поглощения фотонов данной частоты участвуют только дискретные состояния атома. Однако полученная формула справедлива и при нарушении этого критерия.

Формула (12) может быть представлена в более конкретном и удобном для анализа виде, если нижнее состояние атома характеризуется большим значением квантового числа $n' \gg 1$. Тогда мы можем получить простые выражения для сечения возбуждения, воспользовавшись формулой Крамерса⁶³ для сечения фотоионизации возбужденного атома

$$\sigma_{\text{ион}} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{1}{cn'^5\omega^3}; \quad (13)$$

здесь $c = 137$ — скорость света, $\omega = (1/2n'^2) - (1/2n^2)$ — энергия поглощаемого фотона. Формула (9) представляет собой усредненное по моменту и его проекции классическое сечение ионизации электрона. Она справедлива, если $n - n' \gg 1$, так что классическое описание электрона, совершающего переход, законно. С учетом (13) формула (12) может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \sigma(n' \rightarrow n) &= \frac{128\pi}{3\sqrt{3}c} \frac{n'}{n^3} \left(1 - \frac{n'^2}{n^2}\right)^{-3} a(\omega - \omega_n) = \\ &= \frac{0,565n'}{n^3} \left(1 - \frac{n'^2}{n^2}\right)^{-3} a(\omega - \omega_n). \end{aligned} \quad (14)$$

В реальных условиях создания атомов в ридберговских состояниях плотность атомов невелика, так что имеет место доплеровский механизм уширения спектральной линии. В этом случае функция распределения $a(\omega - \omega_n)$ для центра линии равна $a(0) = (1/\omega) \sqrt{Mc^2/2\pi T}$, где ω — частота поглощаемого фотона, M — масса ядра атома, c — скорость

*) В работе⁴³ получено общее соотношение между сечением возбуждения атома в высоковозбужденное состояние и сечением ионизации его вблизи порога для произвольного процесса. В рассматриваемом случае это соотношение имеет вид $\int \sigma_n d\omega = \sigma_{\text{ион}}/n^3$.

света, T — температура газа. Подставляя это в формулу (14), получим для сечения рассматриваемого фотоперехода в центре линии:

$$\sigma(n' \rightarrow n) = 1.13 \left(\frac{n'}{n} \right)^3 \left(1 - \frac{n'^2}{n^2} \right)^{-4} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi T}} \quad (15)$$

В частности, при $n = 2n'$ и $T = 273$ К эта формула дает $\sigma(n' \rightarrow n) = \sigma_0 \sqrt{M}$, где M — масса ядра, выраженная в единицах атомных масс, а $\sigma_0 = 10^{-12}$ см². Отметим, что при рассматриваемых условиях сечение фотоионизации атома в n -м состоянии этим же фотоном согласно формуле (13) равно $\sigma_{\text{ион}} = \sigma' n$, где $\sigma' = 1.9 \cdot 10^{-17}$ см². Поскольку реально $n \leq 10^2$, то сечение ионизации высоковозбужденного атома примерно на три порядка ниже сечения фотовозбуждения атома на заданный уровень. Тем самым высоковозбужденные атомы, создаваемые в результате лазерного возбуждения атомов, не разрушаются под действием этого лазерного излучения.

Другая оценка, проведенная на основе представленных формул для сечения возбуждения, позволяет понять, какая часть атомов в нижнем состоянии n' может быть переведена в высоковозбужденное состояние n . Будем считать в соответствии с проведенными оценками, что сечение фотовозбуждения в n -е состояние имеет порядок $\sigma \sim 10^{-12}$ см². Пусть пучок атомов движется со скоростью порядка тепловой $v \sim 10^5$ см/с и длина освещаемого лазером пути составляет $l \sim 1$ см. Тогда каждый попадающий в эту зону атом, находящийся в состоянии n' , возбуждается с вероятностью порядка единицы, если поток лазерных фотонов составляет $I \sim v/l\sigma \sim 10^{17}$ 1/см²с. Это отвечает мощности перестраиваемого лазера $P \sim 0.1$ Вт/см², что соответствует реальным перестраиваемым лазерам на красителях.

Рассмотрим случай использования для накачки импульсного лазера, длительность которого мала по сравнению со временем прохождения атома в зоне облучения (при рассматриваемых условиях 10 мс). Атом в нижнем состоянии n' будет возбуждаться в состояние n с вероятностью порядка единицы, если число фотонов на единицу площади порядка $1/\sigma \sim 10^{12}$ см⁻². Это соответствует энергии лазерного излучения в импульсе порядка 10^{-6} Дж/см². Такие энергии легко доступны в соответствующих лазерных системах. Таким образом, мы приходим к выводу, что при современной лазерной технике мы способны селективно перевести в выбранное высоковозбужденное состояние заметную часть атомов с нижнего состояния перехода. Тем самым существующая лазерная техника позволяет селективно создавать высоковозбужденные состояния атомов с относительно высокой плотностью атомов в заданном состоянии *). Высокая эффективность современных методов детектирования атомов в заданных ридберговских состояниях обеспечила серьезный прогресс в исследовании процессов, протекающих при участии высоковозбужденных атомов.

Другой тип излучательных переходов для ридберговских состояний, который мы далее рассмотрим, ответствен за излучательное время жизни высоковозбужденных атомов. Эта величина определяется излучательными переходами в нижние состояния и изменяется пропорционально n^3 с ростом возбуждения. Поэтому излучательное время жизни высоковозбужденных состояний велико, и они могут быть рассмотрены как метастабильные состояния. Кроме того, излучательное время жизни высоковозбужденного состояния резко возрастает с увеличением орбитального момента

*) При рассмотренных условиях плотность высоковозбужденных атомов в заданном состоянии на единицу луча достигает 10^{12} см⁻², что при длине освещаемой лазером ячейки $l \sim 1$ см соответствует плотности высоковозбужденных атомов порядка 10^{12} см⁻³.

состояния. Чтобы представить масштаб величин для излучательного времени жизни высоковозбужденного состояния, мы далее приведем значения частот наиболее интенсивных излучательных переходов из высоковозбужденного состояния для атомов водорода.

Таким наиболее эффективным излучательным переходом из состояния nl является переход в состояние $n' = l, l' = l - 1$.

Этот переход вносит наибольший вклад в излучательное время жизни высоковозбужденного состояния. Вероятность такого перехода в единицу времени в соответствии с общими формулами излучательных переходов в атоме водорода ^{16, 64} равна

$$A(nl \rightarrow l, l-1) = \frac{16}{3c^3} \frac{(n+l-1)!}{(n-l)!(2l+1)!} \frac{(n-l)^{2n-2l} (4nl)^{2l}}{(n+l)^{2n+2l}}. \quad (16)$$

Здесь A — выраженный в атомных единицах коэффициент Эйнштейна для рассматриваемого перехода из верхнего состояния в нижнее, усредненный по проекции орбитального момента электрона, c — скорость света. Искомую величину удобно сравнивать с вероятностью излучательного перехода в единицу времени для $2p$ -состояния атома водорода, т. е. величиной $A_0 = A(21 \rightarrow 10) = 6,27 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Используя эту характеристику, представим формулу (16) в случае $l \ll n$:

$$A(nl \rightarrow l, l-1) = \frac{A_0}{n^3} \frac{3^7}{2^4} \frac{e^{-4l} (4l)^{2l}}{(2l+1)!}. \quad (17)$$

Таблица V включает в себя расчеты по этой формуле для небольших зна-

Т а б л и ц а V

Значения приведенной вероятности
излучательного перехода в единицу времени
для разных значений орбитального момента
при $l \ll n$

l	1	2	3	4	5
$n^3 \frac{A(nl \rightarrow l, l-1)}{A(21 \rightarrow 10)}$	6,68	1,56	0,498	0,182	0,0723

чений орбитального момента *). Как видно, излучательное время жизни резко убывает с ростом орбитального момента.

Проведенный анализ позволяет оценить масштаб излучательных времен жизни для высоковозбужденных атомов **) и их зависимость от квантовых чисел. Для $n \sim 50$ излучательное время жизни $\tau \sim 10^{-5} \text{ с}$, так что в пучковом методе создания высоковозбужденных атомов эта величина значительно превышает время нахождения высоковозбужденных атомов в исследуемой зоне.

*) При $l \gg 1$ зависимость от l имеет вид

$$A(nl \rightarrow l, l-1) \sim \frac{41}{n^3} \left(\frac{2}{e} \right)^l l^{\frac{2}{3}}.$$

**) Отметим, что хотя излучательный переход в нижнее возбужденное состояние вносит большой вклад в излучательное время жизни высоковозбужденного состояния, этот переход не определяет излучательное время жизни. Так, для перехода $np \rightarrow n's$ коэффициенты Эйнштейна $A(nl \rightarrow n'0)$ относятся для переходов в конечные состояния $1s, 2s, 3s, 4s$ как $1 : 0,58 : 0,43 : 0,46$, а в случае перехода $nd \rightarrow n'p'$ для перехода в конечные состояния $2p, 3p, 4p$ относятся как $1 : 0,82 : 0,69$. Тем самым приведенные формулы (16), (17) могут быть использованы только для оценки излучательного времени жизни высоковозбужденного состояния и определения его зависимости от параметров состояния.

Определенный интерес представляют излучательные переходы между высоковозбужденными состояниями. Сила осциллятора для перехода $nl \rightarrow n'l'$ для $n, n' \gg 1$ дается выражением^{65, 66}

$$f(nl \rightarrow n', l \pm 1) = \frac{n_c}{3s} \left[J_s'(\varepsilon s) \pm \frac{l_c}{\sqrt{n_c^2 - l_c^2}} J_s(\varepsilon s) \right]^2, \quad (18)$$

где $s = n - n'$, $n_c = 2nn'/(n + n')$, $l_c = \max(l, l')$, $\varepsilon = 1 - (l_c^2/n_c^2)$, J_s — функция Бесселя. В связи с громоздкостью выражений мы ограничимся переходами между близкими уровнями. В случае перехода на соседний уровень на основе формулы (18) имеем для $l \ll n$

$$A(n, l \rightarrow n-1, l \pm 1) = \frac{1,81}{n^5} A_0, \quad (19)$$

где $A_0 = A(2p \rightarrow 1s) = 6,27 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$

Сравнивая формулу (19) с формулой (17), находим, что излучательные переходы с высоковозбужденного состояния на соседние уровни вносят малый вклад ($\sim 1/n^2$) в излучательное время жизни ридберговского состояния атомов. Однако такие переходы могут быть использованы для получения длинноволнового излучения. Для оценки возможностей лазера, генерирующего излучение на таких переходах, определим сечение поглощения фотона на рассматриваемом переходе

$$\sigma_{\text{погл}} = \frac{\pi^2 c^2}{\omega_0^3} a(\omega - \omega_0) A(nl \rightarrow n', l \pm 1)$$

При этом будем считать, что уровни водородоподобны, т. е. в соответствии с формулой (7) частота в центре линии $\omega_0 = 1/n^3$, а характер уширения доплеровский, так что как и в формуле (15) функция распределения фотонов для центра линии составляет $a(0) = (1/\omega_0) \sqrt{Mc^3/2\pi T}$, где M — масса ядра возбужденного атома, T — температура газа. Тогда на основе формулы (19) получим

$$\sigma_{\text{погл}} = 1,08 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 n^4 \sqrt{M}, \quad (20)$$

где масса ядра M выражена в единицах атомных масс. В табл. VI представлены параметры для рассматриваемых излучательных переходов — положение уровня n , который обеспечивает заданную длину волны для переходов между соседними уровнями и параметры этих переходов

Таблица VI

Характеристики излучательных переходов атомов в ридберговских состояниях между соседними уровнями ($n \rightarrow n-1$)

Длина волны фотона, см	0,01	0,1	1	10
n	13	28	60	130
$A(nl \rightarrow n-1, l \pm 1), \text{ с}^{-1}$	$3,0 \cdot 10^4$	66	1,4	0,03
$\sigma_{\text{погл}}/\sqrt{M}, \text{ см}^2$	$3,1 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$3,1 \cdot 10^{-6}$

Анализ табл. VI свидетельствует об удобстве использовать высоковозбужденные состояния атомов в качестве источников монохроматического длинноволнового излучения. Построенные на их основе лазеры обладают целым рядом преимуществ по сравнению с существующими водородным и рубидиевым лазерами. Эти преимущества связаны с тем, что в данном

случае используется разрешенный переход, тогда как в существующих мазерах — сильно запрещенный переход. Поэтому в рассматриваемом случае мы имеем большое сечение поглощения фотона и высокий коэффициент усиления, что сильно облегчает получение генерации. Кроме того, имеется много переходов, а следовательно, много возможностей для получения генерации.

Таблица VII

Излучательные характеристики перехода $nf \rightarrow nd$

n	10	15	20	25	30	35	40
Длина волны фотона, см	1,5	5,0	11,8	23	40	63	94
Излучательное время жизни d -состояния, с	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$8,7 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
$A(nf \rightarrow nd)$, с^{-1}	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$
$\sigma_{\text{погл.}}$, см^{-2}	$6,8 \cdot 10^{-9}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$

Для демонстрации таких возможностей в табл. VII приводятся характеристики излучательных переходов $nl \rightarrow n, l + 1$. Как видно из табл. VI, генерация излучения в сантиметровой области длин волн затруднительна, ибо трудно селективно создавать атомы в состояниях с $n \gtrsim 100$. Поэтому для этой цели удобно использовать переходы $nl \rightarrow n, l \pm 1$, которые обеспечивают эти длины волн при относительно малых значениях главного квантового числа n . Частота перехода в атомных единицах составляет $(\sigma_l - \sigma_{l+1})/n^3$, ширина линии излучения и поглощения фотона для такого перехода определяется излучательным временем жизни, которое определялось по формуле (16). Значения квантовых дефектов d - и f -состояний в табл. VII брались из табл. I и соответствуют возбужденному атому гелия.

Анализ табл. VII свидетельствует о больших значениях сечения поглощения и излучения фотона, которое определяется эффективностью используемого излучательного перехода. Для сравнения укажем, что частота излучательного перехода между компонентами сверхтонкой структуры атома водорода на длине 21 см, который используется в водородном мазере, составляет $2,8 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$. Согласно табл. VII разрешенный переход на этой длине волны между высоковозбужденными состояниями атома происходит на десять порядков быстрее. Высокое сечение излучения фотона, а следовательно, высокий коэффициент усиления обеспечивает относительную легкость получения генерации в рассматриваемой системе, которая работает в режиме сверхизлучения. Далее, мощность рассматриваемых мазеров может быть оценена по формуле $P\lambda_0/\lambda_m$, где P , λ_0 — мощность и длина волны перестраиваемого лазера, λ_m — длина волны мазера. Оцененная по этой формуле мощность рассматриваемого мазера в сантиметровой области длин волн составляет $10^{-5} - 10^{-6} \text{ Вт}$, тогда как мощность рубидиевого мазера, работающего на запрещенном переходе между состояниями сверхтонкой структуры, оказывается порядка 10^{-10} Вт . И, наконец, возможность выбора различных переходов и возможность их перестройки во внешнем электрическом или магнитном поле делает рассматриваемый мазер весьма удобным источником длинноволнового излучения. При всех достоинствах рассматриваемого мазера следует отметить, что по стабильности длины волны генерируемого излучения он не может конкурировать с водородным мазером.

4. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ АТОМОВ В РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЯХ

Создание атомов в ридберговских состояниях нацелено на исследование их параметров и главным образом на исследование процессов, протекающих с их участием. Поэтому важным элементом в плане исследования атомов в ридберговских состояниях является разработка надежных методов обнаружения этих атомов. Существуют три способа детектирования возбужденных атомов. Один из них связан с измерением интенсивности излучения на линиях, возникающих при излучательном распаде атома в ридберговском состоянии (см., например, ^{51-53, 58}). Два других способа используют ионизацию высоковозбужденного атома с образованием и регистрацией ионов. Первый из них использует ионизацию атомов в ридберговских состояниях вблизи металлической поверхности, второй — ионизацию этих атомов во внешнем электрическом поле. Далее мы проанализируем каждый из методов регистрации атомов в ридберговских состояниях.

Регистрация высоковозбужденных атомов по флюоресценции этих атомов применяется только для невысоких значений главного квантового числа. Это связано с тем, что время жизни возбужденных состояний резко растет с ростом возбуждения ($\sim n^3$ для состояний с небольшим орбитальным моментом), так что интенсивность излучения резко падает с ростом возбуждения. Кроме того, сама интенсивность флюоресценции мала, что отражается на чувствительности метода. В качестве примера наиболее полного использования возможностей рассматриваемого метода регистрации высоковозбужденных атомов приведем данные работы ⁵⁸, где по флюоресценции возбужденных атомов рубидия измерялся спектр двухфотонного поглощения на переходе $5s - 32d$. Измерялась флюоресценция на переходах $np - 5s$ ($n \geq 6$) атома рубидия в области длин волн $3800 - 4800 \text{ \AA}$, которая вызывалась ступенчатым фотораспадом высоковозбужденных nd -атомов рубидия. Интенсивность сигнала флюоресценции убывала с ростом возбуждения по закону $n^{-(4,2 \pm 0,6)}$. Столь резкое падение чувствительности ограничивает возможности метода для больших значений главного квантового числа. Поэтому высоковозбужденные атомы обычно регистрируются по току ионов, образующихся при ионизации этих атомов.

Другие способы обнаружения высоковозбужденных атомов связаны с регистрацией ионов, образующихся при их ионизации. Используются различные способы ионизации высоковозбужденных атомов с целью их регистрации. Один из них отвечает ионизации высоковозбужденных атомов при столкновении с атомами или молекулами ^{34, 35}. Второй из рассматриваемых способов регистрации высоковозбужденных атомов обусловлен их разрушением вблизи металлической поверхности ^{35, 36, 50, 67, 69}. Ионизация высоковозбужденных атомов вблизи металлической поверхности связана с их перезарядкой на металлической поверхности, сопровождающейся уходом электрона в металл. При столкновении сильно возбужденного атома с металлической поверхностью этот процесс протекает с единичной вероятностью ⁷⁰.

Весьма чувствительный способ регистрации высоковозбужденных атомов рассматриваемым способом опирается на использование термоионного детектора ^{37, 43, 56, 57, 59, 68}. В такой схеме возбужденные атомы ионизируются вблизи нагретого катода, в результате столкновения с электронами. Далее ионы проникают в область пространственного заряда диода и влияют на ток диода. Этот метод обладает высокой чувствительностью ^{56, 57, 59, 69}, обеспечивая коэффициент усиления для образующихся

ионов порядка 10^5 . В частности, в работе ⁵⁹ он позволил регистрировать высоковозбужденные атомы рубидия вплоть до $n = 85$.

Недостаток методов регистрации высоковозбужденных атомов по их ионизации при столкновении с атомами, молекулами или по их ионизации вблизи нагретого катода состоит в отсутствии селективности методов. Эти методы позволяют с одинаковой чувствительностью регистрировать атомы с разными значениями главного квантового числа, начиная с некоторого их значения. То же относится и к случаю, когда высоковозбужденные атомы проходят через металлическую сетку. В зависимости от размеров ячейки сетки этот метод позволяет с одинаковой чувствительностью регистрировать высоковозбужденные атомы, начиная с определенного квантового числа.

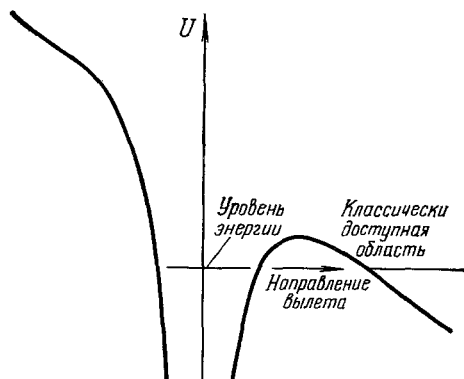


Рис. 2. Разрез потенциала, в котором находится электрон при распаде возбужденного атома в электрическом поле.

В этом отношении наиболее привлекательным является метод регистрации атомов в ридберговских состояниях, использующий ионизацию этих атомов в постоянном однородном электрическом поле. Этот метод получил наиболее широкое распространение в последнее время. В связи с этим далее мы исследуем физику происходящего при этом процесса.

Процесс ионизации атома в постоянном электрическом поле связан с подбарьерным уходом электрона в классически доступную область

движения электрона (рис. 2). Первоначальное экспериментальное ⁷¹ и теоретическое ^{72, 73} исследование этого процесса проводилось в связи с исчезновением оптических линий атомов при увеличении напряженности электрического поля, в которое помещен флуоресцирующий газ. Это обусловлено распадом возбужденных атомов в электрическом поле. Поэтому возбужденные атомы, которые в отсутствие электрического поля излучали бы фотон и переходили бы в более низкое состояние, ионизовались в электрическом поле, что и приводило к исчезновению соответствующих оптических линий. В дальнейшем к этому процессу неоднократно возвращались, как к способу ионизации возбужденных атомов. Поэтому данный процесс неоднократно рассматривался в обзорах и монографиях (см., например, ⁷⁴⁻⁷⁷).

Теория ионизации атома в постоянном электрическом поле основана на асимптотических предположениях ^{78, 79}, согласно которым время подбарьерного перехода электрона в непрерывный спектр мало по сравнению с характерными электронными временами. При этом классически доступная область движения электрона отделена от области действия поля атомного остатка достаточно широким барьером, так что частота просачивания электрона сквозь барьер экспоненциально убывает с уменьшением напряженности поля. К сожалению, существующие ионизации атома ⁷⁷ относятся к случаю, когда ширина барьера значительно превышает размер атома. Это имеет место для слабозвозбужденного атома или для отрицательного иона. В случае ионизации сильновозбужденного атома представляет интерес область значений для напряженности электрического поля, когда ширина барьера сравнима с размерами электронной орбиты.

Определим зависимость параметров распада высоковозбужденного атома от напряженности электрического поля. Потенциал, в котором

находится электрон, равен

$$U = -\frac{1}{r} - Fz, \quad (21)$$

где r — расстояние электрона от атомного остатка, z — координата вдоль электрического поля, F — напряженность электрического поля. Потенциал ионизации атома равен $-\varepsilon = 1/2n^2$, где n — главное квантовое число. Как видно, при напряженности электрического поля *)

$$F_0 = \frac{1}{16n^4} \quad (22)$$

барьер пропадает в точке на оси $z_0 = 4n^2$. Через эту точку соприкасаются область действия потенциала атомного остатка и классически разрешенная область движения электрона. При $F < F_0$ эти области разделяются.

Однако формула (22), которая получила широкое распространение, некорректна. Она не учитывает реальную геометрию системы, а также смещение уровня энергии электрона под действием поля. Напряженность электрического поля, при которой ожидается выход уровня в непрерывный спектр, зависит от параболических квантовых чисел состояния n_1, n_2 . Для состояния $n_1 = n$, электронная орбита которого максимально вытянута в сторону понижения электрического поля, электрическое поле понижает уровень энергии электрона. Поэтому выход этого уровня в непрерывный спектр происходит при более высоком поле по сравнению с формулой (22), которое составляет $F_0 = 0,13n^{-4}$. Еще более высокие поля приведут к выходу в непрерывный спектр для состояния $n_2 = n$, ибо в этом случае орбита электрона обращена в сторону, противоположную полю. Напряженность поля в этом случае составляет $F_0 = 0,38n^{-4}$. На рис. 3 представлена зависимость от параболических квантовых чисел для напряженности поля, приводящей к исчезновению дискретного уровня, а также для электронной энергии в этом случае. Сравнение дается для проекции момента электрона на направление поля $m = 0$, так что $n_1 + n_2 \approx n$.

Распад высоковозбужденного атома, помещенного в электрическое поле, реально происходит при $F < F_0$. Поэтому далее мы найдем зависимость частоты ионизации высоковозбужденного атома от напряженности электрического поля в области параметров $n \gg 1$, $F_0 - F \ll F_0$. При этом ограничимся экспоненциальной зависимостью, которая определяется

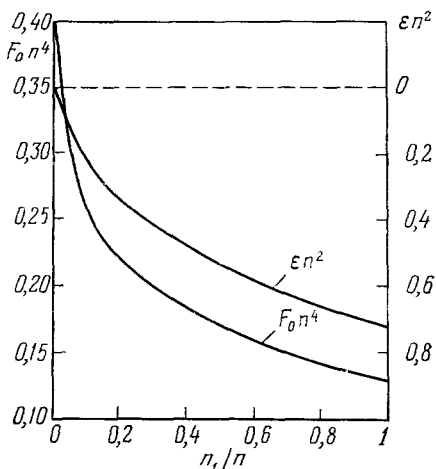


Рис. 3. Напряженность электрического поля F_0 , при котором уровень энергии высоковозбужденного электрона выходит в непрерывный спектр, и электронная энергия ε при этой напряженности поля.

n_1, n_2 — параболические квантовые числа электрона, азимутальное квантовое число $m = 0$, так что $n_1 + n_2 \approx n$

*) Обычно таким способом определяют эффективное квантовое число, которое может отличаться от главного квантового числа электрона (см. формулу (4а)). Для упрощения записи мы не включаем в рассмотрение такое различие.

проницаемостью барьера и дается формулой

$$w \sim \exp \left(-2 \int_{z_1}^{z_2} |p| dz \right), \quad (23)$$

где $p = \sqrt{2(U - \varepsilon)}$; z_1, z_2 — нули подынтегрального выражения: $p(z_{1,2}) = 0$. Используя формулу (16) и вычисляя интеграл на основе сделанных предположений, получим:

$$w \sim \exp \left(-2\pi \sqrt{2} n \frac{F_0 - F}{F_0} \right). \quad (24)$$

Учет только экспоненциальной зависимости от напряженности электрического поля имеет смысл, когда показатель экспоненты достаточно велик. Поскольку $n \gg 1$, то это имеет место и в некоторой части рассмотренной области параметров $F_0 - F \ll F_0$.

Согласно формуле (24) вероятность ионизации высоковозбужденного атома в единицу времени в электрическом поле резко убывает с уменьшением поля, когда переход носит туннельный характер (т. е. $F < F_0$). С другой стороны, сама напряженность электрического поля, при которой осуществляется выход рассматриваемого терма в непрерывный спектр, существенно зависит от квантовых чисел состояния. Поэтому картина распада возбужденных состояний атома в электрическом поле оказывается довольно сложной. Экспериментально легко устанавливается напряженность электрического поля, при которой распадается первая фракция. Поскольку эта величина не сильно зависит от времени пролета высоковозбужденного атома в электрическом поле, в первом приближении можно считать, что начало распада осуществляется при напряженности поля,

Т а б л и ц а VIII

Критические поля, при которых для соответствующего эксперимента имел место распад состояния с данным n

Возбуждаемый атом	Способ создания	Область значений главного квантового числа	$F_{кр} n^4$, 10^8 В/см	Литература
H	Перезарядка	9—22	6,5	9
H	»	9—16	6,8	29
He	»	9—17	5,8	29
H	»	9—28	6,0	30
H	»	19—28	6,5	31
H	Диссоциация электронным ударом	15—19	6,3	41
N	То же	15—19	6,3	41
He, Ne, Ar, Kr,	Возбуждение электронным ударом	20—80	6,0	42
Xe	Лазерное возбуждение	26—37	3,1	80
Na	»	24—40	4,6	81
Xe	»	28—60	3,2	54
Rb	»	30—85	3,2	55
Cs	»	16—21, $l = m = 0$	4,7	82
Na	»	16—19, $l = 1, m = 0$	3,7	82
		16—19, $l = 1, m = 1$	3,9	82
		15—19, $l = 2, m = 0$	3,6	82
		15—19, $l = 2, m = 1$	3,8	82
		15—19, $l = 2, m = 2$	4,3	82
Среднее значение			$4,9 \pm 1,3$	

когда первый из группы уровней, относящихся к данному состоянию, выйдет в непрерывный спектр. Для напряженности такого поля имеет место закон подобия $F_{кр}n^4 = \text{const}$, причем если выбрать $F_{кр}n^4 = 0,13$, то эта величина равна $6,7 \cdot 10^8$ В/см. В табл. VIII представлены экспериментальные значения величины $F_{кр}n^4$, найденные при соответствующих условиях эксперимента.

5 ПРОЦЕСС СТОЛКНОВЕНИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Столкновения сильновозбужденных атомов с заряженными частицами приводят к наиболее эффективным переходам между состояниями возбужденного атома. Это обусловлено далекодействующим характером взаимодействия налетающей частицы со слабо связанным электроном. Поэтому при не очень быстрых столкновениях сечение перехода электрона сравнимо с квадратом размера электронной орбиты, который равен ¹⁶

$$\overline{r^2} = \frac{n^2}{2} [5n^2 + 1 - 3l(l+1)]. \quad (25)$$

Рассмотрим столкновение атома в ридберговском состоянии с электроном. Электронные столкновения наиболее эффективно вызывают переходы между ридберговскими состояниями. Это связано, с одной стороны, с малой массой и соответственно большой скоростью электрона. С другой стороны, существенно далекодействующее кулоновское взаимодействие налетающего и слабо связанного электрона, так что тушение ридберговских состояний атома электронным ударом характеризуется большими сечениями, которые порядка поперечника возбужденных атомов. Соответственно процесс тушения ридберговских состояний атома электронным ударом становится существенным в слабоионизованном газе даже при весьма малой степени ионизации газа.

Теоретическое исследование процесса столкновения электрона с высоковозбужденным атомом первоначально развивалось по двум направлениям. С одной стороны, теория опиралась на методы теории возмущений квантовой механики, использующие борновское, борн-кулоновское приближения, метод внезапных возмущений для процесса столкновения электрона с высоковозбужденным атомом и часто дипольное приближение для взаимодействия налетающего и слабо связанного электрона и т. д. (см. ⁸³⁻⁹⁶). Как показали дальнейшие исследования, теория возмущений может рассчитывать на правильный результат для переходов на соседние уровни в области достаточно больших скоростей столкновения.

Другое направление теории опиралось на чисто классические представления о движении слабо связанного электрона, так что процесс столкновения описывался как столкновение двух классических электронов в поле кулоновского центра. Такое описание впервые использовал Гризинский ⁹⁷, однако конкретная реализация классических представлений в его работах не выдерживает серьезной критики. В дальнейшем классический подход к данной задаче был четко сформулирован ⁹⁸⁻¹⁰⁷, задача однозначно поставлена. В результате столкновения двух электронов в поле кулоновского центра происходит обмен энергией между ними, что однозначно определяет конечное состояние возбужденного электрона. Сама классическая задача является трехтельной, ибо в процессе рассеяния электронов существенно их кулоновское взаимодействие с атомным остатком. Поэтому результат не может быть представлен в аналитическом виде, и наиболее подходящим в данном случае является метод Монте-Карло,

позволяющий в конечном итоге получить численные решения для рассматриваемой задачи. Как показывает анализ, классические подходы оправданы для переходов на дальние сильновозбужденные уровни или в непрерывный спектр.

Корректная теория столкновения электрона с сильновозбужденным атомом должна использовать квазиклассическое (а не классическое) представление о слабосвязанном электроны. Такой подход был сформулирован и развит в работах ^{106, 108-110} и представлен в монографии ¹²¹. Трудности этого подхода связаны с учетом переходов между многими состояниями, к чему мы придем, как только откажемся от теории возмущений. Однако задача упростится, если использовать предположение, что возбужденные уровни расположены эквидистантно. Это справедливо для больших значений квантовых чисел $n \gg 1$ и приводит к тому, что характеристики переходов зависят только от разности главных квантовых чисел Δn , что существенно упрощает задачу. Такой квазиклассический подход позволяет определить сечение перехода для $\Delta n \ll n$. Тем самым квазиклассический подход устанавливает мост между результатами, полученными при использовании нормированной теории возмущений и справедливыми для $\Delta n = 0, 1$, а также между результатами классических подходов, относящихся к области $\Delta n \gg 1$.

Экспериментальные исследования переходов между состояниями высоковозбужденного атома в результате столкновения с электронами в настоящее время весьма ограничены. Однако поскольку в последнее время создана совершенная экспериментальная техника для исследования атомов в ридберговских состояниях, не вызывает сомнения, что в ближайшее время экспериментальные исследования в этом направлении пойдут широким фронтом. В работах ^{41, 42} исследовано тушение высоковозбужденных состояний атома в результате столкновения с быстрыми электронами. Пучок электронов с энергией в области 100 эВ создавал исследуемые высоковозбужденные состояния атомов инертных газов и частично приводил к их тушению. Зависимость скорости образования атомов в заданном состоянии от интенсивности пучка позволяет восстановить сечение тушения, которое в рассматриваемой области параметров хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\sigma_{\text{туш}} = \frac{6,6n^4}{E} \ln(4En^2). \quad (26)$$

Интересно сравнить это выражение с борновским сечением, которое имеет вид ¹⁷

$$\sigma_{\text{туш}} = \frac{5\pi n^4}{3E} \ln(cEn^2) = \frac{5,2n^4}{E} \ln(cEn^2), \quad (27)$$

где численный множитель c порядка единицы. При получении этого выражения мы считали, что орбитальный момент электрона относительно невелик ($l \ll n$). Это отвечает условиям эксперимента и дает $\bar{d}_x^2 = (5,6)n^4$ (\bar{d}_x — оператор дипольного момента высоковозбужденного атома).

В работах ⁵¹⁻⁵³ исследовалось тушение высоковозбужденных состояний атома при столкновении с медленным электроном. В указанном эксперименте с помощью перестраиваемого лазера возбуждался один из переходов He ($2^3S \rightarrow n^3P$), где $n = 8 - 17$. Гелий до этого возбуждался электрическим разрядом и содержал достаточно большое число атомов в метастабильном 2^3S -состоянии. Наблюдение производилось за состоянием n^3P . Послеразрядная слабоионизованная плазма гелия содержала медленные электроны, столкновения с участием которых приводили к переходам между высоковозбужденными состояниями атомов. На рис. 4-6

приводятся результаты этих измерений для константы скорости тушения соответствующих состояний.

Для теоретической интерпретации данных результатов мы используем простые соображения, которые включают в себя физику процесса и позволяют получить зависимость константы скорости перехода от параметров задачи. Если рассматривать движение налетающего электрона как движение по траектории, то нетрудно получить, что при не очень больших скоростях столкновения в области прицельных параметров, малых по сравнению с размером атома, теория возмущений нарушается. Соответственно при этих прицельных параметрах вероятность тушения возбужденного состояния равна единице. При больших прицельных параметрах столкновения по сравнению с размером возбужденного атома вероятность тушения мала, ибо мало взаимодействие между электроном и атомом. Тем самым максимальное сечение тушения высоковозбужденного атома электронным ударом порядка квадрата размера атома, определяемого по формуле (25). Поэтому при $n \gg l$ сечение тушения изменяется с ростом возбуждения атома как n^4 . С учетом этого и экспериментальных данных представим константу скорости тушения в виде

$$k_{\text{туш}} = \sigma_0 \sqrt{\frac{2T_e}{m}} n^4, \quad (28)$$

где величина $\sigma_0 \sim 10^{-16} \text{ см}^2$. Из условия, чтобы формула (28) хорошо

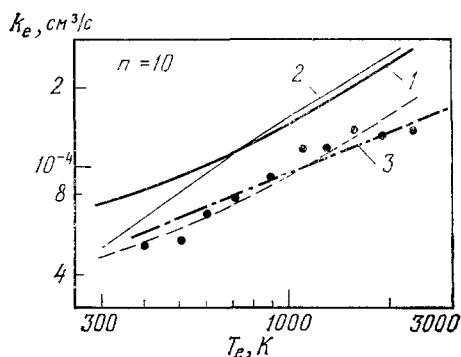


Рис. 5. Зависимость константы скорости тушения He (10^3P) электронным ударом от электронной температуры. ● — эксперимент ⁵²; теория: 1 — ¹⁰¹, ¹⁰⁷, 2 — ⁹⁸, 3 — формула (28).

описывала эксперимент, мы выбираем $\sigma_0 = 3,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. На рис. 5 приводятся результаты сравнения с этой формулой.

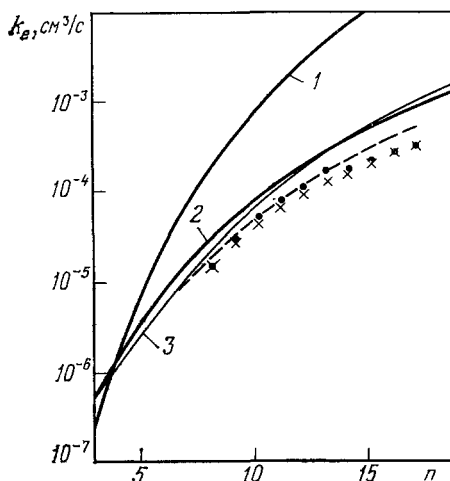


Рис. 4. Константа скорости тушения состояний He (n^3P) электронным ударом при температуре электронов 400 К. ● — эксперимент ⁵²; теория: 1 — ⁹⁷, 2 — ¹⁰¹, ¹⁰⁷, 3 — ⁹⁸, × — формула (28).

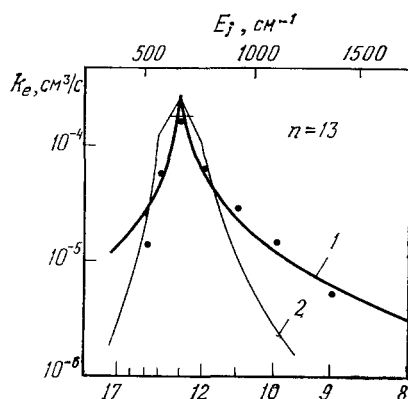


Рис. 6. Константа скорости тушения He (13^3P) электронным ударом с переходом в другие состояния при температуре электронов 400 К. Эксперимент: 1, ● — ⁵²; теория: 2 — ⁹⁸.

Отметим, что полуэмпирическая формула (28) справедлива в области, где $T_e \sim 1/n^2$. С увеличением энергии электронов при $T_e \gg 1/n^2$ константа скорости тушения должна уменьшаться в соответствии с результатами борновского приближения. Это утверждение находится в противоречии с результатами, полученными в эксперименте⁵³, где данные рис. 5 распространены на область более высоких электронных температур вплоть до $T_e \sim 8000$ К. Согласно результатам этого эксперимента в рассматриваемой области температур $T_e n^2 \gg 1$ константа скорости тушения состояния главным квантовым числом $n = 10$ аппроксимируется зависимостью, близкой к $k_{\text{туш}} \sim T_e$.

Особый интерес представляет процесс ионизации при столкновении электрона с высоковозбужденным атомом. Из общих соображений следует, что в этом случае справедливо классическое описание движения

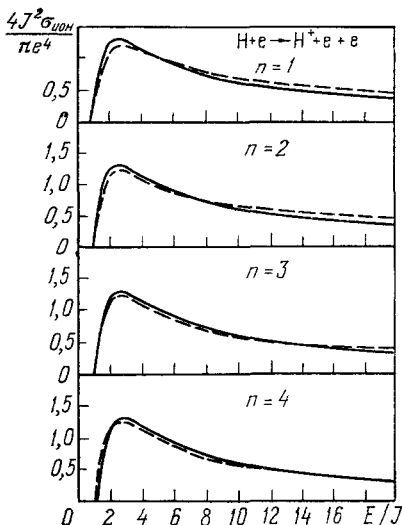


Рис. 7. Сечение ионизации атома водорода в разных возбужденных состояниях электронным ударом¹¹⁷.

Сплошная кривая — классическая теория, штриховая — борновское приближение

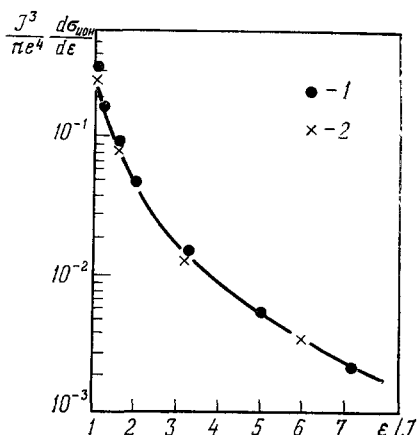


Рис. 8. Распределение освободившихся электронов по энергиям при ионизации атома водорода электронным ударом для энергии электрона, в 9 раз превышающей потенциал ионизации атома¹¹⁷.

Сплошная кривая — классическая теория, борновское приближение: 1 — $n = 1$, 2 — $n = 3$

электрона. Действительно, при обычной постановке задачи мы можем считать, что если в результате столкновения электронов уменьшение энергии налетающего электрона превысит потенциал ионизации атома, то ионизация имеет место. Потенциал ионизации атома $1/2n^2$, расстояние между соседними уровнями электрона $1/n^3$, так что при $n \gg 1$ дискретность энергии начального состояния электрона не существенна для рассматриваемого процесса. Тем самым классическое описание процесса ионизации сильновозбужденного атома электроном корректно.

Классический подход к исследованию ионизации атома электронным ударом был основным подходом¹¹¹⁻¹¹³ на первой стадии исследования этой проблемы. Интерес к классической теории ионизации атома электронным ударом ослаб, после того как Бете¹⁴ получил квантовомеханическую формулу для сечения ионизации атома электронным ударом в борновском приближении. Эта формула в пределе больших энергий E налетающего

электрона давала зависимость $\ln E/E$ для сечения ионизации, тогда как любой классический подход в том числе и последующие классические расчеты сечения этого процесса методом Монте-Карло (например, ⁹⁸), давали зависимость $1/E$ для больших энергий электрона. Это противоречие было устранено в работах ¹¹⁵⁻¹¹⁸, где было показано, что расхождение между борновским и классическим приближениями пропадает по мере роста возбуждения валентного электрона. Согласно анализу, проведенному в указанных работах, в пределе $n \rightarrow \infty$ борновское приближение, а также классический подход, пренебрегающий взаимодействием электронов с атомными остатками в момент рассеяния электронов, дают близкие результаты. На рис. 7, 8 в качестве демонстрации этого утверждения проведено сравнение сечений ионизации атома водорода электронным ударом, рассчитанных в классическом и борновском приближениях, а также спектров освобожденных при этом электронов ¹¹⁷.

Среди процессов столкновения иона с высоковозбужденным атомом наибольший интерес представляет процесс перезарядки иона на атоме. Сечение этого процесса сравнимо с размером высоковозбужденного атома. На рис. 9 представлен разрез поверхности потенциала, в котором находится электрон в случае медленного сближения иона и возбужденного атома. При некотором расстоянии R_0 между ядрами потенциальный барьер, разделяющий области действия ионов, пропадает, так что возможен переход электрона от одного иона к другому по классически доступному пути. Тем самым при медленных столкновениях сечение резонансной перезарядки равно ^{119, 120}:

$$\sigma = \frac{\pi R_0^2}{2}. \quad (29)$$

Множитель $1/2$ учитывает, что при медленных столкновениях электрон успевает совершить много переходов между ямами, так что вероятность оказаться ему во второй яме равна $1/2$.

Расстояние R_0 , при котором пропадает барьер между ямами, порядка размера высоковозбужденного атома $R_0 \sim n^2$. Эта величина зависит от квантовых чисел электрона. Для заданного главного квантового числа n наибольшее значение R_0 соответствует тому состоянию, у которого электронная орбита наиболее вытянута вдоль соединяющей ядра оси ($n_\xi = 0$, $n_\eta = 2n$). Для этого состояния R_0 и электронная энергия ε равны

$$R_0 = \frac{\pi^2 n^2}{2}, \quad \varepsilon = -\frac{8}{\pi^2 n^2}. \quad (30)$$

Этот результат подтверждается теорией возмущений ¹²² (см. также ¹²³⁻¹²⁵). При этом существенно, что R_0 зависит не только от n , но и от других квантовых чисел. Однако, если считать, что основная зависимость связана с главным квантовым числом, что согласно формуле (30) хорошо выполняется, то мы можем получить универсальную формулу для сечения

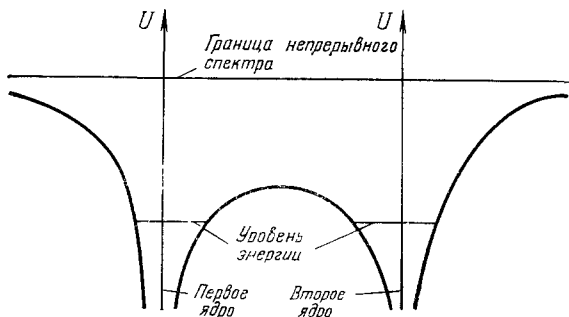


Рис. 9 Разрез потенциала, в котором находится электрон при перезарядке иона на высоковозбужденном атоме

перезарядки. Это отвечает предположению, что если в процессе столкновения иона с возбужденным атомом положение электрона меняется сильно, а его энергия слабо (он слабо обменивается энергией с ядрами при рассеянии на них), то мы по-прежнему при нахождении сечения резонансной перезарядки в качестве параметра, характеризующего состояние электрона, можем использовать только потенциал ионизации J . Поскольку сечение резонансной перезарядки связано с переходом классического электрона, то из соображений размерности (мы располагаем параметрами e^2 , m , J , v — скорость столкновения) сечение резонансной перезарядки можно представить в виде

$$\sigma = \frac{\pi R_0^2}{2} f\left(\frac{v}{\sqrt{2J/m}}\right), \quad (31)$$

где $f(x)$ — универсальная функция для рассматриваемого процесса, причем $f(0) = 1$.

При больших скоростях столкновения сечение перезарядки обратно пропорционально скорости столкновения. Действительно, вероятность перехода для произвольного прицельного параметра столкновения в этом случае мала и пропорциональна времени в течение которого возможен переход электрона из поля одного остатка в поле другого, т. е. обратно

Рис. 10. Сечение потери электрона высоковозбужденным атомом водорода с $44 \leq n \leq 50$ при столкновении с протоном в зависимости от энергии столкновения.

● — эксперимент⁸², теория для $n = 47$: резонансная перезарядка: 1 — формулы (29), (30), 2 — формулы (31), (32); ионизация: 3 — борновское приближение⁸³, 4 — классический расчет⁸⁴.

пропорциональна скорости столкновения. Вычисленное в^{126, 127} сечение перезарядки в рассматриваемой области скоростей дает для универсальной функции в формуле (31)

$$f(x) = \frac{0,4}{x}, \quad x \gg 1. \quad (32)$$

На рис. 10 проводится сравнение формул (30), (32) для сечения резонансной перезарядки высоковозбужденного атома с экспериментом⁸², где было измерено сечение потери электрона высоковозбужденным атомом при столкновении с ионом. При малых скоростях столкновения это сечение совпадает с сечением перезарядки, при больших — с сечением ионизации высоковозбужденного атома.

Оценим роль подбарьерных переходов при резонансной перезарядке иона на высоковозбужденном атоме. Общая схема учета подбарьерных переходов представлена в работах^{128, 129}, нашей целью является учет добавки от подбарьерных переходов при малых скоростях столкновения. Для этого оценим экспоненциальную зависимость для потенциала обменного взаимодействия иона с атомом $\Delta(R)$, который определяется зависимостью^{127, 130} $\Delta(R) \sim \psi^2(R/r)$, где $\psi(r)$ — волновая функция электрона на расстоянии r от ядра. В соответствии с этой формулой экспоненциальная зависимость для потенциала обменного взаимодействия имеет вид

$$\Delta(R) \sim \exp \left[-2 \int_{z_0}^{R/2} \sqrt{2(U - \varepsilon)} dz \right]. \quad (33)$$

Здесь z — координата вдоль соединяющей ядра оси, U — потенциал взаимодействия электрона с остатками, когда он находится на оси, ε — энергия электрона, z_0 — точка поворота, т. е. $U(z_0) = 0$.

Будем считать, что $\Delta R = R - R_0 \ll R_0$. В этом случае имеем

$$U - \varepsilon = -\frac{1}{z} - \frac{1}{R-z} + \frac{1}{R} + \frac{1}{2n^2} = \frac{3\Delta R}{R_0^2} - \frac{16 \left(\frac{R}{2} - z \right)^2}{R_0^3},$$

что дает следующую экспоненциальную зависимость для потенциала обменного взаимодействия:

$$\Delta(R) = A \exp \left[-\frac{3\pi(R-R_0)}{4(2R_0)} \right] = A \exp \left[-\frac{3(R-R_0)}{4n} \right], \quad (34)$$

где A — предэкспоненциальный множитель и учтено, что $R_0 = \pi^2 n^2 / 2$. Теперь вычислим добавку к сечению перезарядки при малых скоростях за счет подбарьерных переходов, используя для сечения перезарядки формулу¹²⁷

$$\sigma_{\text{пер}} = \frac{\pi \rho_0^2}{2}, \quad \text{где} \quad \int \Delta(R) dt |_{\rho=R_0} = 0,28, \quad (35)$$

т. е. ρ_0 — потенциальный параметр столкновения, для которого выполняется последнее соотношение, причем $\rho_0 > R_0$. Вычисляя этот интеграл, находим соотношение для ρ_0 :

$$\frac{v}{v_0} = \exp \left[-\frac{3}{4n} (\rho_0 - R_0) \right],$$

где параметр v_0 не зависит от скорости столкновения v . Восстанавливая из этого соотношения ρ_0 и подставляя его в сечение перезарядки, найдем с учетом того, что $\rho_0 - R_0 \ll R_0$:

$$\sigma_{\text{пер}} = \frac{\pi \rho_0^2}{2} = \frac{\pi R_0^2}{2} + \Delta\sigma, \quad \text{где} \quad \Delta\sigma = \pi R_0 (\rho_0 - R_0) = \frac{4\pi n}{3} \ln \frac{v_0}{v}. \quad (36)$$

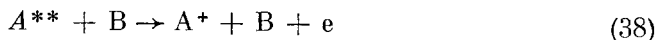
Отсюда получим

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\text{пер}}} = \frac{16}{3\pi^2 n} \ln \frac{v_0}{v}; \quad (37)$$

здесь $\Delta\sigma$ представляет собой ту часть сечения перезарядки, которая определяется подбарьерными переходами т. е. прицельными параметрами столкновения $\rho > R_0$. Как видно, для сильновозбужденного атома $n \gg 1$ эта часть сечения относительно мала, т. е. подбарьерные переходы вносят малый вклад в сечение перезарядки высоковозбужденного атома на ионе.

6. ИОНИЗАЦИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С АТОМНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Рассматриваемый процесс протекает по схеме



и сопровождается переходом электрона в непрерывный спектр. Поскольку электрон в атоме находится в сильновозбужденном состоянии, то анализ этого процесса существенно упрощается по следующим причинам. Во-первых, размер области взаимодействия электрона с налетающей атомной частицей много меньше размера возбужденного атома. Во-вторых, движение электрона в атоме можно описывать классическими законами, ибо изменение энергии электрона при рассматриваемом переходе $\sim 1/n^2$ (n — главное квантовое число) значительно превышает разность энергий для соседних уровней, которая равна $1/n^3$. Тем самым дискретность уровней энергии электрона не существенна для данного процесса.

Отмеченные особенности процесса позволяют разделить процесс взаимодействия электрона со своим остатком и процесс столкновения

электрона с налетающей атомной частицей. Эти особенности процесса дают возможность описывать его на основании той же модели, которую мы использовали при исследовании процесса ионизации высоковозбужденного атома электронным ударом. Именно, будем рассматривать процесс (38) как результат рассеяния классического электрона на налетающей атомной частице. Если при таком столкновении электрону будет передана энергия, превышающая энергию связи электрона, то ионизация имеет место.

Опираясь на данную модель, получим выражение для сечения ионизации, которое используем для анализа конкретных случаев. Вероятность ионизации в условиях рассматриваемой модели равна в единицу времени

$N \langle |\mathbf{v} - \mathbf{v}_a| \int d\sigma \rangle$, где N — плотность налетающих атомов, v — скорость электрона, v_a — относительная скорость ядер, $d\sigma$ — сечение

рассеяния электрона на атоме, причем интеграл по $d\sigma$ отвечает таким углам рассеяния, когда передача энергии от атома электрону превышает энергию связи электрона в атоме J , угловые скобки означают усреднение по скоростям электрона в атоме. Разделив эту величину на поток налетающих атомов Nv_a , получим выражение для сечения ионизации¹³¹⁻¹³³

$$\sigma_i = \left\langle \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{v}_a|}{v_a} \int_{\Delta E \geq J} d\sigma \right\rangle. \quad (39)$$

В частности, в пределе $v_a \gg 1/n$ эта формула дает¹³¹⁻¹³⁴

$$\sigma_i = \sigma_e(v_a), \quad (40)$$

где σ_e — сечение упругого рассеяния электрона на атоме.

На рис. 11 проведено сравнение левой и правой частей формулы (40)^{135, 136}. Сечение ионизации высоковозбужденного атома дейтерия при столкновении с молекулой азота^{135, 136} (светлые кружки) в сравнении с сечением упругого рассеяния электрона на молекуле азота^{137, 138}. Диапазон изменения скорости

Рис. 11. Сечение ионизации высоковозбужденного атома дейтерия ($35 \leq n \leq 50$) при столкновении с молекулой азота^{135, 136} (светлые кружки) в сравнении с сечением упругого рассеяния электрона на молекуле азота (сплошная кривая^{137, 138}).

столкновения достаточно широк, так что в этой области сечение упругого рассеяния электрона на молекуле претерпевает изменения. Как видно из рис. 11, в рассматриваемом примере имеет место не только близость абсолютных сечений, составляющих левую и правую часть формулы (40), но и проявляется тенденция к одинаковой зависимости сечения от скорости столкновения.

Сечение ионизации высоковозбужденных атомов при столкновении с нейтральной частицей становится большим, если имеется резонанс в упругом рассеянии при малых энергиях столкновения электрона с этой частицей. Это имеет место при соударении высоковозбужденных атомов со сложными галогеносодержащими молекулами. В этом случае для константы скорости процесса имеем на основе формулы (39)^{132, 133, 139}:

$$k_i = v_a \sigma_i = \left\langle |\mathbf{v} - \mathbf{v}_a| \int_{\Delta E \geq J} d\sigma \right\rangle. \quad (41)$$

Здесь усреднение, как и ранее, проводится по скоростям слабосвязанного электрона, и формула справедлива, если сечение рассеяния электрона на молекуле мало по сравнению с поперечником высоковозбужденного атома.

Экспериментальное исследование рассматриваемого процесса было выполнено в работах ¹⁴⁰⁻¹⁴². В этих работах была измерена константа скорости ионизации для состояний ксенона Xe (*nf*) с $n = 25 \div 41$ в результате столкновения при тепловых энергиях с целым рядом сложных молекул, таких как SF₆, CCl₄, CCl₃F, C₇F₁₄, C₆F₆, CH₃I, CH₃Br. Константа скорости рассматриваемого процесса в некоторых случаях возрастает с ростом главного квантового числа n (CCl₄, CCl₃F, CH₃I), в случае столкновения с молекулой SF₆ константа скорости рассматриваемого процесса не зависит от главного квантового числа и составляет ¹⁴¹ $4 \cdot 10^{-7}$ см³/с *), в случае столкновения с молекулой C₇F₁₄ сечение процесса убывает с ростом главного квантового числа.

На рис. 12 проводится сопоставление константы скорости ионизации высоковозбужденного атома ксенона при столкновении с молекулой CCl₄ и константы скорости диссоциативного прилипания электрона к этой молекуле ¹⁴³⁻¹⁴⁵. Как видно, имеется некоторое соответствие между этими характеристиками. Сечение ионизации изменяется с ростом главного квантового числа приблизительно по закону $\sigma_i \sim n$, что соответствует зависимости $\sigma_e \sim 1/v$ для сечения рассеяния электрона на молекуле от скорости электрона v . Отметим, что в рассматриваемых случаях большая величина сечения ионизации связана с резонансным характером рассеяния электрона на молекуле, которое сопровождается образованием ионизационного состояния молекулы. При этом в формулу (41) входит именно сечение захвата электрона молекулой безотносительно к конечному каналу процесса, которым для сложных молекул обычно является диссоциативное прилипание.

Рассматриваемый механизм ионизации высоковозбужденного атома при столкновении с нейтральной частицей связан с тем, что электрон забирает энергию у этой частицы, достаточную для его освобождения. В случае столкновения с молекулой эта энергия может быть взята с внутренних степеней свободы молекулы, из энергии возбуждения ее вращательного состояния. Тем самым сечение ионизации в данном случае в соответствии

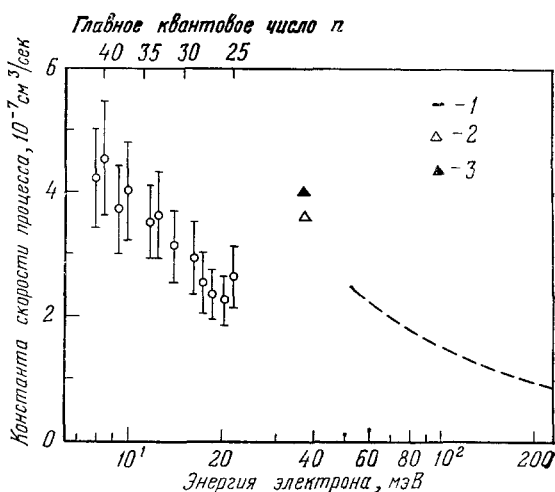


Рис. 12. Константа скорости ионизации Xe (*nf*) при столкновении с молекулой CCl₄ (светлые кружки¹⁴¹) и константа диссоциативного прилипания электрона к молекуле CCl₄ (1 — ¹⁴³, 2 — ¹⁴⁴, 3 — ¹⁴⁵)

*) Сечение столкновения равно $\sigma_i = 1,3 \cdot 10^{-11}$ см². Это соответствует условию применимости импульсного приближения $n \gg n_0$, где n_0 отвечает соотношению $\sigma_i = (5/2) \pi n_0^2$ и составляет в данном случае $n_0 = 16$. В случае столкновения с другими молекулами сечение ионизации также оказывается порядка 10^{-11} см².

с формулой (39) равно ^{131-133, 146-152.}

$$\sigma_1 = \frac{\langle | \mathbf{v} - \mathbf{v}_a | \sigma_{\text{вр}} \rangle}{v_a}, \quad (42)$$

где $\sigma_{\text{вр}}$ — сечение тушения вращательного возбуждения молекулы электронным ударом, причем мы считаем, что потенциал ионизации рассматриваемого высоковозбужденного состояния атома меньше изменения вращательной энергии молекулы.

В рассматриваемом случае сечение ионизации высоковозбужденного атома определяется характером взаимодействия медленного электрона с молекулой. Для простоты далее мы рассмотрим область невысоких скоростей столкновения:

$$v_a n \ll \dots \quad (43a)$$

и в то же время сильно возбужденных состояний, для которых характерное изменение вращательной энергии $\Delta E_{\text{вр}}$ велико по сравнению с потенциалом ионизации атома J :

$$\Delta E_{\text{вр}} \gg J. \quad (43b)$$

Поскольку изменение вращательной энергии $\Delta E_{\text{вр}} \sim B_j$, где B — вращательная постоянная молекулы, j — вращательный момент и при температуре газа T наиболее вероятное значение вращательного момента равно

Таблица IX

Сводка данных для сечения ионизации высоковозбужденных атомов при столкновении с вращательно возбужденными линейными молекулами

Тип молекулы	Тушение вращательного уровня молекулы электронным ударом		Сечение ионизации высоковозбужденного атома при выполнении условий (43)	
	правило отбора для вращательного перехода	сечение вращательного перехода в борновском приближении	при заданном значении вращательного момента молекулы	усреднение по распределению молекул по вращательным состояниям и поступательному движению
Дипольная	$j \rightarrow j-1$	$\frac{4\pi D^2}{3E} \frac{j}{2j+1} \times \frac{\sqrt{1 + \frac{2Bj}{E}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{2Bj}{E}} - 1} \times \ln$	$\frac{8\pi D^2}{3(2j+1)v_a} \sqrt{\frac{j}{B}}$	$\frac{3,22 D^2 \mu^{1/2}}{B^{1/4} T^{3/4}}$
Квадрупольная	$j \rightarrow j-2$	$\frac{8\pi Q^2}{15} \frac{j(j-1)}{(2j+1)(2j-1)} \times \frac{\sqrt{1 + \frac{2B(2j+1)}{E}}}{\sqrt{1 + \frac{2B(2j+1)}{E}}}$	$\frac{16\pi Q^2}{15v_a} \times \frac{j(j-1) \sqrt{B}}{(2j+1) \sqrt{2j-1}}$	$\frac{0,74 Q^2 \mu^{1/4} B^{1/4}}{T^{1/4}}$

Здесь D — дипольный момент молекулы, Q — квадрупольный момент молекулы, E — энергия налетающего электрона, j — вращательный момент молекулы до столкновения, B — вращательная энергия молекул, v_a — относительная скорость столкновения ядер, T — температура газа, в котором происходит процесс, μ — приведенная масса яде р.

$j \sim \sqrt{T/B}$ ($T \gg B$), то критерий (436) принимает вид *)

$$J \ll \sqrt{BT}. \quad (44)$$

С учетом условий (43) формула (42) для сечения ионизации высоковозбужденного атома при столкновении с молекулой имеет вид:

$$\sigma_1 = \frac{\langle v \sigma_{\text{вр}} \rangle_1}{|v_a|}, \quad (45)$$

где $\sigma_{\text{вр}}$ — сечение тушения для вращательного возбуждения молекулы электронным ударом. В табл. IX содержится сводка формул¹³¹⁻¹³³ для сечения ионизации высоковозбужденного атома при соударении с вращательно возбужденной молекулой. Их основу составляют борновские выражения для сечения изменения вращательного состояния молекулы при столкновении электрона с дипольной^{153, 154} и квадрупольной¹⁵⁵ молекулой, которые справедливы в пределе малых скоростей столкновения электронов. Эти формулы отвечают выполнению условий (43), усреднение по вращательным состояниям молекулы проведено в предположении $j \gg 1$ **).

В случае столкновения с дипольной молекулой согласно табл. IX зависимость сечения ионизации высоковозбужденного атома от характеристик дипольной молекулы выражается через параметр $D^2 \mu^{1/2} / B^{1/2}$, где D — дипольный момент молекулы, μ — приведенная масса ядер, B — вращательная постоянная молекулы ***).

Для демонстрации этой связи на рис. 13 приводится заимствованное из работы¹⁴⁸ представление сечений ионизации ряда высоковозбужденных атомов при соударении с дипольными молекулами от параметра $D^2 \sqrt{\mu}$, отложенного по оси абсцисс. Используются экспериментальные данные¹⁵⁶. Другие измерения сечений данного процесса выполнены в работах^{157-168, 181}. На рис. 14, 15 приводятся измерения в работе¹⁶⁰

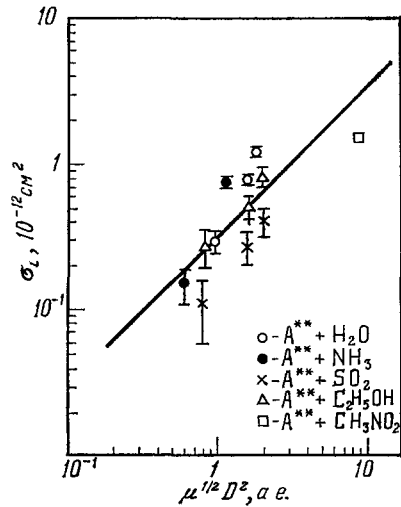


Рис. 13 Сечение ионизации высоковозбужденного атома при столкновении с дипольной молекулой (эксперимент — ¹⁵⁶) в зависимости от параметра $D^2 \sqrt{\mu}$ ¹⁴⁸. Прямая отвечает линейной зависимости сечения от указанного параметра

*) Поскольку вращательная постоянная молекулы в атомных единицах порядка $1/\mu$, где μ — масса ядер, а $T \sim \mu v_a^2$, то критерий (44) в атомных единицах может быть представлен в виде

$$v_a \gg \frac{1}{n^2}. \quad (44a)$$

**) Для оценки области применимости формул представим критерий применимости для молекулы азота ($B = 2 \text{ см}^{-2}$) и $T = 300 \text{ K}$. В этом случае условие (43a) имеет вид $n \ll 4 \cdot 10^3$, а условие (436) с $j_0 = \sqrt{T/B}$ ($j_0 \approx 10$) дает $n \gg 40$.

***). Используемые формулы для сечения неупругого столкновения электрона с молекулой относятся к линейным молекулам (см табл. 9). В работе Латимера¹⁵¹ проведены расчеты сечений ионизации высоковозбужденных атомов при соударении с симметричными и линейными молекулами NH_3 , H_2S , SO_2 , HCl с использованием для симметричных молекул сечений неупругого столкновения электронов с ними, которые получены в работе¹⁵⁴. Отметим, что в случае линейной и симметричной молекулы нет принципиальной разницы для сечения рассматриваемого процесса.

константы скорости ионизации высоковозбужденных атомов с молекулами воды и аммиака соответственно. Эти константы скорости сравниваются

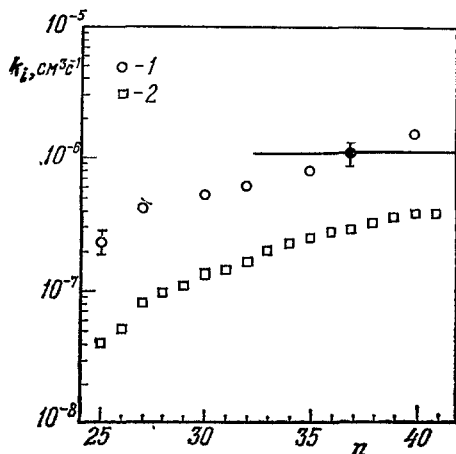


Рис. 14. Константа скорости ионизации высоковозбужденного атома Хе (nf) при столкновении с молекулой воды. 1 — эксперимент ¹⁰⁰, 2 — импульсное приближение ¹⁰², сплошная кривая — асимптотический предел при $n \rightarrow \infty$ — формула (46).

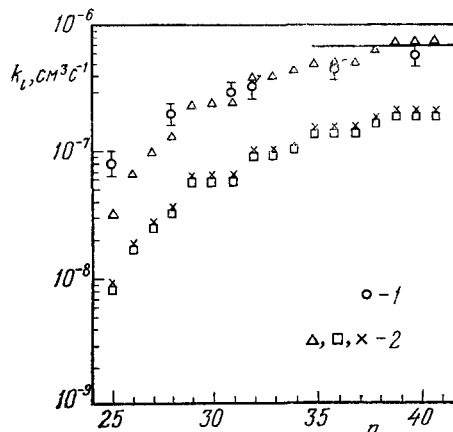


Рис. 15. Константа скорости ионизации высоковозбужденного атома Хе (nf) при столкновении с молекулой аммиака. 1 — эксперимент ¹⁰⁰, 2 — варианты импульсного приближения ¹⁰², сплошная кривая — асимптотический предел при $n \rightarrow \infty$ (формула (46)).

с результатами расчета в импульсном приближении ¹⁴⁰, а также с асимптотическим выражением для константы скорости ионизации, которое справедливо при выполнении условия (436) и в соответствии с выражениями табл. IX имеет вид:

$$k_i = \frac{5,1D^2}{(BT)^{1/4}}. \quad (46)$$

Отметим, что граница нарушения условия (436) $\Delta E_{\text{зр}} = J$ для вращательного момента молекулы $j = \sqrt{T/B}$ соответствует $n = 32$ для молекулы воды и $n = 35$ для молекулы аммиака.

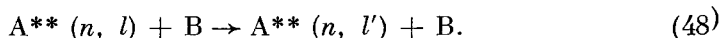
7. ПРОЦЕССЫ ТУШЕНИЯ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ

Процессы разрушения рассматриваемых ридберговских состояний атомов в результате соударения с атомами и молекулами можно условно разделить на два типа. К первому относятся переходы в состояния с другими квантовыми числами:



При таких столкновениях потенциал ионизации электрона изменяется, так что они играют роль в таких процессах, как ступенчатая ионизация атомов в высоковозбужденных состояниях при столкновениях с атомами и молекулами, а также при тройной рекомбинации электрона и молекулярного иона, когда третьим телом является атом или молекула.

Другой тип исследуемых процессов отвечает изменению орбитального момента высоковозбужденных атомов



Экспериментальное исследование такого типа процессов осуществляется по простой схеме. Высоковозбужденные атомы в состоянии с заданными квантовыми числами создаются обычным способом — последняя ступень возбуждения обеспечивается перестраиваемым лазером, с помощью которого происходит селективное заселение заданных высоковозбужденных состояний. Далее измеряется затухание во времени сигнала флюоресценции, которая обусловлена высвечиванием рассматриваемых высоковозбужденных состояний. По зависимости этой характеристики от давления буферного газа устанавливается сечение тушения рассматриваемого ридберговского состояния в результате столкновения с атомами или молекулами буферного газа.

В табл. X представлена сводка результатов по экспериментальному исследованию тушения высоковозбужденных состояний атомов при малых столкновениях. Тушение этих состояний связано с переходами с малым

Т а б л и ц а X

Экспериментальное исследование процессов тушения ридберговских состояний при столкновениях

Атом, возбужденное состояние	Область значений главного квантового числа	Партнер по столкновению	Литература
Na (n^2D)	8—15	He, Ne, Ar	169—171
Na (n^2S)	6—11	He, Ar, Xe	172, 173
He (n^3P)	8—17	^4He , ^3He	52
He (n^1S , n^3S)	2—11	He, Ne, Ar	174
Rb (n^2P)	12—22	He, Ne, Ar, Rb	175
Rb (n^2S)	12—48	Rb	176
Rb (n^2S)	12—48	He	177
Rb (n^2D)	9—15	He	177
Rb (n^2F)	9—21	He, Ar, Xe, Rb	178
Cs (n^2S)	9—14	Cs	179
Cs (n^2D)	8—14	Cs	179
Cs (n^2S , n^2D)	9—15	Cs	180
Xe (nf)	22—39	NH_3	164

изменением энергии и тем самым обычно отвечает процессу (48). Отметим, что поскольку исследование флюоресценции высоковозбужденных атомов резко усложняется с ростом главного квантового числа состояния (см. гл. 4), то и проведенные измерения относятся к не очень большим значениям n .

Теоретическое исследование процесса (47) начинается с работы Питаевского¹⁸³, в которой рассматривалась тройная рекомбинация электрона и иона на атомах. По ходу этого процесса при низких электронных температурах первоначально образуется атом на высоковозбужденных уровнях, а затем в результате столкновений с атомами буферного газа происходит миграция по уровням возбужденного атома. В работе Питаевского¹⁸³ был найден коэффициент диффузии по возбужденным состояниям, который определяет коэффициент рекомбинации электрона и иона. Для нахождения указанной величины была введена модель для переходов между высоковозбужденными состояниями, основу которой составляет упругое рассеяние слабосвязанного электрона на атоме. В результате скорость миграции по уровням выражается через сечение упругого рассеяния свободного электрона на атоме и плотность состояний слабосвязанного электрона.

При оценке сечения неупругого рассеяния высоковозбужденного атома на атоме в рамках рассматриваемой модели заметим, что характер-

ное изменение энергии электрона при упругом рассеянии на атоме $\Delta E \sim v_e v_a$, где скорость электрона $v_e \sim 1/n$. Поскольку эта энергия значительно превышает разность энергий между соседними уровнями $1/n^3$, но меньше энергии связи электрона в атоме $1/n^2$, то имеем

$$\frac{1}{n^2} \ll v_a \lesssim \frac{1}{n}. \quad (49)$$

Сечение неупругого столкновения атомов в рассматриваемом случае мы можем определять по формуле (39), используя в ней соответствующие для неупругого перехода изменения электронной энергии. При условии (49) формула (39) дает

$$\sigma_{\text{неупр}} \sim \frac{1}{v_a n} \sigma_e, \quad (50)$$

где σ_e — сечение упругого рассеяния электрона на атоме. Как видно, максимальное сечение неупругого столкновения оказывается порядка $n\sigma_e$, т. е. растет с ростом возбуждения атома.

Отметим, что для рассматриваемых переходов параметр Мессе равен

$$\xi = \frac{\Delta E a}{v_a} \sim n, \quad (51)$$

ибо изменение энергии при неупругом переходе $\Delta E \sim (1/n) v_a$, а расстояние, на котором меняются параметры взаимодействия частиц, $a \sim n^2$. Согласно теории атомных столкновений¹⁸² вероятность перехода между двумя состояниями, которому соответствует большой параметр Мессе $\xi \gg 1$, адиабатически маловероятна ($\sim e^{-\xi}$). Указанное противоречие для использованной модели столкновения с участием высоковозбужденного атома устраняется после учета большого числа уровней в системе. В процессе каждого столкновения в переходе участвует много состояний, и рассматриваемый переход является результатом совокупности переходов между большим числом близких уровней, для которых параметр Мессе невелик. Все эти переходы совершаются в процессе одного столкновения.

Введенная Питаевским модель свободных электронов для неупругого столкновения высоковозбужденного атома с атомом была далее развита Бейтсом и Кхарой¹⁸⁴ при использовании той же задачи — тройной рекомбинации электронов и ионов на атомах. В этой работе была показана важная роль дискретности возбужденных уровней атома, которая проявляется даже при малых численных значениях параметра, отвечающего отношению разности энергий для соседних уровней к характерному изменению энергии при переходах. Дальнейшее развитие представлений, сформулированных в этих работах, привело Фланери¹⁸⁵,¹⁸⁶ к созданию полуклассической теории переходов между высоковозбужденными состояниями атомов при столкновениях. На основе этого далее в работах Мацузавы^{187–195} было сформулировано и развито импульсное приближение *).

Многочисленные теоретические исследования процесса (48) для перехода в состояния с близкой энергией^{197–204} были основаны на короткодействующем характере взаимодействия слабосвязанного электрона с налетающим атомом. Используя эти работы **), выясним особенности сечения процесса (48). Оператор короткодействующего взаимодействия слабосвя-

*) В случае процесса ионизации высоковозбужденного атома импульсное и классическое приближение для электрона требуют выполнения одинаковых критериев¹⁹⁶.

**) Хотя поляризованное взаимодействие слабосвязанного электрона с налетающим атомом влияет на величину сечения тушения ридберговского состояния, учет только короткодействующей части потенциала взаимодействия между ними позволяет разобраться в принципиальной стороне вопроса.

занного электрона с налетающим атомом равен (в атомных единицах)

$$V = 2\pi L\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}),$$

где L — длина рассеяния электрона на атоме, \mathbf{r} — координата электрона, \mathbf{R} — координата ядра атома. При выполнении условий теории возмущений вероятность перехода между состояниями i и k с близкой энергией за счет рассматриваемого взаимодействия равна

$$w_{i \rightarrow k} = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} V_{ik} dt \right|^2 = 4\pi^2 L^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_i^*(\mathbf{R}) \psi_k(\mathbf{R}) dt \right|^2, \quad (52)$$

где \mathbf{R} — точка на траектории движения налетающего атома.

Формула (52) может быть использована для оценки величины сечения процесса (48) и его зависимости от главного квантового числа. Поскольку плотность слабосвязанного электрона в классически доступной области движения $|\psi|^2 \sim 1/a^3 \sim 1/n^6$, где $a \sim n^2$ — размер высоковозбужденного атома и $\int dt \sim a/v_a \sim n^2/v_a$, то $w_{i \rightarrow k} \sim L^2/v_a^2 n_8 (v_a$ — относительная скорость ядер). Это дает для сечения рассматриваемого процесса:

$$\sigma \sim a^2 w_{i \rightarrow k} \sim \frac{L^2}{v_a^2 n^4}, \quad \frac{L}{v_a} \ll n^4. \quad (53)$$

Справа написан критерий применимости результата $w_{i \rightarrow k} \ll 1$. Зависимость (53) была получена в ряде из указанных работ¹⁹⁵⁻²⁰² для конкретных переходов при больших n .

Проанализируем полученный результат. Сечение тушения выделенного ридберговского состояния резко убывает с ростом главного квантового числа, в области, где сечение тушения много меньше поперечника атома. В области малых значений главного квантового числа, для которых выполняется условие, обратное к (53), сечение тушения ридберговских состояний растет с ростом главного квантового числа. При этом основной вклад в сечение тушения вносит периферическая часть атома, и сечение тушения сравнимо с поперечником возбужденного атома. Максимум сечения достигается при значениях главного квантового числа $n_{\max} \sim (L/v_a)^{1/4}$ и составляет

$$\sigma_{\max} \sim \frac{L}{v_a}. \quad (54)$$

Для тепловых скоростей столкновения это соответствует $n_{\max} \sim 10$ и $\sigma_{\max} \sim 10^{-13}$ см².

На рис. 16, 17 проводится сравнение теории и эксперимента для сечений тушения состояний Na (n^2P) атомами инертных газов. Как видно, масштаб величин для проделанных оценок поддерживается.

Проведенное выше рассмотрение относится к переходам между состояниями с не очень малыми значениями орбитального момента. Оценим величину параметра Мессе для исследуемых переходов. Входящая в это выражение разность энергий для перехода $nl \rightarrow n'l'$ равна $\Delta E \sim (\delta_l - \delta_{l'})n^{-3}$, где δ_l — квантовый дефект (см. табл. I, II). Параметр Мессе равен

$$\tau \sim \frac{\Delta E_a}{v_a} \sim \frac{\delta_l}{nv_a}, \quad (55)$$

где квантовый дефект берется для состояния с меньшим l . Для $l > 1$ в силу малости квантового дефекта параметр Мессе оказывается малым, и соответствующие переходы происходят свободно. Другая ситуация имеет место в случае перехода с участием высоковозбужденных состояний

с орбитальным моментом $l = 0, 1$. В этих случаях параметр Мессе $\zeta \gg 1$ при не очень больших значениях n . Тогда вероятность перехода при столк-

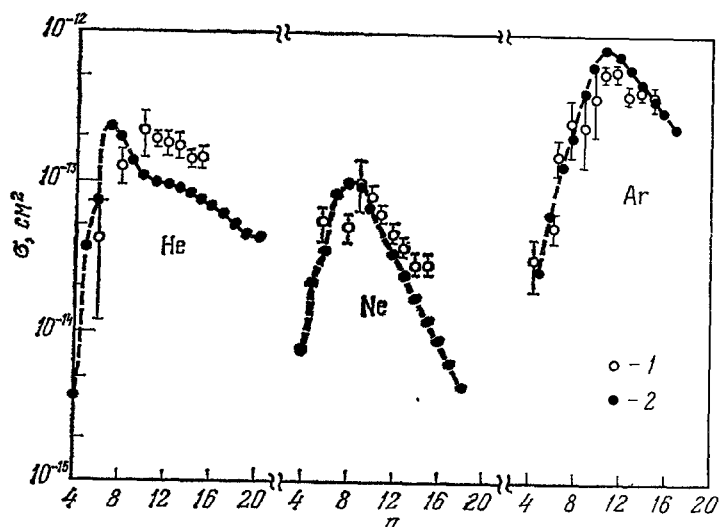


Рис. 16. Сечения тушения высоковозбужденного атома $\text{Na}(n^2D)$ при столкновении с атомами инертного газа.
— эксперимент ¹⁶⁹, ¹⁷⁰, 2 — теория ¹⁹⁸ для перехода в состояние $\text{Na}(n^2F)$.

новении определяется конкретным видом потенциальных кривых электронно-атомной энергии для ближайших

состояний, а переходы происходят в окрестности областей сближения этих кривых. Соответственно сечение перехода при этом значительно меньше поперечника возбужденного атома.

Отметим, что формулы (50), а также (53), (54) отражают два разных предельных случая для тушения высоковозбужденных состояний атома при короткодействующем характере взаимодействия с налетающей атомной частицей. В первом случае выполняется условие (49), согласно которому неопределенность в энергии за время столкновения $1/\tau$ много меньше энергии перехода ΔE . При этом сам переход представляет собой совокупность многих переходов в окрестности точек пересечения и псевдопересечения уровней. Во втором случае переход осуществляется между рассматриваемыми близкими по энергии состояниями. Относительный сбой фазы для волновых функций этих состояний за время соударения мал, что и позволяет

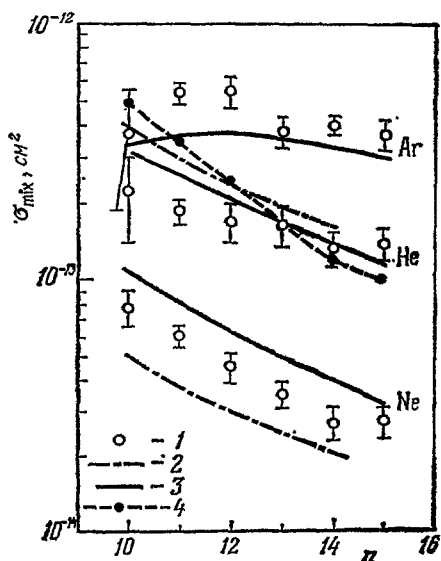
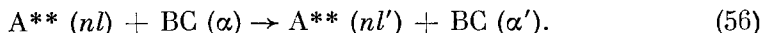


Рис. 17. Сечение тушения высоковозбужденного атома $\text{Na}(n^2D)$ при столкновении с атомами инертных газов.
1 — эксперимент ¹⁶⁹, ¹⁷⁰, теория: 2 — ¹⁸⁹, 3 — ¹⁹⁰, 4 — формула (53).

заменить единицей выражение вида $\exp(-i\Delta E t)$ в формулах для вероятностей переходов между этими состояниями.

Особенно эффективное тушение высоковозбужденных состояний атома происходит при столкновениях с молекулами. Этот вопрос исследовался как теоретически^{193, 205}, так и экспериментально²⁰⁶. Рассматриваемый процесс протекает по схеме



Используя полученные выражения, определим сечение процесса (56) для столкновения с дипольной молекулой в случае малой скорости столкновения $v_a \ll 1/n$. Согласно формуле (39) имеем для сечения процесса (56):

$$\sigma_{\text{т.уш}} = \frac{\langle v\sigma_{\text{упр}} \rangle}{v_a}, \quad (57)$$

где $\sigma_{\text{упр}}$ — сечение упругого рассеяния электрона на молекуле, которое определим на основании теории возмущений²⁰⁷

$$\sigma_{\text{упр}} = \frac{8\pi D^2}{3v^2},$$

где D — дипольный момент молекулы. Подставляя эту формулу в выражение (57), получим

$$\sigma_{\text{т.уш}} = \frac{1}{v_a} \frac{8\pi}{3} D^2 \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle = \frac{128D^2 n}{9v_a}. \quad (58)$$

Формула (58) справедлива при выполнении условия (43а). Величина сечения (58) значительно больше подсчитанного по формулам (45), (46), в которых использовалось сечение неупругого перехода между вращательными уровнями. Отношение этих сечений совпадает с отношением левой и правой части в критерии (43а).

Рассмотренные выше процессы тушения высоковозбужденных состояний отвечают изменению заселенности заданных уровней. На этом основании и экспериментальное исследование этих процессов. Другие процессы столкновения высоковозбужденных атомов с нейтральными атомными частицами отвечают изменению фазовых характеристик состояний при сохранении их заселенности. Экспериментальное исследование такого типа процессов релаксации высоковозбужденных состояний сводится к измерению сечений уширения спектральных линий^{208–212}, сечений депolarизации состояния однофотонного и двухфотонного переходов²¹³. Эти сечения гораздо больше сечений тушения возбужденных состояний и определяются интерференционными эффектами при столкновениях. Поскольку основу этих процессов составляет не характер взаимодействия частиц, а характер самих интерференционных явлений при конкретных условиях, то эти процессы здесь не рассматриваются.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высоковозбужденные состояния атомов — простейшие квантовые системы, которые представляют собой связанные состояния электрона и атомного остатка, взаимодействующих по кулоновскому закону. Поэтому теоретическое исследование таких систем ведется с основания квантовой механики, что позволило создать представления о ряде свойств этих систем и процессах, протекающих при их участии. Созданная в последние годы экспериментальная техника, позволяющая селективно получать и исследовать высоковозбужденные атомы в заданных состояниях, дала принципиально новую информацию о высоковозбужденных атомах. Это не только расширило круг научных исследований, но и открыло неожиданные прикладные направления с использованием высоковозбужденных атомов. Не все возможности в этом плане использованы, и нет сомнения,

что дальнейшие исследования высоковозбужденных атомов позволят создать тонкие и точные приборы с принципиально новыми характеристиками.

Автор благодарен С. Е. Куприянову и Л. П. Преснякову за ценные замечания.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Dupree A. K., Goldberg L.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1970, v. 8, p. 231.
2. Carson T. R., Roberts M. J. *Atoms and Molecules in Astrophysics*.— Lnd.: Academic Press, 1972.
3. Brocklehurst M., Seaton M. J.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1972, v. 157, p. 179.
4. Chaisson E. J., Malkan M. A.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 210, p. 108.
5. Takayanagi K.— *Comm. Atom. and Mol. Phys.*, 1977, v. 6, p. 177.
6. Pankonin V., Thomasson P., Barsuhn J.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 54, p. 335.
7. Somerville W. B.— *Rept. Progr. Phys.*, 1977, n. 40, p. 483.
8. Sweetman D. R.— *Nucl. Fusion, Suppl.*, 1962, v. 1, p. 279.
9. Riviere A. C., Sweetman D. R.— *Proc. of 6 Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases*.— Paris, 1963.— P. 105.
10. Федоренко Н. Ф., Анкудинов В. А., Ильин О. Н.— *ЖТФ*, 1965, т. 35, с. 585.
11. Moore Ch. E. *Atomic Energy Levels*.— Nat. Bur. Std. Washington, v. I, 1949, v. II, 1952, v. III, 1957.
12. Esherick P.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1977, v. 15, p. 1920.
13. Kleppner D., Ducas T. W.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1976, v. 21, p. 600.
14. Gallagher T. F. et al.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1977, v. 15, p. 1937.
15. Ducas T. W., Zimmerman M. L.— *Ibid.*, p. 1523.
16. Бете Г., Солпитер Э. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*.— М.: ИЛ, 1970.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Квантовая механика*.— М.: Физматгиз, 1974.
18. Martin W. C.— *J. Res. Nat. Bur. Std. Ser. A*, 1960, v. 64, p. 79.
19. Wing W. H., Lea K. R., Lamb W. E.— In: *Atomic Physics*/Ed. Smith. S. J., Walters G. K.— N.Y. Plenum Publ., 1973.— V. 3, p. 119.
20. Fabre C., Haroche S.— *Opt. Comm.*, 1975, v. 13, p. 393.
21. Fredriksson K., Svanberg S.— *J. Phys. Ser. B*, 1976, v. 9, p. 1237.
22. Ильин Р. Н. и др.— *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, с. 1235.
23. Федоренко Н. В., Анкудинов В. А., Ильин Р. Н.— *ЖТФ*, 1965, т. 35, с. 585.
24. Ильин Р. Н. и др.— *ЖТФ*, 1966, т. 36, с. 1241.
25. Опарин В. А., Ильин Р. Н., Соловьев Е. С.— *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, с. 369.
26. Hiskes J. R.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 180, p. 146.
27. Le Doucen R., Guidini J.— *C. R. Ac. Sci. Ser. B*, 1969, t. 268, p. 918.
28. Berkner K. H. et al.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 182, p. 103.
29. Ильин Р. Н. и др.— *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, с. 103.
30. Bayfield J. E., Koch P. M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 33, p. 258.
31. Bayfield J. E., Khyrallah G. A., Koch P. M.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1974, v. 9, p. 209.
32. Koch P. M., Bayfield J. E.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 448.
33. Bayfield J. E.— In: *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*/Ed. J. S. Risley, P. Geballe.— Seattle: University of Washington Press, 1976.— P. 726.
34. Sermak V., Herman Z.— *Coll. Czech. Comm.*, 1964, v. 29, p. 953.
35. Куприянов С. Е.— *ЖЭТФ*, 1965, т. 48, с. 467; 1966, т. 51, с. 1011; 1968, т. 55, с. 460.
36. Куприянов С. Е.— *Опт. и спектр.*, 1966, т. 20, с. 163.
37. Hottel H., Niehaus A.— *J. Chem. Phys.*, 1967, v. 47, p. 2506; *Zs. Phys.*, 1968, Bd. 215, S. 395.

38. Shibata T., Fukuyama T., Kuchitsu K.—Bull. Chem. Soc. Japan, 1974, v. 47, p. 2883.
39. Stockdale J. A. et al.—J. Chem. Phys., 1974, v. 60, p. 4279.
40. Klotz C. E.—Ibid., 1977, v. 66, p. 5240.
41. Schiavone J. A. et al.—Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 16, p. 48.
42. Schiavone J. A., Tarr S. M., Freund R. S.—Ibid., 1979, v. 20, p. 71.
43. Бейрман И. Л., Вайнштейн Л. А., Сюняев Р. А.—УФН, 1968, т. 95, с. 267.
44. Borst W. L., Zipf E. C.—Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 4, p. 153.
45. Freund R. S.—J. Chem. Phys., 1975, v. 54, p. 3125.
46. Smyth K. C., Schiavone J. A., Freund R. S.—Ibid., 1973, v. 59, p. 5225; 1974, v. 60, p. 1358.
47. Schiavone J. A., Smyth K. C., Freund R. S.—Ibid., 1975, v. 63, p. 1043.
48. Finn T. G. et al.—Ibid., p. 1596.
49. Wells W. C., Borst W. L., Zipf E. C.—Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 695.
50. Куприянов С. Е.—Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 245.
51. Delpech J. F., Boulmer J., Devos F.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1400.
52. Devos F., Boulmer J., Delpech J. F.—J. de Phys., 1979, t. 40, p. 215.
53. Baran G. et al.—In: Proc. of 11th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions.—Kyoto, 1979.—P. 952.
54. Liberman S., Pinard J.—Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 20, p. 507.
55. Duong H. T., Liberman S., Pinard J.—Opt. Comm., 1976, v. 18, p. 533.
56. Popescu D. et al.—Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 9, p. 1182.
57. Esherrick P. et al.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1296.
58. Kato Y., Stoicheff B. P.—J. Opt. Soc. Am. Lett., 1976, v. 66, p. 490.
59. Harvey K. C., Stoicheff B. P.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 537.
60. Koch P. M.—Ibid., 1978, v. 41, p. 99.
61. Koch P. M., Bowlin J. B., Mariani B.—Цит. в ⁵³ сб.—P. 956.
62. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.—М.: Физматгиз, 1963.
63. Kramers H. A.—Phil. Mag., 1923, v. 46, p. 836.
64. Gordon W.—Ann. Phys., 1929, v. 2, p. 1031.
65. Naccache P. F.—J. Phys. Ser. B, 1972, v. 5, p. 1308.
66. Percival I. C., Richards D.—Adv. Atom. and Mol. Phys., 1975, v. 11, p. 2.
67. Куприянов С. Е.—В кн. Физика электронных и атомных столкновений: лекции 4 Всесоюзной школы по физике электронных и атомных столкновений.—М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978.—С. 43.
68. Сурский Г. А., Куприянов С. Е.—ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 109.
69. Samus P., Morillon C.—J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L133.
70. Чаплик А. В.—ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 332.
71. Trautenberg H. R., Gebauer R., Lewin G.—Naturwissenschaften, 1930, Bd. 18, S. 417.
72. Lanczos C.—Zs. Phys., 1930, Bd. 62, S. 518; Bd. 65, S. 431; 1931, Bd. 68, S. 204.
73. Бете Г. Квантовая механика простейших систем.—М.; Л.: ОНТИ, 1935.—С. 193.
74. Riviere A. C. Methods of Experimental Physics.—N.Y.: Academic Press, 1968.—V. 7A, p. 208.
75. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме.—М.: Атомиздат, 1968.
76. Летохов В. С., Митин В. И., Пурецкий А. А. В кн. Химия плазмы.—М.: Атомиздат, 1977.—Вып. 4, с. 3.
77. Bayfield J. E.—Phys. Rept., 1979, v. 6, p. 317.
78. Rice M. H., Good R. H.—J. Opt. Soc. Am., 1962, v. 52, p. 239.
79. Смирнов Б. М., Чибисов М. И.—ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 841.
80. Ducas T. W. et al.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 366.
81. Stebbings R. F. et al.—Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 1453.
82. Gallagher T. F. et al.—Ibid., 1977, v. 16, p. 1098.
83. Bates D. R., Griffing G.—Proc. Phys. Soc., 1953, v. 66, p. 961.
84. Seaton M. J.—Ibid., 1962, v. 79, p. 1105.
85. McCoyd G. C., Milford S. N.—Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 206.
86. Saraph H. E.—Proc. Phys. Soc., 1964, v. 83, p. 763.
87. Вайнштейн Л. А.—Опт. и спектр., 1965, т. 18, с. 538.
88. Omidvar K.—Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 140, p. 38.

89. Stanffer A. D., McDowell M. R. C.—Proc. Phys. Soc., 1965, v. 85, p. 61; 1966, v. 89, p. 289.
90. Kingston A. E., Lauer J. E.—Ibid., 1966, v. 87, p. 399; v. 88, p. 597.
91. Crothers D. S. F., Holt A. R.—Ibid., p. 75.
92. Старостин А. Н.—ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 124.
93. Подлубный Л. И.—Опт. и спектр., 1967, т. 22, с. 359.
94. Подлубный Л. И., Сергеев В. М.—Ibid., 1969, т. 27, с. 216.
95. Бейгман И. Л., Урнов А. М., Шевелько В. П.—ЖЭТФ, 1970, т. 31, с. 978.
96. Johnson L. C.—Astrophys. J., 1972, v. 174, p. 227.
97. Gryzinski M.—Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 374; 1965, v. 138A, p. 305.
98. Abrines R., Percival I. C., Valentine N. A.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 89, p. 515.
99. Братцев В. Д., Очкур В. И.—ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 955.
100. Burgess A., Percival I. C.—Adv. Atom. and Molec. Phys., 1968, v. 4, p. 109.
101. Mansbach P., Kock J. C.—Phys. Rev., 1969, v. 181, p. 275.
102. Percival I. C., Richards D.—J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 1035.
103. Kock J. C.—Adv. in Atom. and Molec. Phys., 1972, v. 8, p. 39.
104. Bates D. R., Snyder R.—J. Phys. Ser. B, 1973, v. 6, p. 642.
105. Gryzinski M., Kunk J., Zgorzelski Q.—Ibid., p. 2292.
106. Percival I. C., Richards D.—Adv. in Atom. and Mol. Phys., 1975, v. 11, p. 2.
107. Delpech J. F., Boulmer J., Stevefelt J.—Advanc. in Electronics and Electron Phys., 1975, v. 39, p. 121.
108. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Собельман И. И.—ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 1703.
109. Presnjakov L. P., Урнов А. М.—J. Phys. Ser. B, 1970, v. 5, p. 153.
110. Бейгман И. Л., Пресняков Л. П., Урнов А. М.—Препринт ФИАН СССР № 3.—Москва, 1975.
111. Thomson J.—Phil. Mag., 1912, v. 23, p. 449.
112. Thomas L.—Proc. Cambridge Phil. Soc., 1927, v. 28, p. 713.
113. Webster D., Hansen W., Duveneck F.—Phys. Rev., 1933, v. 43, p. 833.
114. Bethe H.—Ann. Phys., 1930, v. 4, p. 325.
115. Kingston A. E.—Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 135, p. 1537.
116. Kingston A. E.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 87, p. 193.
117. Garzia J. D.—Phys. Rev., 1967, v. 177, p. 223.
118. Kingston A. E.—J. Phys., 1968, v. B1, p. 559.
119. Сена Л. А.—ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1320.
120. Сена Л. А. Столкновения электронов и ионов с атомами газа.—М.; Л.: Гостехиздат, 1948.
121. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий.—М.: Наука, 1975.—§ 10.
122. Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянов С. Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции.—М.: Наука, 1976.
123. Bates D. R., Mapleton R. A.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 87, p. 657.
124. Bates D. R., Reid R. H. G.—J. Phys. Ser. B, 1969, v. 2, p. 851.
125. Bates D. R., Reid R. H. G.—Ibid., p. 887.
126. Смирнов Б. М.—ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1226.
127. Смирнов Б. М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений.—М.: Атомиздат, 1973.
128. Toshima N.—J. Phys. Soc. Japan, 1979, v. 46, p. 927, 1295; v. 47, p. 257.
129. Toshima N.—Цит. в ⁵³ сб.—Р. 958.
130. Никитин Е. Е., Смирнов Б. М.—УФН, 1978, т. 124, с. 201.
131. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа.—М.: Наука, 1972.—С. 131.
132. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме.—М.: Атомиздат, 1974.
133. Smirnov B. M.—Цит. в ⁵³ сб.—Р. 701.
134. Butler S. T., May R. M.—Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 137, p. 10.
135. Koch P. M.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 432.
136. Koch P. M.—Цит. в ⁵³ сб.—Р. 956.
137. Mathur D., Hasted J. B.—J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L265.
138. Golden D. E.—Adv. in Atom. and Mol. Phys., 1978, v. 14, p. 1.
139. Matsuzawa M.—J. Phys. Soc. Japan, 1972, v. 32, p. 1088; v. 33, p. 1108.
140. West W. P. et al.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 854.
141. Foltz G. W. et al.—J. Chem. Phys., 1977, v. 67, p. 1352.
142. Hildenbrandt G. F. et al.—J. Chem. Phys., 1978, v. 68, p. 1349.

143. Christodoulides A. A., Christophorou L. G.— Ibid., 1971, v. 54, p. 4691.
144. Davis F. J., Compton R. N., Nelson D. R.— Ibid., 1973, v. 59, p. 2324.
145. Warman J. M., Sauer M. C.— Ibid., 1970, v. 52, p. 6428.
146. Matsuzawa M.— Ibid., 1971, v. 55, p. 2685.
147. Matsuzawa M.— Ibid., 1973, v. 58, p. 2679.
148. Matsuzawa M.— J. Electron. Spectr., 1974, v. 4, p. 1.
149. Fowler G. N., Preist T. W.— J. Chem. Phys., 1972, v. 56, p. 1601.
150. Preist T. W.— J. Chem. Soc. Farad. Trans., 1972, pt. I, v. 68, p. 661.
151. Latimer C. J.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 1889.
152. Matsuzawa M.— Preprint No. 3573.— Tokyo University, 1979.
153. Crawford O. H., Dalgarno A., Hays P. B.— Molec. Phys., 1967, v. 13, p. 181.
154. Itikawa Y.— J. Phys. Soc. Japan, 1971, v. 30, p. 835.
155. Gerjov E., Stein S.— Phys. Rev., 1955, v. 97, p. 1671.
156. Hotoy H., Niehaus A.— J. Chem. Phys., 1967, v. 47, p. 2506.
157. Куприянов С. Е.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1011.
158. Hotoy H., Niehaus A.— Zs. Phys., 1968, Bd. 215, S. 395.
159. Куприянов С. Е.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 460.
160. Foltz G. W. et al.— In: Proc. of the 5th Intern. Conference on Atomic Physics, 1976.— P. 256.
161. Matsuzawa M., Chupka W. A.— Chem. Phys. Lett., 1977, v. 50, p. 373.
162. Stebbings R. F. et al.— In: Proc. of 10th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions. Paris, 1977.— P. 170.
163. Smith K. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1362.
164. Keller F. G. et al.— Цит. в ⁵³ сб.— P. 948.
165. Hiraishi H. et al.— Ibid.— P. 948.
166. Kondow T. et al.— Ibid.— P. 950.
167. Beiting E. J. et al.— J. Chem. Phys., 1979, v. 70, p. 3551.
168. Gallagher T. F., Cooke W. E.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 835.
169. Gallagher T. F., Edelstein S. A., Hill R. M.— Ibid., 1975, v. 75, p. 644.
170. Gallagher T. F., Edelstein S. A., Hill R. M.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, p. 1945.
171. Gallagher T. F., Cooke W. E., Edelstein S. A.— Ibid., 1978, v. 17, p. 904.
172. Gallagher T. F., Cooke W. E.— Bull. Am. Phys. Soc., 1978, v. 23, p. 1102.
173. Gallagher T. F., Cooke W. E.— Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 19, p. 2161.
174. Hitachi A. et al.— Цит. в ⁵³ сб.— P. 944.
175. Gounand F., Fournier P. R., Berlande J.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, p. 2212.
176. Gounand F., Fournier P. R., Hugon M.— Цит. в ⁵³ сб.— P. 930.
177. Hugon M., Fournier P. R., Gounand F.— Ibid.— P. 932.
178. Hugon M. et al.— Ibid.— P. 934.
179. Deech J. S. et al.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L137.
180. Pendrill L. R.— Ibid.— P. L469.
181. Stebbings R. F.— Science, 1976, v. 193, p. 537.
182. Мотт Н., Мессн Г. Теория атомных столкновений.— М.: Мир, 1969.
183. Пятаевский Л. П.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1326.
184. Bates D. R., Khare S. P.— Proc. Phys. Soc., 1965, v. 85, p. 231.
185. Flannery M. R.— Ann. Phys., 1970, v. 61, p. 465.
186. Flannery M. R.— Ibid., 1973, v. 79, p. 480.
187. Matsuzawa M.— J. Chem. Phys., 1971, v. 55, p. 2685.
188. Matsuzawa M.— Ibid., 1973, v. 58, p. 2674.
189. Matsuzawa M.— Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 9, p. 241.
190. Matsuzawa M.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2114.
191. Matsuzawa M.— Ibid., 1976, v. 9, p. 2559.
192. Matsuzawa M.— Ibid., 1977, v. 10, p. 1543.
193. Matsuzawa M.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 18, p. 1396.
194. Matsuzawa M.— Ibid., 1979, v. 19, p.
195. Matsuzawa M.— J. Phys. Ser. B, 1979, v. 1, p. 3743.
196. Александров Н. Л.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1236.
197. Gerstein J. I.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 1354.
198. Olson R. E.— Ibid., 1977, v. 15, p. 631.
199. Omont A.— J. de Phys., 1977, t. 38, p. 1343.
200. Hickman A. P.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 18, p. 1339.
201. Deronard J., Lombardi M.— J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. 3875.
202. Hickman A. P.— Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 19, p. 994.
203. Matsuzawa M.— Цит. в ⁵³ сб.— P. 942.

- 204. De Prunele E., Pascale J.— Ibid.— P. 928.
- 205. Rundól R. D.— Ibid.— P. 936.
- 206. Kellert F. G.— Ibid.— P. 938.
- 207. Altshuler S.— Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 114.
- 208. Мазинг М. А., Врублевская Н. А.— ЖЭТФ, 1965, т. 50, с. 343;
Мазинг М. А., Серапинас П. Д.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 541.
- 209. Flusberg A., Mossberg T. W., Hartmann S. R.— Opt. Commun., 1978, v. 24, p. 207.
- 210. Gallagher T. F., Cooke W. E.— Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 19, p. 820.
- 211. Flusberg A. et al.— Ibid, p. 1607.
- 212. Kachru R., Mossberg T. W., Hartmann S. R.— Цит. в ⁵³ сб.— P. 948.
- 213. Pendrill L. R., Series G. W.— J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. 4049.