

639.186.22

МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ: НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ**Н. Б. Делоне, М. В. Федоров**

(Институт общей физики АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	215
2. Надпороговая ионизация атомов	218
2.1. Основные наблюдаемые закономерности. 2.2. Теория возмущений. 2.3. Модели сильного взаимодействия в континууме. 2.4. Роль пондеромоторного потенциала. 2.5. Надпороговая ионизация под действием импульсов излучения короткой длительности. 2.6. Заключение.	
3. Проявление многоэлектронной структуры сложных атомов при одноэлектронной многофотонной ионизации	233
3.1. Абсолютные величины многофотонных сечений прямого (нерезонансного) процесса ионизации. 3.2. Зависимость вероятности прямого процесса одноэлектронной многофотонной ионизации от поляризации излучения. 3.3. Возбуждение двухэлектронных состояний. 3.4. Возбуждение запрещенных состояний. 3.5. Угловые распределения фотоэлектронов. 3.6. Заключение.	
4. Образование многозарядных ионов	240
4.1. Образование двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов излучением видимого и ближнего ИК диапазонов частот. 4.2. Образование многозарядных ионов атомов благородных газов излучением видимого и ближнего ИК диапазонов частот. 4.3. Образование многозарядных ионов излучением УФ диапазона частот. 4.4. Заключение.	
5. Туннельный эффект в переменном поле	247
6. Возбуждение коротковолнового излучения	248
7. Общее заключение	249
Список литературы.	250

1. Введение. Исследования процесса нелинейной ионизации атомов, т. е. ионизации под действием переменного электромагнитного поля в условиях, когда энергия кванта излучения ω *) меньше энергии связи электрона $|\mathcal{E}_n|$ (где n — главное квантовое число данного состояния), начатые в середине 60-х годов, продолжают до настоящего времени и, пожалуй, именно сейчас ведутся наиболее широко. Процессу нелинейной ионизации посвящены сотни оригинальных работ, множество обзоров и несколько монографий [1—12]. Однако исследования последних лет, приведшие к обнаружению ряда новых физических явлений, если и обобщались, то весьма фрагментарно. Поэтому обсуждение результатов последних исследований представляется сейчас актуальным.

В исследованиях процесса нелинейной ионизации атомов можно выделить три периода. Эти периоды, хотя хронологически частично перекрываются, но идеологически различаются достаточно четко.

Первый период характеризовался как в теории, так и в эксперименте выяснением основных закономерностей процесса нелинейной ионизации. Была построена общая теория нелинейной ионизации из короткодействующего потенциала, из которой стало ясно, что многофотонная ионизация и туннельный эффект в переменном поле являются двумя предельными случаями

*) Здесь и далее используется атомная система единиц.

единого процесса ионизации. Был зарегистрирован процесс многофотонной ионизации атомов и исследованы его основные черты — наблюдался прямой процесс многофотонной ионизации (в отсутствие промежуточных резонансов); была установлена степенная зависимость $w^{(K)} \propto I^K$ вероятности $w^{(K)}$ прямого процесса ионизации от интенсивности I излучения, где K — число поглощенных фотонов в соответствии с законом сохранения энергии, $K = \langle \xi_0 | \omega^{-1} + 1 \rangle (|\xi_0\rangle$ — потенциал ионизации, $\langle . . . \rangle$ означает целую часть); наблюдался резонансный процесс ионизации, т. е. тот случай, когда возникает промежуточный резонанс между энергией K' квантов ($K' < K$) и энергией связанного электронного состояния в спектре атома; был исследован штарк-эффект в переменном поле и его роль в возникновении резонансов, индуцированных внешним полем.

Второй период был в основном связан с количественным описанием прямого и резонансного процесса многофотонной ионизации щелочных атомов. Ионизация наблюдалась в относительно слабых полях ($E \lesssim 5 \cdot 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} = 10^{-3} E_a$, где $E_a = 5 \cdot 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ — атомная напряженность поля), так что возмущение атомного спектра в поле излучения не играло существенной роли.

При исследовании прямого процесса основная задача эксперимента состояла в измерении многофотонных сечений $\alpha^{(K)}(\omega, \rho) = w^{(K)}/(I/\omega)^K$ при фиксированной частоте ω и поляризации ρ излучения. Основная задача теории заключалась в расчете величин $\alpha^{(K)}(\omega, \rho)$. При исследовании резонансного процесса основная задача заключалась в исследовании зависимости амплитуды и формы резонанса в выходе ионов от различных параметров, характеризующих излучение и то состояние, с которым возникает промежуточный резонанс. Основные выводы, которые были сделаны из результатов исследования процесса многофотонной ионизации щелочных атомов заключались в следующем: как абсолютная величина сечения прямого (нерезонансного) процесса многофотонной ионизации, так и зависимость сечения от частоты и поляризации излучения с удовлетворительной точностью описываются теорией нестационарных возмущений в первом исчезающем (K -м) порядке; промежуточные резонансы (как одно-, так и многофотонные) возникают с теми состояниями в спектре атома, переход в которые разрешен в соответствии с правилами отбора в дипольном приближении.

Успешное качественное и количественное теоретическое описание экспериментальных данных по многофотонной ионизации щелочных атомов создало в середине 70-х годов впечатление, что если еще и остаются какие-либо нерешенные проблемы, то они носят не качественный, а количественный характер. Пожалуй, единственной качественной проблемой, которая не была решена в конце 70-х годов, была проблема наблюдения процесса нелинейной ионизации атомов в условиях, когда он должен в соответствии с общей теорией носить туннельный характер.

Однако именно в этот период экспериментально был обнаружен ряд качественно новых явлений. Интересно отметить, что обнаружение этих явлений не носило целенаправленного характера, они были обнаружены случайно, и первая интерпретация этих явлений в ряде случаев была просто неверной. Среди этих явлений можно выделить факт образования двухзарядных ионов при многофотонной ионизации щелочноземельных атомов [13] и так называемый процесс надпороговой ионизации атомов [14], как наиболее интересные с общефизической точки зрения.

Сам факт образования двухзарядных ионов щелочноземельных атомов (в работе [13] были обнаружены ионы Sr^{2+}) в многофотонном предельном случае (при величине параметра адиабатичности $\gamma \sim \omega/E \sim 10^2 \gg 1$), при напряженности поля излучения, гораздо меньшей атомной напряженности ($E \sim 10^3$) в количестве, сравнимом по порядку величины с количеством однозарядных ионов (рис. 1), на первый взгляд казался полностью противоречащим всей известной картине процесса многофотонной ионизации. Действи-

тельно, так как первый потенциал ионизации атома стронция $|\xi_0^{(1)}(\text{Sr})| \approx 5,7$ эВ, а второй потенциал ионизации $|\xi_0^{(2)}(\text{Sr})| \approx 11$ эВ, то при энергии фотонов лазерного излучения $\approx 1,2$ эВ, использованных для ионизации в работе [13], для образования однозарядных ионов требуется поглощение пяти фотонов, а для образования двухзарядных ионов — пятнадцати фотонов. Следуя теории возмущений, при напряженности поля $E \ll 1$ следовало ожидать, что $w^{(5)} \gg w^{(15)}$, так что примерное равенство вероятностей образования ионов Sr^+ и Sr^{2+} при фиксированной величине E и отсутствии

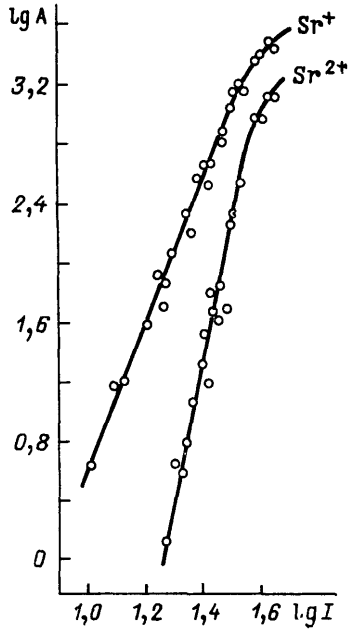


Рис. 1. Зависимость выхода A однозарядных и двухзарядных ионов стронция от интенсивности I лазерного излучения [13]

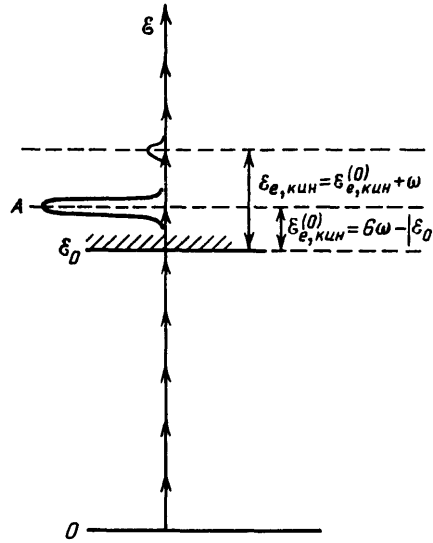


Рис. 2. Распределение по энергиям $A(\epsilon)$ электронов, образующихся при 6-фотонной ионизации атома ксенона [14]

насыщения в выходе ионов резко противоречило общим выводам о процессе многофотонной ионизации. В дальнейшем были обнаружены не только двухзарядные ионы, но и многозарядные ионы. Во всех случаях вероятность образования ионов с различной кратностью заряда не сильно различалась при фиксированной напряженности поля излучения.

Не в меньшей мере выпадал из традиционных представлений и результат эксперимента [14]. В этом эксперименте исследовался энергетический спектр электронов, образующихся при шестифотонном процессе ионизации атома ксенона, наблюдавшемся при напряженности поля $E \ll 1$ и $\gamma \gg 1$. Кроме ожидаемых моноэнергетических электронов с кинетической энергией $\xi_{e,кин}^{(0)} = 6\omega - |\xi_0|$, следующей из закона сохранения энергии для шестифотонной ионизации, были обнаружены (рис. 2) также моноэнергетические электроны с энергией $\xi_{e,кин} = \xi_{e,кин}^{(0)} + \omega$ (рис. 2). Между тем, согласно теории возмущений, в указанных условиях вероятность поглощения семи фотонов должна быть исчезающе мала по сравнению с вероятностью 6-фотонной ионизации. В дальнейшем были обнаружены электроны с энергиями $\xi_{e,кин} = \xi_{e,кин}^{(0)} + S\omega$. В зависимости от условий проведения эксперимента величина S лежала в диапазоне от нескольких единиц до нескольких десятков и менялось соотношение между вероятностями образования электронов в основном ($S = 0$) и дополнительных ($S \geq 1$) максимумах.

Прежде чем перейти к обсуждению этих новых явлений, обратимся к краткой характеристике прогресса в методике эксперимента, в значительной мере обуславливающего успех современных исследований.

Постановка экспериментов, относящихся к первому и второму периодам исследований, детально описана в [2, 9, 10, 11]. В этих экспериментах исследовался процесс ионизации атомов, находящихся в основном состоянии, излучением видимого и ближнего инфракрасного диапазона частот при наносекундной длительности импульса излучения. Ионизация наблюдалась при напряженности поля излучения $E \ll 1$ в многофотонном предельном случае, при $\gamma \gg 1$.

Новое в методике эксперимента относится практически ко всем параметрам, характеризующим исследуемые атомы, излучение и процесс взаимодействия. Отметим наиболее существенные моменты. Помимо ионизации атомов в основном состоянии, проводятся эксперименты по нелинейной ионизации ридберговских, т. е. высоковозбужденных атомов. Используется излучение трех новых диапазонов частот — ультрафиолетового диапазона ($\lambda \leq 100$ нм, $\omega \geq 10$ эВ); инфракрасного диапазона ($\lambda \sim 10$ мк, $\omega \sim 0,1$ эВ) и СВЧ диапазона ($\lambda \sim 10$ см; $\omega \sim 10^{-5}$ эВ). Проводятся эксперименты с полями напряженностью как $E < 1$, так и $E \geq 1$ (при интенсивности излучения до 10^{17} Вт·см⁻² на момент написания обзора). Ионизация наблюдается также и при $\gamma \ll 1$. Используется излучение с пико(10^{-12} с)- и фемто (10^{-15} с)-секундной длительностью импульса. Помимо ионов, регистрируются электроны, их энергетические и угловые распределения. Регистрируется также и излучение из области взаимодействия.

Новые методические приемы и новые условия проведения эксперимента позволили наблюдать новые явления при нелинейной ионизации атомов. Кроме уже упомянутых выше процесса надпороговой ионизации и образования двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов, среди новых явлений можно упомянуть процесс образования многозарядных атомарных ионов, туннельный эффект в переменном поле, ионизацию ридберговских атомов в полях СВЧ диапазона частот, а также большой круг явлений, наблюдающихся при образовании однозарядных ионов, но выходящих за рамки одноэлектронного приближения. Ниже будут кратко рассмотрены наиболее важные из этих явлений. Мы сделаем исключение лишь для процесса ионизации ридберговских атомов в полях СВЧ диапазона частот ввиду качественного отличия природы этого процесса, в основе которого лежит классическая, а не квантовая механика [15—17].

2. Надпороговая ионизация атомов.

2.1. Основные наблюдаемые закономерности. Предметом экспериментального исследования при надпороговой ионизации атомов являются энергетические и угловые распределения образующихся электронов. При интерпретации электронных спектров необходимо принимать во внимание пространственно-временную неоднородность распределения поля лазерного излучения, под действием которого происходит ионизация. Это типичное обстоятельство для всех экспериментов по ионизации атомов в поле лазерного излучения. Для ионизации используется импульсное излучение с длительностью импульса, лежащей в диапазоне $\tau_d \cdot 10^{-7} \div \div 10^{-13}$ с, которое фокусируется в пятно размером $\Phi \sim 10\text{--}100$ мкм. Наличие пространственно-временной неоднородности в распределении излучения приводит к двум эффектам. Во-первых, наблюдаемые закономерности представляют собой суммарный результат действия на разные атомы поля различной напряженности. Во-вторых, вообще говоря, как энергетическое, так и угловое распределения электронов могут изменяться в процессе их движения к детектору под действием пондеромоторных сил [18], возникающих в пространственно неоднородном поле сфокусированного лазерного излучения. Пондеромоторные силы не влияют на энергию и направление вылета электрона, если за время действия поля излучения электрон существенно не изменяет своего положения относительно места образования. При энергии

надпороговых электронов, заключенной в диапазоне 1–10 эВ, их скорость порядка $10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, так что электрон смещается на расстояние меньше 10 мкм за время t_0 порядка 10^{-11} с. Таким образом, для пренебрежения действием пондеромоторных сил необходимо использовать ультракороткие лазерные импульсы длительностью $\tau_{\text{л}} < t_0$. Однако подавляющее большинство экспериментов выполнено с длинными (с этой точки зрения) импульсами $\tau_{\text{л}} > t_0$, что затрудняет выделение закономерностей, характеризующих элементарный акт.

Отметим также, что хотя все эксперименты были выполнены в условиях когда за время лазерного импульса не возникало столкновений между частицами в области фокусировки излучения, однако, возможно, в некоторых экспериментах взаимодействие разноименных зарядов играло существенную роль. Взаимодействие зарядов может приводить к уширению пиков в энергетическом распределении и к искажению углового распределения электронов. Оценки, проведенные в работе [19], показывают, что взаимодействием зарядов можно пренебречь лишь при плотности зарядов, меньшей 10^{10} см^{-3} .

Обратимся сначала к краткому феноменологическому изложению наблюдаемых эффектов, а в дальнейшем попытаемся отделить закономерности, характеризующие элементарный акт ионизации отдельного атома, и эффекты, возникающие в результате воздействия пондеромоторных сил.

В подавляющем большинстве экспериментов процесс надпороговой ионизации наблюдается при интенсивности излучения, заключенной в диапазоне $10^{12} - 10^{14} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Как правило, появление первых надпороговых максимумов в энергетическом спектре электронов происходит при интенсивности, соответствующей нижней границе этого диапазона, $I_{\text{пор}} \sim 10^{12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. При увеличении интенсивности излучения над величиной $I_{\text{пор}}$ число наблюдаемых максимумов быстро растет. На рис. 3 представлена типичная

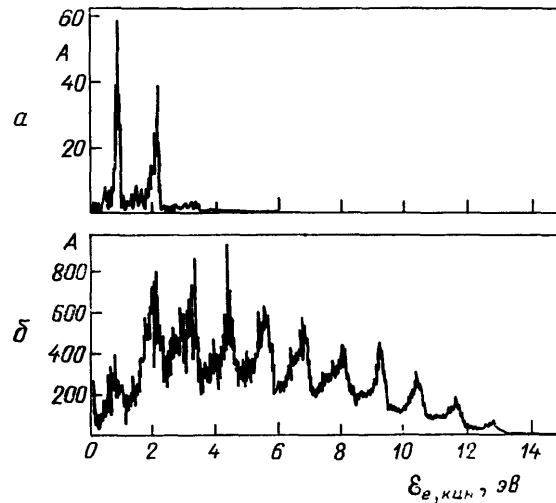


Рис. 3. Распределение электронов по энергии $\varepsilon_{e, \text{кэВ}}$ при 11-фотонном процессе ионизации атома ксенона [20]. A — амплитуда сигнала на детекторе электронов в отн. ед., одинаковых для рис. а и б. а — Интенсивность излучения $I = 1$ (в отн. ед.). б — $I = 2$

картина эволюции энергетического спектра электронов, полученная в работе [20]. Видно, что начиная с некоторой величины интенсивности излучения $I_{\text{кр}}$, амплитуды ряда последовательных максимумов начинают превышать амплитуды предыдущих максимумов. Значительное число первых максимумов может быть подавлено [21].

Процесс надпороговой ионизации характеризуется еще одним значением интенсивности излучения $I_{\text{нас}}$. При $I > I_{\text{нас}}$ процесс ионизации находится в насыщении ($w\tau_{\text{л}} \gg 1$, где w — вероятность ионизации в единицу времени), за время действия излучения происходит полная ионизация всех атомов в фокальном объеме, число образованных ионов и электронов не зависит от I .

При $I < I_{\text{нас}}$ и не ультракороткой длительности импульса излучения полное число ионов и электронов, образующихся за импульс излучения, пропорционально I^K , где K — минимальное число фотонов, поглощение которых необходимо для ионизации [20]. Как известно, такая зависимость типична для многофотонного предельного случая процесса нелинейной ионизации и следует из первого неиз исчезающего (K -го) приближения теории возмущений. На первый взгляд, этот результат противоречит самому факту надпороговой ионизации. Однако он может быть объяснен исходя из предположения, что отклонения от теории возмущений возникают в парциальных вероятностях $w^{(K+S)}$ при меньшей напряженности поля, чем для полной вероятности

$$w = \sum_S w^{(K+S)}.$$

Расчеты, проведенные в работе [22], подтверждают этот вывод. При ультракороткой длительности лазерного импульса ($\tau_{\text{л}} 2 \cdot 10^{-14}$ с) наблюдаются отклонения от закона $w \propto I^K$ [23]. Отметим, что во втором случае величина $I_{\text{нас}}$ больше, чем в первом.

Конкретные значения $I_{\text{пор}}$, $I_{\text{кр}}$ и $I_{\text{нас}}$ зависят как от рода атома, так и от частоты излучения. Есть указания, что $I_{\text{кр}}$ для атома водорода больше, чем для сложных атомов при прочих равных условиях, [24, 25]. Однако для всех экспериментов все три характерные величины $I_{\text{пор}}$, $I_{\text{кр}}$ и $I_{\text{нас}}$ соответствуют многофотонному предельному случаю, который характеризуется величиной параметра адиабатичности $\gamma \sim \omega/E \gg 1$. Следовательно, процесс надпороговой ионизации не связан с процессом туннельной ионизации в переменном поле.

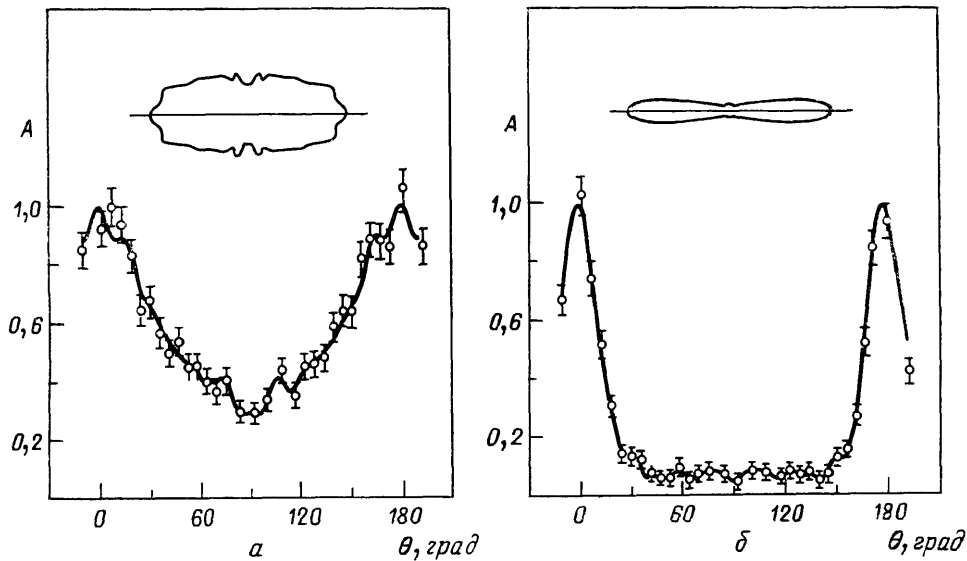


Рис. 4. Распределение электронов по углам вылета при 11-фотонном процессе ионизации атома ксенона [26]. *a* — Данные для первого максимума в энергетическом распределении электронов. *b* — Данные для максимума, соответствующего надпороговому поглощению 4 фотонов ($S = 4$). *A* — Амплитуда сигнала на детекторе электронов в относительных единицах, одинаковых для рис. *a* и *b*. Указана статистическая точность измерения величины *A*. Точность угла вылета лучше 10°

Типичная картина [26] изменения углового распределения электронов при изменении номера S надпорогового максимума в энергетическом распределении представлена на рис. 4. На рис. 5 приведены результаты теоретического расчета по теории возмущений для атома водорода [28], хорошо согласующиеся с экспериментом [27]. Общая тенденция состоит в том, что при увеличении числа надпорогово поглощенных фотонов S , угловое распреде-

ление становится менее изотропным, электроны в основном вылетают вдоль и против вектора напряженности электрического поля.

Процесс надпороговой ионизации зависит и от поляризации излучения. В случае круговой поляризации амплитуда надпороговых максимумов значительно меньше (при прочих равных условиях проведения эксперимента), а максимумы сдвинуты в область больших значений S . Качественно это объясняется большими значениями орбитального момента в конечном состоянии и большим отталкивающим центробежным потенциалом [29], в случае поля круговой поляризации.

Наконец, отметим еще один экспериментальный факт — при использовании длинных (в упомянутом выше смысле $\tau_{\text{л}} > t_0$) импульсов излучения положение надпороговых максимумов в энергетическом распределении

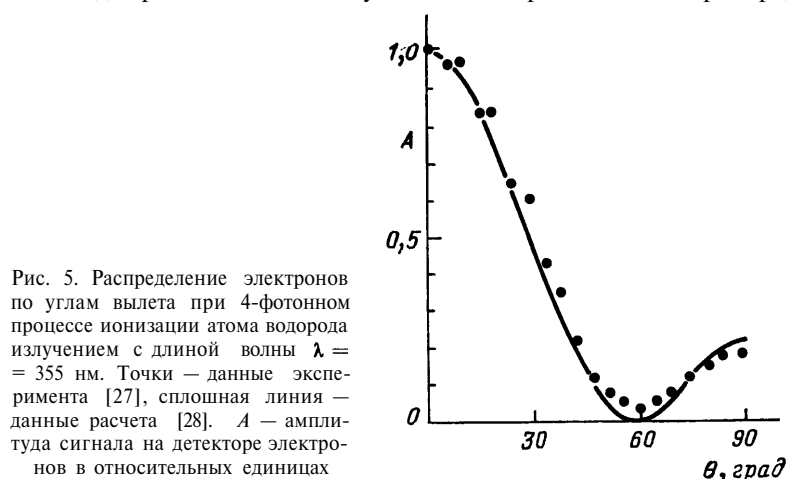


Рис. 5. Распределение электронов по углам вылета при 4-фотонном процессе ионизации атома водорода излучением с длиной волны $\lambda = 355$ нм. Точки — данные эксперимента [27], сплошная линия — данные расчета [28]. A — амплитуда сигнала на детекторе электронов в относительных единицах

электронов не зависит от интенсивности излучения, а в случае коротких импульсов ($\tau_{\text{л}} < t_0$) наблюдается сдвиг в сторону меньших энергий, пропорциональный интенсивности излучения [20, 30, 31].

Забегая вперед, отметим, что хотя теоретическому описанию процесса надпороговой ионизации посвящено очень много работ, сейчас еще далеко до количественного описания всех экспериментальных фактов. Такое описание должно включать в себя три стадии — описание элементарного акта ионизации, включающее, вообще говоря, эффекты плавного включения и выключения взаимодействия и немонохроматичности излучения; учет пространственной неоднородности поля; учет воздействия пондеромоторных сил на энергетическое и угловое распределение наблюдаемых электронов. Ниже мы выделим именно эти три стадии теоретического описания процесса надпороговой ионизации и попытаемся отметить, что на каждой из этих стадий представляется решенным вопросом, а что еще требует выяснений.

2.2. Теория возмущений. Выше уже говорилось, что сам факт наблюдения электронов с кинетической энергией

$$\mathcal{E}_{\text{е, кин}} = \mathcal{E}_{\text{е, кин}}^{(0)} + S\omega$$

при ионизации в многофотонном предельном случае ($\gamma \gg 1$), при напряженности поля $E \ll 1$, на первый взгляд, качественно противоречит оценкам по теории возмущений. Детальное выяснение вопроса о существовании или отсутствии этого противоречия является, очевидно, узловым вопросом всей теории взаимодействия сильного электромагнитного поля с атомной системой.

Задача состоит в корректном вычислении составных матричных элементов K -го и $(K + 1)$ -го порядков. Из условия, что отношение этих матричных элементов равно 1, может быть найдено значение интенсивности излуче-

ния $I_{\text{кр}}$. Матричные элементы вычислялись как численно [25, 28, 32], так и аналитически, в квазиклассическом приближении [33, 37, 38].

Квазиклассической является область дискретного и непрерывного спектра, близкая к порогу ионизации (в континууме это область $\xi \ll 1$). В этой области сложные выражения для кулоновских матричных элементов [35, 36] упрощаются [33, 34]. Так, например, матричный элемент оператора $1/2 (\mathbf{dE}_0)$ (где d — дипольный момент) между состояниями непрерывного спектра с энергией $\xi, \xi' \ll 1$, может быть записан в виде [37]

$$V_{\xi\xi'} = \frac{1}{2} (\mathbf{dE}_0)_{\xi\xi'} \sim \frac{E_0}{|\xi' - \xi|^{5/3}} = \frac{E_0}{\omega^{5/3}}. \quad (1)$$

В (1) при переходе к последней формуле положено $|\xi - \xi'| = \omega$, а волновые функции непрерывного спектра нормированы на δ -функцию от разности энергий ξ и ξ' .

Матричный элемент $M_{\xi_0}^{(K+1)}$ порядка $K + 1$, описывающий переход электрона из основного состояния (0) в атоме в конечное состояние с энергией

$$\xi = \xi_0 + (K + 1)\omega$$

(первый дополнительный надпороговый максимум $S = 1$), содержит K сумм и интегралов по промежуточным связанным и свободным состояниям. Выделяя явно часть $M_{\xi_0}^{(K+1)}$, содержащую многофотонный «резонанс» на состояниях непрерывного спектра с энергией $\xi_0 + K\omega$ (ξ_0 — энергия основного уровня), запишем $M_{\xi_0}^{(K+1)}$ в виде

$$M_{\xi_0}^{(K+1)} = - \int d\xi' \frac{M_{\xi_0}^{(K)} V_{\xi\xi'}}{\xi' - (\xi - \omega) + i0} + (M_{\xi_0}^{(K+1)})_{\text{нр}}, \quad (2)$$

где $(M_{\xi_0}^{(K+1)})_{\text{нр}}$ — часть матричного элемента, содержащая сумму по нерезонансным промежуточным дискретным уровням, $\xi = \xi_0 + (K + 1)\omega$. Первое слагаемое в правой части уравнения (2) может быть представлено в виде суммы интеграла в смысле главного значения и интеграла, содержащего δ -функцию. Последний дает

$$(M_{\xi_0}^{(K+1)})_{\text{пол}} = i\pi M_{\xi_0 - \omega, 0}^{(K)} V_{\xi, \xi - \omega}. \quad (3)$$

Следуя работе [38], можно предположить, что как интеграл в смысле главного значения, так и слагаемое $(M_{\xi_0}^{(K+1)})_{\text{нр}}$ в (2) дают малый вклад в матричный элемент (3) по сравнению с (3). Приближение, в котором матричный элемент заменяется на (3), принято называть приближением факторизованных матричных элементов или полюсным приближением. В рамках этого приближения из уравнения (1) находим, что отношение высот первого дополнительного и основного максимумов по порядку величины равно

$$V^2 = \frac{E_0^2}{\omega^{10/3}}. \quad (4)$$

Этот результат качественно объясняет, почему вообще существует явление надпороговой ионизации и почему существенные отклонения от теории возмущений могут возникать в полях, много меньших, чем атомные поля. Согласно (4) причина состоит в малости частоты ω по сравнению с атомной частотой $\omega_a \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$ (в атомной системе единиц $\omega \ll 1$). В меру малости частоты матричные элементы переходов в континууме аномально велики, что приводит к существенным отклонениям от результатов теории

возмущений и к появлению не малых надпороговых максимумов при интенсивности излучения

$$I \sim I_{\text{кр}} \sim \omega^{10/3} \ll 1. \quad (5)$$

Предположение о том, что вклад интеграла в смысле главного значения в $M_{\mathcal{E}0}^{(K+1)}$ (вместе с $(M_{\mathcal{E}0}^{(K+1)})_{\text{нр}}$) мал по сравнению с полюсным слагаемым (3), вообще говоря, не имеет достаточно обоснования. Нет буквенного параметра, оправдывающего малость отброшенных слагаемых. Имеются, однако, соображения в пользу того, что слагаемые, отброшенные в матричном элементе, малы ввиду компенсации вкладов областей \mathcal{E}' очень близких к \mathcal{E} , удовлетворяющих неравенству $|\mathcal{E}' - \mathcal{E}| < \mathcal{E}^{3/2} \ll \mathcal{E} \ll 1$, и далеких от \mathcal{E} , удовлетворяющих неравенству $|\mathcal{E}' - \mathcal{E}| > \mathcal{E}^{3/2}$ [39, 40]. Резюмируя, по-видимому, на данный момент можно утверждать лишь справедливость оценки $I_{\text{кр}}$ по соотношению (5) по порядку величины.

Учет отброшенных слагаемых в (2) может изменить эти оценки в количественном отношении, но, по-видимому, не повлияет на характер качественной зависимости V^2 (4) и $I_{\text{кр}}$ (5) от ω .

Обсудим вопрос о соотношении полученных выражений для V^2 и $I_{\text{кр}}$ с теми, которые могли бы быть обусловлены динамическим эффектом Штарка. Известно [2], что Штарковский сдвиг уровня \mathcal{E}_n в переменном поле равен $-(1/4)\alpha_n(\omega)E_0^2$, где $\alpha_n(\omega)$ — динамическая поляризуемость, примерно равная при $\mathcal{E}_n < \omega \ll 1$ величине $-\omega^{-2}$. Сдвиг высоких (ридберговских) уровней и порога ионизации атома равен энергии колебаний свободного электрона в поле волны $\delta\mathcal{E} = E_0^2/4\omega^2$. Изменение энергии связи электрона в основном состоянии равно

$$\delta\mathcal{E}_0 = \frac{1}{4}E_0^2(\omega^{-2} - \alpha_0(\omega)). \quad (6)$$

В атомах благородных газов $\alpha_0(\omega) \sim \alpha_0(0) \sim 1$ для гелия и ~ 27 для ксенона, так что при $\omega \lesssim 10^{-1}$ имеют место следующие соотношения:

$$|\alpha_0(\omega)| \ll \omega^{-2}, \quad \delta\mathcal{E}_0 \sim \delta\mathcal{E} = E_0^2/4\omega^2.$$

Если $\delta\mathcal{E} > \omega$, то первый надпороговый максимум может опуститься ниже порога ионизации и, тем самым, пропасть. Следовательно, условие $\delta\mathcal{E} \sim \omega$ определяет характерный параметр $V'^2 = E_0^2/\omega^3$, ограничивающий область применимости теории возмущений, и соответствующую критическую интенсивность $I'_{\text{кр}} \sim \omega^3$. В силу условия $\omega \ll 1$ параметр V'^2 является более слабым, чем V^2 (4), а поле $I'_{\text{кр}}$ больше, чем $I_{\text{кр}}$ (5). Следовательно, в кулоновском поле именно квазиклассический характер переходов вблизи порога, а не динамический эффект Штарка, ограничивает область применимости теории возмущений и определяет критическую интенсивность. Подчеркнем, что этот вывод существенно связан с кулоновским характером взаимодействия электрона с остаточным ионом, так как именно этим взаимодействием определяется вид квазиклассических матричных элементов (1).

В случае короткодействующего потенциала матричный элемент (1) заменяется выражением вида

$$V_{\mathcal{E}\mathcal{E}'} \sim E_0\mathcal{E}'^{1/2} \text{Re} \frac{1}{(\mathcal{E}' - \mathcal{E} + i)^2}, \quad (7)$$

которое справедливо во всей квазиклассической области $\mathcal{E}, \mathcal{E}' \ll 1$, независимо от соотношения между \mathcal{E} и \mathcal{E}' . В случае кулоновского потенциала формулы (1) и (7) справедливы в областях $|\mathcal{E}' - \mathcal{E}| > \mathcal{E}^{3/2}$ и $|\mathcal{E}' - \mathcal{E}| < \mathcal{E}^{3/2}$ соответственно [39, 40]. При $|\mathcal{E}' - \mathcal{E}| = \omega$, $\mathcal{E} \sim \omega$, уравнение (7) дает $V_{\mathcal{E}\mathcal{E}'} \sim E_0\omega^{3/2}$, что приводит к замене величины V^2 (см. (4)) на V'^2 и $I_{\text{кр}}$ (см. (5)) на $I'_{\text{кр}}$. В случае короткодействующего потенциала параметр, характеризующий применимость 1-го неисчезающего приближения теории

возмущений, и величина критической интенсивности излучения совпадают с параметрами, которые определяются динамическим эффектом Штарка. Отметим, что хотя $I'_{кр}$ и больше, чем величина $I_{кр}$, следующая из (5), тем не менее $I'_{кр} \ll 1$ при $\omega \ll 1$. Поэтому, хотя в короткодействующем потенциале критическая интенсивность и больше, чем в кулоновском потенциале, но она много меньше атомной интенсивности. Известно, что модель короткодействующего потенциала в первом приближении описывает отрицательные ионы. Поэтому в отрицательных ионах, согласно сделанным выше оценкам, следует ожидать проявления процесса надпорогового фотоотрыва при интенсивностях $I \gg I'_{кр} > I_{кр}$. Соответствующие экспериментальные данные пока отсутствуют.

Остановимся на результатах численных расчетов по теории возмущений, проведенных для атома водорода [25]. Результаты этих расчетов показывают, что в целом реальная частотная зависимость $w^{(K)}(\omega)$ и $w^{(K+1)}(\omega)/w^{(K)}(\omega)$ является более сложной, чем та, которая следует из качественных квазиклассических оценок. Вероятность $w^{(K+1)}(\omega)$ имеет резонансы на дискретных

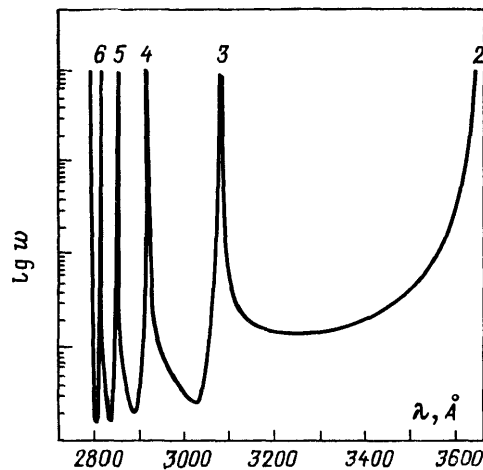


Рис. 6. Зависимость вероятности пятифотонной надпороговой ионизации атома Н (в отн. ед.) от длины волны излучения λ при $K = 4$. Сверху — значения главного квантового числа дискретных уровней, на которых имеют место промежуточные резонансы; расчет по теории возмущений [25]

уровнях (рис. 6). Отношение $w^{(K+1)}(\omega)/w^{(K)}(\omega)$ также имеет максимумы и минимумы (рис. 7). Минимумы этого отношения соответствуют резонансным максимумам в частотной зависимости $w^{(K+1)}(\omega)$, а максимумы — межрезонансным промежуткам. Перепады между максимумами и минимумами отношения $w^{(K+1)}(\omega)/w^{(K)}(\omega)$ оцениваются численным фактором ~ 2 . В табл. 1 приведены значения отношения $w^{(K+1)}/w^{(K)}$ в четырех случайно взятых точках. Очевидна общая тенденция к росту этого отношения с уменьшением ω (или ростом λ). Отметим, что рассчитанные в [25] значения $w^{(K+1)}/w^{(K)}$ находятся в хорошем согласии с экспериментом [24], выполненном при $\lambda = 3076 \text{ \AA}$.

Таблица I. Результаты расчета [25] отношения вероятностей образования электронов при ионизации атома водорода в первом надпороговом $w^{(K+1)}$ и пороговом $w^{(K)}$ максимумах в зависимости от длины волны λ

	$K = 2$	3	7	8
$\lambda, \text{ \AA}$	1216	2432	6155	7181
$w^{(K+1)}/w^{(K)}, (10^{15} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}/I)^{-1}$	0,4	2	25	70

Из табл. I видно, что при $\lambda \sim 500 \text{ нм}$ $I_{кр} \sim 10^{14} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, а при $\lambda \sim 10^3 \text{ нм}$ $I_{кр} \sim 10^{13} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Эти значения существенно выше, чем экспериментально измеренные величины $I_{кр}$ в атомах благородных газов [41] ($\sim 10^{12}$

и 10^{11} Вт·см $^{-2}$). Следовательно, $I_{кр}$ существенно зависит от вида атома и, в частности, от величины потенциала ионизации (при заданном ω). Это обстоятельство не отражено в квазиклассической формуле (5) и, насколько нам известно, до настоящего времени не имеет простого качественного теоретического объяснения.

На рис. 7 отношение $w^{(k+1)}/w^{(k)}$ изображено в зависимости от $\lambda^{10/3} \propto \omega^{-10/3}$, что удобно для сравнения с результатами квазиклассического приближения, которым в этих координатах соответствовала бы прямая линия.

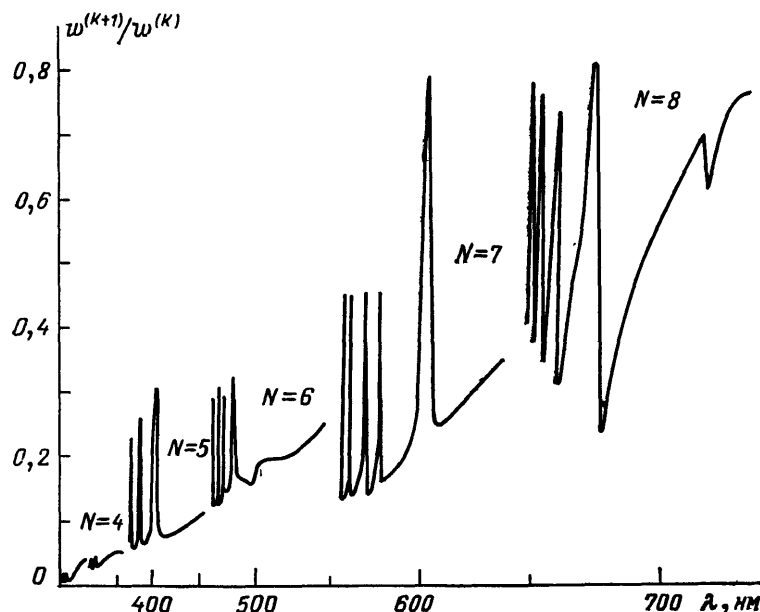


Рис. 7. Отношение вероятностей $K+1$ - и K -фотонной ионизации атома водорода в зависимости от $\lambda^{10/3}$; численный расчет по теории возмущений [25]

На первый взгляд может показаться, что нет удовлетворительного согласия численных расчетов с расчетами в квазиклассическом приближении. Однако следует отметить, что перепады между максимумами и минимумами невелики, а квазиклассические формулы дают значения V^2 (см. 4) и $I_{кр}$ (см. 5) с точностью до коэффициента ~ 2 . В рамках этой точности можно утверждать, что имеет место вполне удовлетворительное соответствие между результатами численных расчетов и расчетов по квазиклассическим формулам.

Резюмируя рассмотренные выше результаты, основанные на использовании квазиклассического приближения, можно утверждать, что основная их ценность заключается в разрешении того противоречия, о котором говорилось выше. Эти результаты объясняют, почему отклонения от теории возмущений возникают при напряженности внешнего поля, меньшей чем атомная напряженность. Причина состоит в том, что при частоте $\omega \ll 1$ велики матричные элементы переходов в континууме.

2.3. Модели сильного взаимодействия в континууме. В основе этих моделей лежит учет многократных переходов электрона между состояниями континуума (непрерывного спектра) под действием внешнего переменного поля. По сути дела, к таким моделям относятся и классические работы 60–70-х годов по нелинейной ионизации атомов [42–46], к которым близки и некоторые более поздние работы [47, 48]. Однако использование результатов этих работ для описания процесса надпороговой ионизации атомов требует осторожности. Дело в том, что, во-первых, во всех указанных выше работах исходно предполагается короткодействующее

щий атомный потенциал, т. е. пренебрегается влиянием кулоновского потенциала реального атома на волновые функции электрона в континууме. Во-вторых, конечные результаты в работах [42—44, 47, 48] получены путем различных упрощений исходных уравнений, не имеющих достаточно строгих обоснований. Необходимо иметь ввиду, что из результатов этих работ следуют различные буквенные параметры, определяющие искомое отношение вероятностей ионизации, рассчитанных в $K + 1$ -м и K -м порядках теории возмущений. Так, согласно результатам работ [42, 44] при $\gamma \gg 1$ отношение

$$\frac{w^{(K+1)}}{w^{(K)}} \sim \frac{1}{\gamma^2} \sim \frac{E^2}{\omega^2},$$

в то время как согласно результатам работ [43, 45—47]

$$\frac{w^{(K+1)}}{w^{(K)}} \sim \frac{E^2}{K^2 \omega^3} \sim \frac{E^2}{\omega}.$$

Оба эти параметра существенно отличаются от того параметра, который был получен выше из квазиклассической оценки для короткодействующего потенциала:

$$\frac{w^{(K+1)}}{w^{(K)}} \sim \frac{E^2}{\omega^3}.$$

Соответственно, критическая интенсивность излучения $I'_{кр}$ для надпороговой ионизации, следующая из квазиклассической оценки, оказывается значительно меньшей, чем следующая из результатов работ [42—47]. По нашему мнению, квазиклассическая оценка является наиболее достоверной, так как она получена в рамках самой теории возмущений.

На современном уровне моделям сильной связи посвящено много работ, из которых мы остановимся на работе [49], как наиболее информативной. Основная идея состоит в том, чтобы исходя из уравнения Шрёдингера записать и решить систему связанных уравнений для амплитуд вероятностей нахождения атома в основном состоянии и в различных состояниях континуума, в которых учитывается кулоновское взаимодействие электрона с атомом.

Конкретный вариант теории, реализованный в работе [49], известен под названием «метода существенных состояний». Одним из основных приближений, использованных в работе [49], является так называемое «полюсное приближение», по сути дела аналогичное обсуждавшемуся в предыдущем пункте приближению факторизованных матричных элементов (3). Ввиду этой аналогии и тех замечаний, которые были сделаны выше относительно справедливости соотношения (3), следует предполагать, что и результаты работы [49] правильно описывают элементарный акт надпороговой ионизации лишь качественно. Выход за рамки полюсного приближения может количественно изменить результаты [49]. Основные выводы теории [49] сводятся к следующему:

1) вводится так называемый параметр насыщения Z , по существу совпадающий с величиной V^2 , определяемой соотношением (4); условие $Z \sim 1$ определяет величину $I_{кр}$, для которой приводятся численные оценки, совпадающие с теми, которые следуют из квазиклассики (см. (5));

2) в диапазоне интенсивностей $I_{кр} < I < I_{нас}$ предсказывается возникновение частичного насыщения первых максимумов в энергетическом распределении; высота каждого максимума пропорциональна $I^{K-(1/2)}$, т. е. при увеличении I увеличивается медленнее, чем в более слабом поле $I < I_{кр}$; ширины максимумов по порядку величины равны τ_n^{-1} (поле предполагается монохроматичным); число таких максимумов равно $S \sim V$;

3) в области интенсивностей $I > I_{нас}$ имеет место сильное ионизационное уширение и подавление первых максимумов; число таких максимумов по-прежнему $S \sim V$, высота каждого из них пропорциональна $I^{-K-(1/2)}$, а ширина — I^K ;

4) при $I < I_{\text{нас}}$ вероятности надпороговой ионизации растут линейно с увеличением длительности импульса $\tau_{\text{л}}$; при $I > I_{\text{нас}}$ вероятности $w^{(K+S)}$ не зависят от $\tau_{\text{л}}$.

Таким образом, новым по сравнению с выводами теории возмущений являются результаты, относящиеся к значениям интенсивности $I > I_{\text{кр}}$.

Обратим внимание на четвертый пункт сформулированных **выводов**. Описанная зависимость $w^{(K+S)} \sim \tau_{\text{л}}$ явно указывает на то, что процесс надпороговой ионизации не имеет ни каскадного, ни диффузионного характера. Под каскадным здесь понимается процесс последовательного перезаселения состояний континуума: $\mathcal{E}_0 \rightarrow \mathcal{E}_0 + K\omega \rightarrow \mathcal{E}_0 + (K+1)\omega \rightarrow \mathcal{E}_0 + (K+2)\omega \rightarrow$ и т. д. Диффузионным является процесс, при котором из каждого состояния $\mathcal{E}_0 + (K+S)\omega$ происходят переходы «вверх» и «вниз» (в состоянии $\mathcal{E}_0 + (K+S+1)\omega$ и $\mathcal{E}_0 + (K+S-1)\omega$) с примерно равными вероятностями, в результате чего происходит диффузионное уширение огибающей вероятностей [50]. Обе эти возможности исключаются, так как они характеризуются зависимостями $w^{(K+S)}(\tau_{\text{л}})$, противоречащими описанной выше. В работах [51] была выяснена физическая причина выхода $w^{(K+S)}(\tau_{\text{л}}$ на стационарное распределение при достаточно больших $\tau_{\text{л}}$. В процессе ионизации происходит когерентное заселение состояний континуума (возникают волновые пакеты). Последующие переходы из таких состояний интерферируют друг с другом. Следствием интерференции является то, что $w^{(K+S)}(\tau_{\text{л}}) = \text{const}$, как только $\tau_{\text{л}}$ становится больше, чем обратная ширина волнового пакета $(\Delta\mathcal{E})^{-1}$ [49]. В надпороговой ионизации $\Delta\mathcal{E}$ совпадает с ионизационной шириной основного уровня, и условие $\tau_{\text{л}} > (\Delta\mathcal{E})^{-1}$ есть условие насыщения (полной ионизации атома).

В работе [49] рассматривалась одномерная модель атома, т. е. не учитывалось вырождение состояний континуума по орбитальному моменту. Учет этого фактора был выполнен в работах [52]. Как следует из этих работ, учет вырождения по орбитальному моменту не изменяет существенно качественных предсказаний работ [49] о характере процесса надпороговой ионизации. Но только при учете всей совокупности состояний с различными значениями орбитального момента может быть поставлен вопрос об угловом распределении фотоэлектронов. Предсказания работ [52] находятся в качественном согласии с экспериментом [26, 27, 53]: низшие надпороговые максимумы образуются в результате суперпозиции состояний с не очень большими значениями орбитального момента L , а с ростом энергии фотоэлектронов (или номера надпорогового максимума S) насыщенность возбуждаемых состояний сферическими гармониками и средний L возрастают.

Отметим, что в ряде работ [54–56] обсуждались альтернативные модели сильного взаимодействия в континууме, в некотором смысле противоположные модели [49]. Наиболее просто различие между этими моделями формулируется в пределе слабого поля. Модели [54–56] соответствуют предположению, что в матричный элемент $M_{\mathcal{E}_0}^{(K+1)}$ основной вклад вносит не δ -функция, а интеграл в смысле главного значения, который по предположению в основном определяется областью \mathcal{E}' близких к \mathcal{E} . Формально математически это проявляется в замене $V_{\mathcal{E}\mathcal{E}'}$ на $\delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}')$ (в представлении $V = pA$, где A — векторный потенциал поля). Однако, как уже говорилось выше, детальный анализ матричного элемента $V_{\mathcal{E}\mathcal{E}'}$ показывает, что вклад области, где \mathcal{E}' весьма близко к \mathcal{E} , мал, что позволяет считать и интеграл в смысле главного значения также малым. Поэтому, на наш взгляд, модели [54–56] вряд ли можно считать физически обоснованными, и если делать выбор между подходом работ [49] и [47–49], то предпочтение следует отдать описанной выше модели [49], с учетом сделанных замечаний.

Серьезным недостатком всех описанных моделей сильной связи [49, 52, 54–56] является приближение мгновенного включения взаимодействия в сочетании с тем обстоятельством, что в указанных работах не учитывается

сдвиг уровней и порога ионизации за счет динамического эффекта Штарка. Поэтому область применимости результатов работы [49] ограничена условием $I < I_{кр} \sim \omega^3$ (см. выше п. 2.2). Область интенсивностей от $I_{кр}$, определяемого соотношением (5), до $I_{кр}$, является достаточно узкой, и поэтому трудно сказать, возможно ли детальное сопоставление с экспериментом каких-либо из результатов работ [49, 52], отличных от результатов теории возмущений.

В силу указанных ограничений модели сильной связи [49, 52, 54–56] не описывают эффект подавления низших надпороговых максимумов за счет повышения порога ионизации при $I > I_{кр} \sim \omega^3$. Отметим в связи с этим работу [57], где численно, ab initio, решалось одномерное уравнение Шрёдингера с потенциалом $-(1 + X)^{-1/2}$ в поле электромагнитной волны. В рамках такого подхода в области $I > I_{кр}$ был описан и эффект «закрытия» каналов надпороговой ионизации за счет повышения порога ионизации на величину $E_0^2/4\omega^2$.

Прежде чем переходить к экспериментальным данным, относящимся к элементарному акту, и их сопоставлению с теорией, обратимся к пондеромоторному потенциалу и его влиянию на энергии и угловые распределения электронов, выходящих из области, где происходит ионизация, на детектор. Лишь выяснив роль пондеромоторного потенциала, можно выделить наблюдаемые эффекты, относящиеся к элементарному акту.

2.4. Роль пондеромоторного потенциала. Как уже говорилось выше, распределение лазерного излучения в области, где происходит ионизация, существенно неоднородно. Неоднородность пространственного распределения проявляется в действии пондеромоторной силы [15], являющейся градиентом от пондеромоторного потенциала. Пондеромоторного потенциала в пространственно-неоднородном поле наиболее просто вводится с помощью усреднения гамильтониана нерелятивистского электрона в переменном поле $E = E_0(r) \sin \omega t$ по быстрым осцилляциям с частотами ω и 2ω [58]:

$$H = \frac{1}{2} \left(p + \frac{E_0(r)}{\omega} \sin \omega t \right)^2 = \frac{p^2}{2} + \frac{E_0^2(r)}{4\omega^2}. \quad (8)$$

Второе слагаемое в правой части последнего равенства описывает потенциальную энергию, которая есть не что иное, как пондеромоторный потенциал. Соответствующая пондеромоторная сила $-\nabla E_0^2(r)/4\omega^2$ в научной литературе именуется градиентной силой (или иногда силой Гапонова — Миллера [59]).

Воздействие пондеромоторного потенциала на энергию электронов заключается в том, что если ионизация атома происходит в точке r_0 , то при выходе электрона из фокальной области его потенциальная энергия уменьшается на величину $E_0^2(r_0)/4\omega^2$ и на ту же величину увеличивается его кинетическая энергия.

Очевидно, что количественно эффект от действия пондеромоторного потенциала тем больше, чем меньше частота излучения. Это хорошо видно на примере результатов электронной спектроскопии, проведенной при нелинейной ионизации атомов благородных газов в поле инфракрасного излучения CO_2 -лазера [60].

При типичной величине частоты излучения, используемой при наблюдении и исследовании процесса надпороговой ионизации атомов, $\omega \sim 1$ эВ, электрон, выходящий из области фокусировки, увеличивает свою кинетическую энергию на величину от 0,1 эВ при $I \sim 10^{12}$ до 10 эВ при $I \sim 10^{14}$ Вт \times \times см⁻². Для того чтобы электрон успевал выйти из области фокусировки излучения за время действия лазерного импульса, этот импульс должен быть достаточно длинным. Соответствующие оценки приведены в п. 2.1. Эти оценки показывают, что практически лишь при пико- и фемтосекундной дли-

тельности импульса электрон не успевает выйти из области фокусировки излучения. Таким образом, казалось бы, следует, что в подавляющем большинстве экспериментов, выполненных с длинными импульсами, пондеромоторное ускорение электронов должно существенно искажать положение надпороговых максимумов на шкале энергий, относящееся к элементарному акту. Однако на самом деле такое искажение не наблюдается, что находит объяснение при учете динамического эффекта Штарка.

Как уже обсуждалось выше, сдвиг порога ионизации из-за динамического эффекта Штарка в атомах благородных газов практически сводится к величине, равной средней энергии осцилляции электрона в поле волны $E^2/4\omega^2$. В таких условиях уменьшение кинетической энергии электрона в континууме, обусловленное повышением порога ионизации из-за эффекта Штарка, почти точно компенсирует увеличение кинетической энергии электрона при его ускорении в пондеромоторном потенциале. Это означает, что в случае благородных газов спектры электронов, образующихся при надпороговой ионизации, не искажаются эффектом пондеромоторного ускорения и должны отражать элементарный акт ионизации. Отметим, что это специфика атомов благородных газов и не очень коротковолнового излучения (ближнего ультрафиолетового, видимого и инфракрасного), так как в таких условиях динамической поляризуемостью основного состояния можно пренебречь по сравнению с колебательной энергией свободного электрона в поле волны. Для большинства других атомов это не так, что видно хотя бы из известных данных о статической поляризуемости [61].

В общем случае кинетическая энергия электронов вне фокальной области описывается соотношением

$$\xi_{e, \text{кин}}^{(S)} = (K + S) \omega + \xi_0 + \frac{E_0^2(r_0)}{4\omega^2} - \frac{E_0^2(r_0)}{4} (\omega^{-2} + \alpha_0(\omega)) \approx \xi_0 + (K + S) \omega. \quad (9)$$

(В последнем приближенном равенстве принято, что $\alpha_0(\omega) \ll \omega^{-2}$.)

Отсутствие зависимости энергии электронов от интенсивности излучения в случае наблюдения процесса надпороговой ионизации атомов благородных газов наблюдалось в многочисленных экспериментах, например, в [21, 53, 62]. Объяснение этого эффекта, подобное описанному выше, было дано в работах [63, 64].

Пондеромоторное ускорение может быть причиной и уширения надпороговых максимумов. Такая возможность определяется нестационарностью поля, т.е. изменением его амплитуды во времени, $E_0 = E_0(r, t)$. Если за время вылета электрона из фокальной области пондеромоторный потенциал несколько изменится, то компенсация штарковского сдвига будет неполной (или чрезмерной) и энергия электрона будет отличаться от $\xi_{e, \text{кин}}^{(S)}$, даваемого соотношением (9). Нетрудно оценить масштаб изменения $\xi_{e, \text{кин}}^{(S)}$:

$$\Delta \xi \sim \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \frac{E_0^2(r, t)}{4\omega^2} \approx \frac{\Delta t}{\tau_{\text{п}}} \frac{E_0^2}{4\omega^2}. \quad (10)$$

Поскольку фотоэлектрон может образоваться в различные моменты времени, когда dE_0/dt может иметь разные знак и величину, различным может быть и сдвиг энергии. В среднем это приведет к уширению максимумов, причем масштаб уширения будет определяться соотношением (10). Уширение надпороговых максимумов, обусловленное нестационарностью пондеромоторного потенциала, объясняет результаты экспериментов [53], изображенные на рис. 8.

Пондеромоторный потенциал может существенно влиять и на угловое распределение электронов. В однородном поле направления распространения фотоэлектронов в основном соответствуют направлениям вдоль и против вектора поляризации поля. Пондеромоторное ускорение направлено против градиента пондеромоторного потенциала. Если фокальная область более или менее симметрична во всех направлениях, то ускорение электронов в понде-

ромоторном потенциале приведет к изотропизации диаграммы направленности электронов. При этом ясно, что степень изотропизации будет больше в случае низших надпороговых максимумов. В области высоких надпороговых максимумов начальная кинетическая энергия электрона сравнительно велика, прирост кинетической энергии и искривления траекторий электрона от-

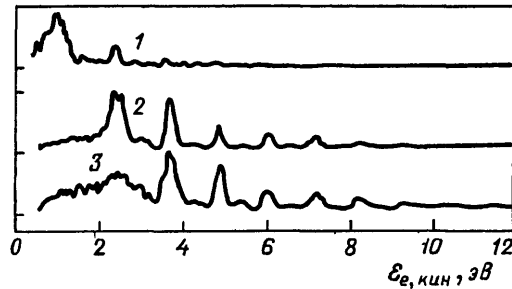


Рис. 8. Экспериментальные данные, иллюстрирующие уширение максимумов в энергетическом распределении электронов, возникающее при увеличении интенсивности излучения [53]. $I = 5,6 \cdot 10^{13}$ (1), $10,2 \cdot 10^{13}$ (2) и $14,1 \cdot 10^{13}$ (3)

носительно малы, что объясняет и меньшую степень изотропизации диаграммы направленности. Эти качественные выводы согласуются с результатами экспериментов [53].

Подчеркнем, что данное объяснение является альтернативным по отношению к объяснению особенностей углового распределения надпороговых электронов, основанному на анализе элементарного акта ионизации [28, 52]. Оба подхода приводят к качественно подобным результатам, согласующимся с экспериментами [26, 27, 53]. В настоящее время трудно сказать, что же является определяющим для формирования диаграмм направленности вылета надпороговых электронов — ускорение в пондеромоторном потенциале или специфика элементарного акта ионизации.

2.5. Надпороговая ионизация под действием импульсов излучения короткой длительности. Если длительность импульса меньше, чем время выхода электрона из фокальной области, то за время импульса электрон не успевает ускориться в

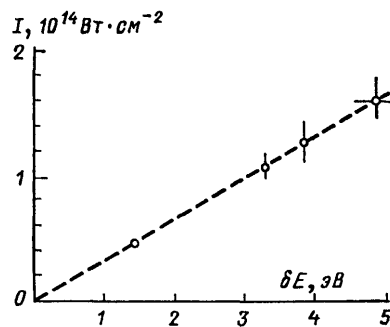


Рис. 9. Экспериментальные данные [31], иллюстрирующие роль динамического эффекта Штарка при надпороговой ионизации: δE — изменение энергии фиксированного надпорогового максимума, I — интенсивность излучения

пондеромоторном потенциале. При ионизации в точке r_0 фокальной области после выключения импульса электрон остается с кинетической энергией

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{e, \text{кин}}^{(S)} &= \mathcal{E}_0 + (K + S) \omega - \frac{E_0^2(r_0)}{4} (\omega^{-2} + \alpha_0(\omega)) \approx \\ &\approx \mathcal{E}_0 + (K + S) \omega - \frac{E_0^2(r_0)}{4\omega^2}. \quad (11) \end{aligned}$$

Эта кинетическая энергия зависит от интенсивности излучения в том месте, где происходит ионизация. С ростом интенсивности излучения кинетическая энергия электрона уменьшается, что и наблюдалось экспериментально [30, 31, 65].

В работе [31] была экспериментально измерена линейная по интенсивности излучения зависимость сдвига надпороговых максимумов при ионизации атома ксенона излучением с длиной волны $\lambda = 670$ нм при $\tau_{\text{л}} = 100$ фс (рис. 9). Максимальный сдвиг достигал величины 5,6 эВ. При этом первые два надпороговых максимума оказывались ниже порога ионизации, и соответствующие фотоэлектроны не наблюдались. В связи с этим возникает один из упоминавшихся выше вариантов объяснения экспериментально наблюдаемого подавления первых надпороговых максимумов: если штарковский сдвиг порога становится больше, чем ω ($E_0 > \omega^{3/2}$), то электроны не выходят в континуум и соответствующие максимумы не должны наблюдаться. Это объяснение относится как к коротким, так и к длинным импульсам, поскольку штарковский сдвиг порога нечувствителен к тому, влияет или не влияет пондеромоторный потенциал на движение электрона от атома к детектору. Но важно отметить, что в указанной интерпретации существенно предположение об отсутствии насыщения. Согласно [31] в условиях этого эксперимента было $I_{\text{нас}} = 1,7 \cdot 10^{14}$ Вт·см⁻². Только в отсутствие насыщения ($I_{\text{max}} < I_{\text{нас}}$) ионизация в основном осуществляется в центре фокальной области, где $I \approx I_{\text{max}}$ и возможен значительный штарковский сдвиг порога ($E_0 > \omega^{3/2}$).

Условия эксперимента [30] были очень близки к условиям работы [31]: $\tau_{\text{л}} = 500$ фс, $\lambda = 616$ нм. Однако результаты работ [30, 31] во многом различны. В эксперименте [30] было найдено, что интенсивность насыщения равна $I_{\text{нас}} = 3,1 \cdot 10^{13}$ Вт·см⁻². Столь заметное отличие от результатов работы [31], возможно, связано с пятикратным различием в длительности импульса. В отличие от [31] в условиях эксперимента [30] иногда явно проявлялся резонансный характер процесса ионизации (об этом см. ниже), что, возможно, увеличивало его эффективность и снижало $I_{\text{нас}}$.

Результирующий спектр надпороговых электронов существенно зависит от соотношения между максимальной интенсивностью излучения в лазерном импульсе I_{max} и интенсивностью насыщения $I_{\text{нас}}$. Сдвиг надпороговых максимумов наблюдался как при $I_{\text{max}} < I_{\text{нас}}$ [31], так и при $I_{\text{max}} > I_{\text{нас}}$ [30]. Однако при наличии насыщения, $I_{\text{max}} > I_{\text{нас}}$, в [30] сдвиг максимумов ограничен (рис. 10). Последние две кривые на рис. 10, соответствующие разным длительностям импульсов и разным интенсивностям I , практически совпадают. Наличие насыщения и высокой степени нелинейности позволило ввести модель почти ступенчатой ионизации. Если максимальная интенсивность в фокусе $I_{\text{max}} > I_{\text{нас}}$, то ионизация в основном происходит в окрестности тех областей фокальной области и тех моментов времени, где $I(r, t) \approx I_{\text{нас}}$. При численном моделировании в работе [30] используется следующая интерполяционная формула для вероятности K -фотонной ионизации в единицу времени в момент времени в точке r :

$$w^{(K)}(r, t) = \Gamma_i(r, t) \exp \left(- \int_{-\infty}^t \Gamma_i(r, t') dt' \right), \quad (12)$$

где $\Gamma_i(r, t) \propto (I(r, t)/I_{\text{нас}})^K$ — ионизационная ширина основного уровня, $I(r, t)$ — интенсивность поля лазерного излучения в точке r в момент време-

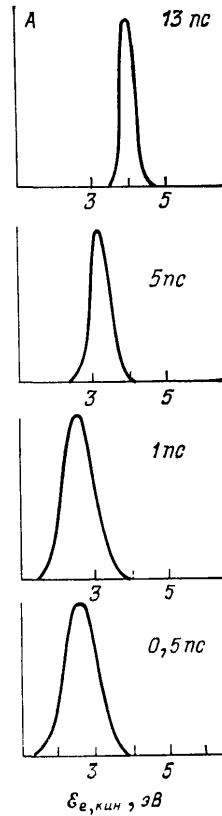


Рис 10. Экспериментальные данные [30], иллюстрирующие ограничения в сдвиге надпороговых максимумов при наличии насыщения в процессе ионизации. A — амплитуда сигнала на детекторе электронов в относительных единицах, одинаковых для всех рисунков

ни t . Полная вероятность вычисляется как интеграл от $w(r, t)$ по r и t . Таким образом, были получены кривые на рис. 10, хорошо описывающие результаты эксперимента [30]. При наличии насыщения $I_{\max} > I_{\text{нас}}$, очевидно, может стать неприемлемой описанная выше интерпретация причин подавления первых надпороговых максимумов за счет сильного штарковского сдвига порога ионизации. Эта интерпретация в известной мере сохраняет силу, только если при $I = I_{\text{нас}}$ сдвиг больше, чем ω . В противном случае сдвиг максимумов меньше, чем ω , и они расположены выше порога ионизации и не подавляются. Детально картина эволюции надпороговых максимумов в зависимости от I_{\max} , $I_{\text{нас}}$ и $\tau_{\text{д}}$ при $I_{\max} > I_{\text{нас}}$ не исследована.

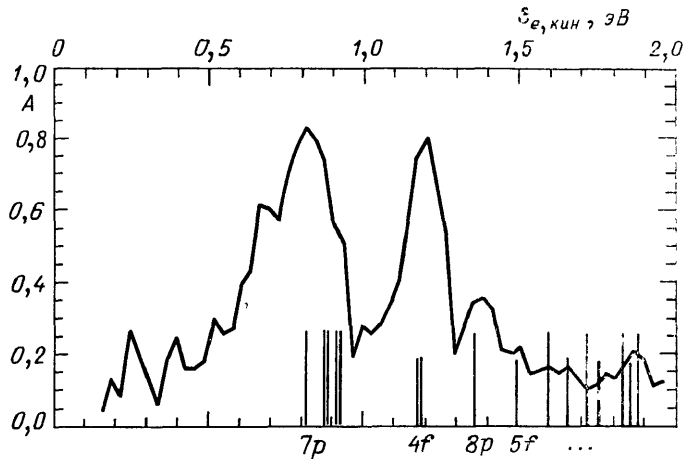


Рис 11. Экспериментальные данные [30], иллюстрирующие проявление промежуточных многофотонных резонансов в спектре атома (указаны резонансные состояния) в энергетическом спектре электронов при надпороговой ионизации. A — амплитуда сигнала на детекторе электронов в относительных единицах

Помимо описанного сдвига надпороговых максимумов, важнейшим результатом перехода к коротким импульсам явилось экспериментальное наблюдение тонкой структуры в спектре надпороговой ионизации. На рис. 9 изображена измеренная в работе [30] структура первого надпорогового максимума при 7-фотонной ионизации атома Хе излучением с длиной волны $\lambda = 616$ нм при длительности импульса $\tau_{\text{д}} = 0,4$ пс и интенсивности $I = 3,9 \cdot 10^{14}$ Вт·см $^{-2}$. Физическая интерпретация наблюдаемой тонкой структуры состоит в следующем. В сильном поле штарковский сдвиг, равный энергии колебаний свободного электрона $E_0^2/4\omega^2$, приобретают все высоковозбужденные уровни атома. При этом, если в слабом поле процесс ионизации имеет нерезонансный характер, то в сильном поле штарковский сдвиг сравнительно низко лежащих уровней может поднять их до энергии, близкой к резонансной (например, до энергии $\mathcal{E}_0 + (K - 1)\omega$). В этом случае вероятность ионизации возрастает. Условие того, что некоторый уровень $\mathcal{E}_i < \omega$, приобретает штарковский сдвиг, окажется в резонансе с $(K - 1)$ -фотонным поглощением, имеет вид

$$\mathcal{E}_0 + (K - 1)\omega = \mathcal{E}_i + \frac{E_0^2(r, t)}{4\omega^2}. \quad (13)$$

Для каждой энергии \mathcal{E}_i уравнение (13) определяет те значения r и t , при которых будет происходить соответствующий резонансный процесс ионизации. Ввиду того, что длительность импульса $\tau_{\text{д}}$ предполагается малой, кинетическая энергия электронов в S -м надпороговом максимуме определяется уравнением (11), что с учетом (13) в условиях $(K - 1)$ -фотонного резонанса на смещенном уровне дает

$$\mathcal{E}_{e, \text{кин}}^{(S)} = \mathcal{E}_0 + (K + S)\omega - \frac{E_0^2(r, t)}{4\omega^2} = \mathcal{E}_i + (S + 1)\omega. \quad (14)$$

Таким образом, каждому резонансному уровню ξ_i должен соответствовать свой резонансный максимум в тонкой структуре надпороговой ионизации. На рис. 11 приведена идентификация максимумов, полученная сравнением с табличными данными атома Хе. Хорошее совпадение для большого числа уровней позволило авторам работы [30] сделать вывод о том, что вплоть до уровней 7p и 4f атома Хе их штарковский сдвиг с достаточно хорошей точностью равен энергии колебаний свободного электрона.

Теоретически возникновение тонкой структуры надпороговых максимумов и резонансов на дискретных уровнях, смещенных на $E_0^2/4\omega^2$, были описаны в работах [66], где численно решалось уравнение Шрёдингера с потенциалом $-1/(1+x^2)^{1/2}$.

2.6. Заключение. Краткое резюме состояния исследований явления надпороговой ионизации на сегодняшний день состоит в следующем. Имеется большое число очень интересных экспериментальных данных. Многие из них имеют хорошее качественное объяснение. Существует целый ряд модельных теорий, направленных на описание элементарного акта надпороговой ионизации. Однако в количественном отношении эти модели не могут считаться полностью удовлетворительными ввиду использования не в полной мере обоснованных приближений.

Не имеют удовлетворительного объяснения некоторые основные моменты. Нет даже качественного объяснения, почему в диапазоне $I_{кр} < I < I_{нас}$ полный фототок $\propto I^K$, в то время как $\omega^{(K+S)}$ не пропорциональны I^{K+S} . Нет достаточно точного экспериментального подтверждения квазиклассических зависимостей (4), (5). Нет ясного понимания, каковы характерные величины $I_{нас}$. Нет полной ясности в вопросе о том, как происходит эволюция структуры надпороговых максимумов в случае коротких импульсов τ_l при $I_{max} > I_{нас}$.

К бесспорным достижениям теории можно отнести понимание роли квазиклассики в области энергий, близких к порогу ионизации. Следствиями квазиклассики являются аномально большая величина матричных элементов свободно-свободных переходов (1) и связанное с этим низкое значение интенсивности излучения $I_{кр}$, следующее из (5), начиная с которой становится заметной энергетическая структура надпорогового спектра фотоэлектронов. Во-вторых, важным теоретическим результатом представляется численное решение задачи для атома водорода и детальное исследование вычисляемых величин [25]. Наконец, в-третьих, важной и плодотворной оказалась всесторонняя разработка и применение концепции пондеромоторного потенциала [24, 30, 63, 64].

Что касается явления надпороговой ионизации как такового, то, на наш взгляд, безусловный интерес представляет наблюдение тонкой структуры спектров надпороговой ионизации [30] и связанная с этим перспектива использования этого эффекта для задач нелинейной лазерной спектроскопии. Другое обстоятельство, ставшее ясным в самое последнее время и также определяющее важность явления надпороговой ионизации — это экспериментально обнаруженная связь этого явления с процессами многократной ионизации атомов. Этот круг вопросов и, в частности, роль надпороговой ионизации будут описаны в четвертом разделе обзора.

3. Проявление многоэлектронной структуры сложных атомов при одноэлектронной многофотонной ионизации. Хорошо известно, что структура спектров электронных состояний существенно различается для различных атомов — атома водорода, атомов с одним электроном на внешней оболочке (щелочные атомы) и атомов с многими эквивалентными электронами на внешней оболочке. В последних, кроме синглетных состояний, имеются также триплетные и многоэлектронные связанные и автоионизационные состояния, расположенные вблизи от первого потенциала ионизации. Не вызывает сом-

нений, что сам факт наличия этих состояний может проявляться в процессе многофотонной ионизации — в абсолютной величине многофотонных сечений, в угловых распределениях вылетающих электронов, в спектре частот, при которых возникают промежуточные резонансы. С точки зрения теории наличие многоэлектронных состояний означает необходимость выхода за рамки одноэлектронного приближения при описании процесса многофотонной ионизации сложных атомов. Ранее было детально разработано теоретическое описание процесса многофотонной ионизации атомов в одноэлектронном приближении [2, 3, 7, 10], хорошо соответствующее экспериментальным данным для щелочных атомов. Вопрос состоит в том, в какой мере одноэлектронное приближение остается приемлемым для случая ионизации атомов со многими электронами во внешней оболочке.

Обратимся к изложению результатов исследований процесса одноэлектронной многофотонной ионизации атомов с многими электронами во внешней оболочке с целью выявления тех эффектов, которые выходят за рамки однокэлектронного приближения.

3.1. Абсолютные величины многофотонных сечений прямого (нерезонансного) процесса ионизации. Проведено большое число измерений абсолютных величин многофотонных сечений прямого процесса ионизации ряда атомов с многими электронами на внешней оболочке — щелочно-земельных атомов (см., например, [67]) и атомов благородных газов [68]. Главный вывод из результатов этих экспериментов — многофотонные сечения совпадают в пределах точности измерений с сечениями, которые ранее были измерены для щелочных атомов [10, 11]. Таким образом, если обратиться к такой интегральной характеристике процесса ионизации, как многофотонное сечение, то наличие многих электронов в атоме существенно не изменяет эту величину, которая может быть по порядку величины оценена в рамках одноэлектронного приближения.

3.2. Зависимость вероятности прямого процесса одноэлектронной многофотонной ионизации от поляризации излучения. В случае прямого (нерезонансного) процесса многофотонной ионизации щелочных атомов при небольших степенях нелинейности этого процесса излучение циркулярной поляризации более эффективно, чем излучение линейной поляризации [2, 3, 10, 11]. При фиксированной частоте излучения отношение вероятностей ионизации определяется соотношением

$$\frac{w_{\text{цирк}}^{(K)}}{w_{\text{лин}}^{(K)}} = \frac{(2K-1)!!}{K!}, \quad (15)$$

где K — степень нелинейности процесса ионизации. Строго говоря, это соотношение справедливо не для всех частот. Исключение составляют узкие интервалы в каждом межрезонансном промежутке, где $w_{\text{цирк}} \equiv 0$, и около резонансов, разрешенных по правилам отбора для линейно поляризованного излучения и запрещенных для циркулярно поляризованного излучения. Соотношение (15) теоретически обосновано в случае, когда в линейно поляризованном поле принимается во внимание лишь тот канал перехода из основного состояния в непрерывный спектр, в котором выполняется правило Бете (максимальны матричные элементы для переходов $n; L \rightarrow n+1; L+1$, где n — главное, а L — орбитальное квантовое число) [69], и при не очень большой величине K . Ограничение на величину K следует из используемого приближения в рамках которого в линейно поляризованном поле принимается во внимание лишь канал переходов с возрастанием L и пренебрегается другими каналами. В [70] показано, что в этих предположениях соот-

ношение (15) справедливо при переходах из начального состояния с любым l и не зависит от типа связи в сложном атоме. Таким образом, это соотношение должно реализоваться и в случае ионизации щелочноземельных атомов, если к ним применимо одноэлектронное приближение.

Вопрос о зависимости вероятности прямого многофотонного одноэлектронного процесса ионизации от поляризации излучения, а также о справедливости соотношения (15) в случае атомов с многими электронами, исследовался экспериментально во многих работах на примере щелочноземельных атомов. Было обнаружено, что практически во всех исследованных случаях соотношение (15) не выполняется, в том числе наблюдается отношение вероятностей и обратного знака — вероятность в линейно поляризованном поле доминирует. Наиболее детально этот вопрос исследован в работе [71]. Наблюдается процесс трехфотонной ионизации атомов бария, стронция и кальция лазерным излучением в диапазоне частот 19700—23100 см⁻¹. Частоты излучения, на которых проводились измерения, выбирались таким образом, чтобы в составном матричном элементе, описывающем прямой процесс многофотонной ионизации атомов, доминировал канал перехода, в котором выполняется правило Бете. Измерены отношения вероятности ионизации в поле линейно и циркулярно поляризованного излучения в широких частотных интервалах около 12 промежуточных двухфотонных резонансов с синглетными состояниями от 4s5d до 4s7d, от 5s6d до 5s11d и от 6s9d до 6s12d. Во всех случаях наблюдалось отношение $w_{\text{цирк}}^{(3)}/w_{\text{лин}}^{(3)}$, значительно меньшее величины 2,5, следующей из (15); в некоторых случаях это отношение было меньше единицы, т.е. доминировал процесс ионизации в поле линейной поляризации. Таким образом, результаты работы [71] показывают, что соотношение (15) не реализуется при многофотонной ионизации щелочно-земельных атомов излучением видимого диапазона частот. Следует предположить, что наиболее вероятной причиной, обуславливающей отклонения от соотношения (15), являются многоэлектронные эффекты, играющие существенную роль в атомах с многими электронами на внешней оболочке.

3.3. Возбуждение двухэлектронных состояний.

Обратимся сначала к связанным двухэлектронным состояниям. В различных работах сообщалось о наблюдении резонансов, обусловленных такими состояниями. Так, например, в работе [72] при трехфотонной ионизации атома бария было обнаружено несколько резонансных максимумов, которые при сопоставлении со спектром атома бария нельзя интерпретировать иначе, как трехфотонные резонансы с двухэлектронными связанными состояниями. Достоверность этих результатов определяется, в частности, малой степенью нелинейности процесса ионизации, соответственно, не очень большой напряженностью поля излучения $10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, в котором наблюдается образование ионов Ba^{2+} , и, тем самым, малым возмущением атомного спектра, не превышающим ширину наблюдаемых резонансов, которая — порядка нескольких см⁻¹. Следует, однако, отметить, что далеко не все известные связанные двухэлектронные состояния в спектре атома Ba проявлялись в виде промежуточных резонансов в тех же опытах [72]. В ряде других щелочноземельных атомов аналогичные резонансы не наблюдались [72]. Таким образом, резюмируя, можно утверждать, что на данный момент экспериментальная информация о возбуждении связанных двухэлектронных состояний весьма скудна и из нее нельзя сделать какие-либо дополнительные физические заключения, кроме факта их наблюдения.

Обратимся теперь к проявлению автоионизационных состояний при многофотонной ионизации атомов. Лазерное излучение давно используется при спектроскопии автоионизационных состояний. Однако типичная постановка спектроскопического эксперимента заключается в их каскадном возбуждении излучением разных лазеров, когда на каждой ступени каскада переход носит однофотонный резонансный характер, и, тем самым, процесс наблюда-

ется при относительно небольшой напряженности поля излучения $E \leq \leq 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Между тем для наблюдения прямого (нерезонансного) многофотонного процесса (даже при экстремальном малом значении степени нелинейности $K = 2, 3$) требуется напряженность поля на несколько порядков большая ($E \gtrsim 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$), чем для реализации однофотонного резонансного возбуждения. Поэтому при многофотонной ионизации речь идет о наблюдении резонансов с автоионизационными состояниями в значительно более сильном поле лазерного излучения. Необходимо также отметить, что многофотонные резонансы с автоионизационными состояниями могут проявляться как в спектрах однозарядных ионов, так и в спектрах двухзарядных ионов. Определяющим является канал распада автоионизационного состояния. В том случае, когда это классический канал распада (переход одного электрона в состояние с меньшей энергией, а другого электрона — в свободное состояние), резонанс с автоионизационным состоянием должен проявляться в спектре однозарядных ионов. В том случае, когда это вынужденный переход двух электронов в состояния с большей энергией и, в конце концов, в непрерывный спектр (за счет поглощения фотонов внешнего поля), резонанс должен проявляться в спектре двухзарядных ионов.

Теоретическому описанию процесса многофотонной ионизации атомов с учетом автоионизационных состояний посвящено много работ (см., например, [70—77]), из которых следует выделить работы [74, 77], в которых рассмотрен наиболее общий случай, включающий и вынужденные переходы из автоионизационного состояния в состояния с большей энергией.

Если обратиться к спектрам однозарядных ионов, то многофотонные резонансы с автоионизационными состояниями наблюдались в ряде работ [73, 82–84].

В работе [73] осуществлялась трехфотонная ионизация атома стронция и наблюдались резонансы в выходе ионов Sr^+ , соответствующие трехфотонному возбуждению автоионизационных состояний серии 4d4f. Наиболее интересны полученные в этой работе данные о зависимости формы резонансов от напряженности возбуждающего поля, которая изменялась от $3 \cdot 10^6$ до $1,5 \times 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. При малой напряженности поля наблюдались узкие резонансы при частотах, соответствующих известным значениям энергий автоионизационных состояний серии 4d4f. При увеличении напряженности поля резонансы уширялись без изменения положения максимумов (рис. 12). При этом в ряде случаев соседние резонансы сливались в общий широкий резонансный контур. При достижении напряженности поля $\approx 10^7 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ дальнейшее уширение резонансов прекращалось. Теоретическое описание результатов этого эксперимента выполнено в работе [85] в рамках общей модели, проанализированной в работах [74]. В работе [85] принимается во внимание наличие в спектре атома стронция двух однофотонных квазирезонансных ситуаций на частоте лазерного излучения — квазирезонанс между связанным состоянием $5p^2$ и автоионизационными состояниями серии 4d4f и между этими состояниями и автоионизационными состояниями серии 6s7d (см. рис. 12). Резонансное перемешивание этих состояний обуславливает наблюдаемый эффект уширения и насыщения трехфотонного резонанса с состояниями серии 4d4f при увеличении интенсивности излучения. Экспериментальные данные работ [83, 84], на первый взгляд, представляются противоречивыми. В обеих работах при исследовании процесса трехфотонной ионизации атома ксенона наблюдалась зависимость выхода ионов Xe^+ от частоты излучения. При этом в работе [83] не обнаружены резонансы в выходе ионов Xe^+ , а наблюдаются лишь особенности в угловом распределении электронов при расчетной частоте для трехфотонного резонанса с автоионизационным состоянием с полным моментом $J = 3$. В работе [84] четко наблюдаются максимумы в выходе ионов Xe^+ при трехфотонных резонансах с рядом автоионизационных состояний, зависимость эффективности возбуждения резонансов от поляризации излучения и особенности в угловом распределении

электронов. Причина различия между результатами работ [83, 84] в настоящее время не ясна. Заметим, что результаты эксперимента [84] находятся в качественном согласии с ранее выполненными теоретическими расчетами [76].

В теоретических работах по воздействию электромагнитного излучения на автоионизационные состояния большое внимание уделяется анализу роли интерференции различных каналов ионизации [74—78].

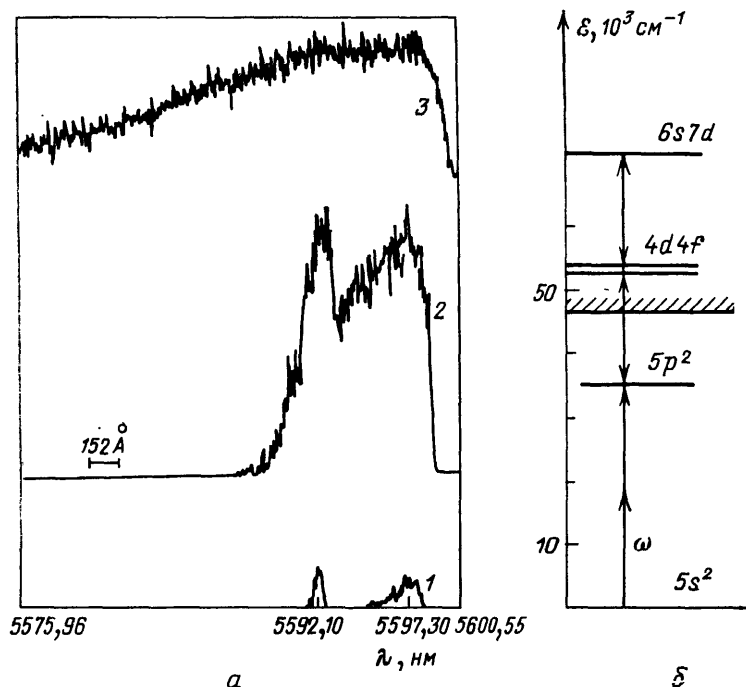


Рис. 12. *a* — Выход фотоэлектронов при трехфотонном резонансе с автоионизационными состояниями серии $4d4f$ в зависимости от интенсивности излучения; *1* — $3,6 \cdot 10^9$, *2* — $4,8 \cdot 10^9$, *3* — $9,4 \cdot 10^9$ Вт см^{-2} [73]. *б* — Схема переходов

Интерферирующими являются каналы переходов в одни и те же состояния континуума непосредственно из связанных состояний и через промежуточные автоионизационные состояния. Одновременно существуют и неинтерферирующие каналы, например, фотоионизация из автоионизационного состояния. Роль различных каналов выявлялась в ряде теоретических работ [74, 80], основной вывод из которых состоит в том что учет неинтерферирующих каналов весьма существенно влияет на конечный результат. Так, например, широко обсуждавшийся эффект полевого сужения автоионизационных состояний [75, 78], как правило, не реализуется из-за наличия неинтерферирующих каналов [74]. Исключение составляет схема, рассмотренная в работе [79], в которой неинтерферирующие каналы не должны препятствовать полемому сужению автоионизационного резонанса, хотя они и оказывают влияние на этот процесс [74].

Обсуждался также и другой механизм сужения автоионизационных состояний — за счет резонансного перемешивания мультиплетов широких автоионизационных состояний и узких дискретных состояний [81]. Из результатов работы [81] следует, что в определенных условиях ширины возникающих квазиэнергетических состояний могут быть весьма малы из-за большого удельного веса волновых функций, соответствующих узким дискретным состояниям.

Из проведенного выше рассмотрения следует, что в этом интересном направлении пока доминируют общие теоретические модели, а наиболее узким местом являются целенаправленные эксперименты.

3.4. Возбуждение запрещенных состояний. В ряде экспериментов по многофотонной ионизации щелочноземельных атомов наряду с разрешенными промежуточными многофотонными резонансами с синглетными состояниями наблюдались также и запрещенные резонансы между основным синглетным и возбужденным триплетным состояниями. При этом амплитуда запрещенных резонансов была того же порядка величины, что и амплитуда разрешенных резонансов. Аналогичное явление наблюдалось также в области ридберговских состояний ($n > 12$) щелочноземельных атомов, оно было объяснено как результат перемешивания конфигураций в спектре ридберговских состояний щелочноземельных атомов [86].

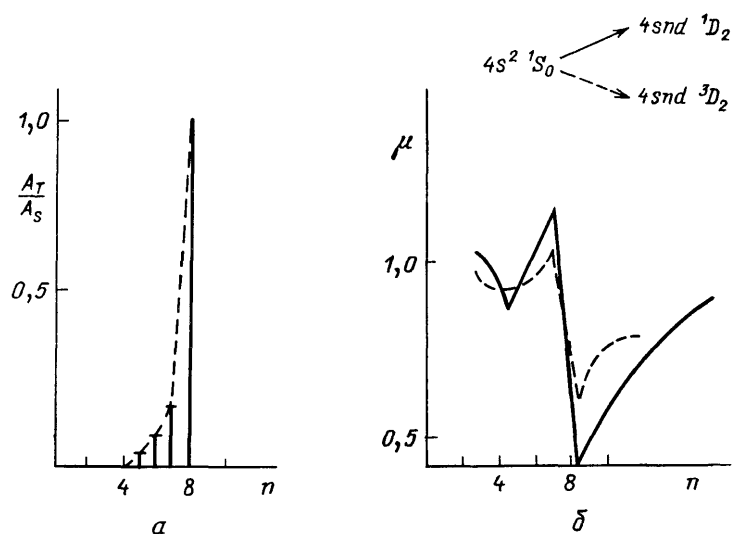


Рис. 13. *a* — Отношение выходов A_T/A_S ионов при трехфотонной ионизации атома бария в случае реализации промежуточного двухфотонного резонанса с триплетными (Т) и синглетными (S) состояниями в зависимости от главного квантового числа n этих состояний [87]. *б* — Зависимость квантового дефекта μ от n

Очевидный интерес представляло выяснение причины, по которой проявляются в виде резонансов запрещенные переходы между состояниями с небольшими главными квантовыми числами. Действительно, именно такие состояния играют определяющую роль в различных многофотонных процессах. В эксперименте [87] исследовался процесс трехфотонной ионизации трех щелочноземельных атомов — бария, стронция и кальция — в широком диапазоне изменения частоты лазерного излучения. При этом наблюдались как разрешенные, так и запрещенные промежуточные двухфотонные резонансы с состояниями, имеющими различные главные квантовые числа. Результаты этого эксперимента показали, что эффективность возбуждения запрещенных резонансов зависит от главного квантового числа возбужденного состояния (рис. 13), причем наблюдаемые зависимости коррелируют с известными зависимостями для квантового дефекта (см. рис. 13). Такая корреляция прямо подтверждает предположение об определяющей роли процесса перемешивания конфигураций. Следует отметить, что если в случае ридберговских состояний перемешивание конфигураций хорошо описывается в рамках теории многоканального квантового дефекта, то пока отсутствует последовательное теоретическое описание перемешивания конфигураций в области нижних возбужденных уровней.

Отметим также эксперимент [88], в котором наблюдались двухфотонные резонансы, запрещенные по орбитальному моменту, и эксперимент [89], в котором наблюдалось однофотонное возбуждение квадрупольного перехода.

Таким образом, резюмируя, можно утверждать, что при многофотонной резонансной ионизации щелочно-земельных атомов, так же как и в случае прямого процесса ионизации, наблюдаются многоэлектронные эффекты.

3.5. Угловые распределения фотоэлектронов.

Хорошо известно, что наблюдение углового распределения электронов, образующихся при многофотонной ионизации атомов, дает ценную независимую информацию как о прямом, так и о резонансном процессе ионизации [2, 3]. В случае прямого процесса свойства атома проявляются в коэффициентах при четных степенях косинуса угла вылета электронов. В случае резонансного процесса промежуточное резонансное состояние определяет угловое распределение электронов.

Уже первые эксперименты, в которых наблюдались угловые распределения электронов при резонансной многофотонной ионизации щелочно-земельных атомов [90], показали, что одноэлектронная классификация связанных состояний плохо отражает их сложную структуру, которая определяется на самом деле перемешиванием конфигураций. В дальнейшем наиболее детально был исследован атом бария [91]. В этих работах использовался метод лазерного возбуждения атома в различные фиксированные состояния и наблюдение процесса фотоионизации из этих состояний. При фотоионизации измерялось угловое распределение образующихся электронов. Основной вывод из результатов этих экспериментов состоит в наблюдении перемешивания конфигураций в связанных электронных состояниях. В ряде случаев удается не только указать на те состояния, которые перемешиваются, но и определить их относительный вклад. Так, например, измерения угловых распределений электронов, образующихся при фотоионизации ряда близко расположенных состояний атома бария, и сопоставление этих распределений с известными теоретическими зависимостями позволило установить, что в каждом случае при фотоионизации образуется ион в четырех различных состояниях: $6s$, $5d$, $6p_{1/2}$, $6p_{3/2}$. Относительные вероятности переходов в эти состояния приведены в табл. II. Видно, что все исследованные связанные состояния являются смесью различных состояний с различными орбитальными моментами, и приведенная в первой колонке табл. II стандартная классификация этих состояний в одноэлектронном приближении не отражает сложной структуры этих состояний.

Таблица II. Вероятность реализации различных конечных состояний ($6s$, $5d$, $6p_{1/2}$, $6p_{3/2}$) иона Ba^+ при каскадной ионизации атома бария через промежуточные возбужденные состояния $6p^2\ ^3P_1$ и $6p^2\ ^3P_2$. Результат интерпретации экспериментальных данных об угловом распределении электронов

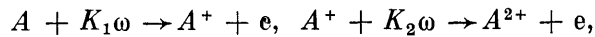
	$6s + 5d$	$6p_{1/2}$	$6p_{3/2}$
$6p^2\ ^3P_1$	13 %	33 %	54 %
$6p^2\ ^3P_2$	14 %	13 %	73 %

3.6. Заключение. Из проведенного выше анализа различных эффектов, наблюдаемых при многофотонной ионизации щелочно-земельных атомов, можно сделать два основных вывода. Первый вывод — во всех дифференциальных характеристиках процесса многофотонной ионизации (резонансы в частотных зависимостях, поляризационные зависимости, угловые распределения электронов) проявляется многоэлектронная структура спектров связанных электронных состояний (перемешивание конфигураций, двухэлектронные состояния). Второй вывод — интегральные характеристики процесса (многофотонные сечения прямого процесса ионизации) существенно не отличаются от аналогичных характеристик для атомов с одним оптическим электроном.

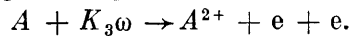
К сожалению, пока нет экспериментальных данных для атомов других групп таблицы Менделеева, аналогичных приведенным выше данным для щелочно-земельных атомов. Однако следует предполагать, что для всех атомов с несколькими эквивалентными электронами на внешней оболочке качественно процесс ионизации будет носить аналогичный характер, обусловленный многоэлектронными эффектами.

Наконец, если посмотреть на процесс многофотонной ионизации как на метод исследования атомной структуры, то видно, что резонансная ионизация совместно с электронной спектроскопией представляет собой очень гибкий метод исследования сложной структуры связанных электронных состояний в атомах с многими оптическими электронами. Теоретическое описание многоэлектронных эффектов связано с использованием сложного математического аппарата. Наиболее перспективными сейчас представляются метод функционала плотности и приближение случайных фаз с обменом. В качестве примера успешного применения этих методов для описания многофотонных переходов в многоэлектронном приближении можно указать на работы [92—96].

4. Образование многозарядных ионов. Начиная с работы [12], в которой впервые были обнаружены двухзарядные ионы, было выполнено много экспериментов, направленных на исследование процесса образования многозарядных ионов. Основной вывод из всей совокупности этих экспериментов заключается в том, что многозарядные ионы образуются во всех случаях при нелинейной ионизации многоэлектронных атомов — при любой частоте излучения от инфракрасного до ультрафиолетового диапазона, при ионизации любых многоэлектронных атомов, в многофотонном ($\gamma \gg 1$) и туннельном ($\gamma \ll 1$) предельных случаях. Начиная с первых экспериментов перед исследователями стоял вопрос — каков характер процесса образования многозарядных ионов, каскадный или прямой? На сегодняшний день общепринятой является точка зрения, согласно которой процесс многоэлектронной ионизации является каскадным [97, 98], а не прямым. В простейшем случае образования двухзарядных ионов каскадный процесс имеет вид



а прямой процесс — вид



В случае образования многозарядных ионов q^+ -каскадный процесс содержит q ступеней, качественно аналогичных записанным выше.

Надо иметь в виду, что отождествление наблюдаемого процесса образования многозарядных ионов с прямым или каскадным процессом является сложной задачей. На самом деле приведенная выше запись является упрощенной. Во-первых, при отрыве электрона остаточный ион может быть образован как в основном, так и в возбужденных состояниях. Соответственно следующая ступень каскада может представлять собой в том числе и процесс отрыва электрона от возбужденного иона. Во-вторых, как в каждой ступени каскада, так и в прямом процессе могут отсутствовать или присутствовать промежуточные резонансы. Наконец, в-третьих, на тех или иных переходах может реализоваться насыщение процесса ионизации ($w\tau_d \sim 1$, где w — вероятность в единицу времени данного процесса ионизации, а τ_d — длительность лазерного импульса). По этим причинам отождествление характера процесса образования многозарядных ионов по таким интегральным характеристикам, как степень нелинейности выхода A^{q+} ионов ($\partial \lg A^{q+} / \partial \lg I$), полная вероятность образования ионов A^{q+} за импульс излучения и т.д. существенно затруднено и, как правило, не может привести к однозначному заключению. Наиболее достоверную информацию о характере процесса можно получить, наблюдая резонансы в выходе ионов и идентифицируя их в спе-

ктре атома или ионов, а также регистрируя энергетические спектры образующихся электронов, позволяющие установить, в каком состоянии образуются остаточные ионы. Как будет видно ниже, именно использование такой экспериментальной информации позволило сделать ряд достаточно достоверных выводов о характере процесса образования многозарядных ионов.

Единственной принципиальной задачей при теоретическом описании каскадного процесса является расчет многофотонных сечений для процесса отрыва электрона от иона и их зависимости от частоты излучения. Решение этой задачи возможно традиционными методами, детально разработанными для описания процесса многофотонной ионизации атомов [2, 3]. Вычисляя многофотонные сечения в спектре ионов и учитывая эффекты насыщения, можно, в принципе, количественно описать соотношение между выходом ионов различной кратности. Однако, как уже обсуждалось выше, расчеты многофотонных сечений сейчас реально можно выполнить лишь в одноэлектронном приближении, применимость которого в данном случае не очевидна по приведенным выше соображениям.

В сравнительно слабом поле, в рамках теории возмущений, вероятность прямого K -фотонного процесса определяется составным матричным элементом кратности K . Если $K \geq q$, то все однофотонные матричные элементы, входящие в составной матричный элемент, могут быть вычислены в одноэлектронном приближении, и они отличны от нуля без учета корреляций. В этом смысле существование канала прямой K -фотонной q -электронной ионизации ($K \geq q$) не вызывает сомнений. Однако проблема вычисления таких составных матричных элементов не проста, так как в определяющих их суммах по промежуточным состояниям могут фигурировать многоэлектронные возбужденные и автоионизационные состояния. Существует ряд моделей [99–108], направленных на решение данной задачи в обход этих трудностей и имеющих целью описание поглощения энергии поля атомом как целым и отрыв многих электронов. Мы не будем здесь останавливаться на детальном анализе результатов этих теоретических работ по двум причинам: во-первых, каждая из этих моделей содержит ряд априорных предположений, на самом деле требующих доказательств, а, во-вторых, в каждой модели есть несколько подгоночных параметров, формально позволяющих успешно согласовать расчеты с экспериментальными результатами. Краткий обзор этих работ проведен в [97].

Обратимся теперь к экспериментальным данным и их анализу. Начиная с работы [12], опубликовано много исследований процесса образования многозарядных ионов. В соответствии с общим стилем изложения мы не будем перечислять (а тем более комментировать) все эти работы, а остановимся лишь на тех работах, результаты которых нам представляются наиболее существенными.

Исходя из параметров, характеризующих исследованные атомы, наблюдаемые ионы, частоту и напряженность поля излучения, весь экспериментальный материал целесообразно свести к следующим различным случаям:

4.1. Образование двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов излучением видимого и ближнего ИК диапазонов частот. Результаты многочисленных экспериментов, посвященных исследованию этого процесса, четко показывают, что в видимом диапазоне частот процесс носит каскадный характер. В качестве доказательства этого утверждения приведем результаты трех наиболее убедительных экспериментов.

В экспериментах [109] наблюдался процесс образования одно- и двухзарядных ионов атомов кальция, стронция и бария излучением в широком частотном интервале $15\,000\text{--}18\,700\text{ см}^{-1}$ при ширине линии около $2\text{--}3\text{ см}^{-1}$. В указанном интервале изменения частоты излучения процесс одноэлектронной ионизации всех атомов носит трех- и четырехфотонный характер. Двух-

зарядные ионы наблюдались при напряженности поля излучения, лежащей в диапазоне 10^5 — 10^6 В·см⁻¹, т. е. в условиях, когда изменение энергий связанных состояний из-за динамического эффекта Штарка относительно невелико и не превышает ширины спектра лазерного излучения.

В зависимостях выхода двухзарядных ионов от частоты излучения были зарегистрированы многочисленные резонансы. Резонансные частоты (общим числом в несколько десятков) сопоставлялись с табличными данными об одноэлектронных состояниях однозарядных ионов, а также с данными о спектрах двухэлектронных состояний указанных атомов. В подавляющем большинстве случаев резонансы в выходе ионов с точностью до ширины линии лазерного излучения отождествлялись с переходами в спектре соответствующих однозарядных ионов, разрешенными по правилам отбора для многофотонных переходов. Это были многофотонные переходы как из основного, так и из первых возбужденных состояний однозарядных ионов. Резонансы, которые можно отождествить в спектре двухэлектронных связанных состояний указанных атомов, также наблюдаются, однако они составляют малую часть всех резонансов.

Таким образом, основной вывод из данных этих экспериментов заключается в том, что преобладающим является каскадный процесс образования двухзарядных ионов. Следует отметить также достаточно общий характер этого вывода, так как экспериментальные данные получены для трех атомов — бария, стронция и кальция.

Результаты работы [110] дали дополнительную важную информацию о механизме образования двухзарядных ионов за счет регистрации энергетических спектров образующихся электронов.

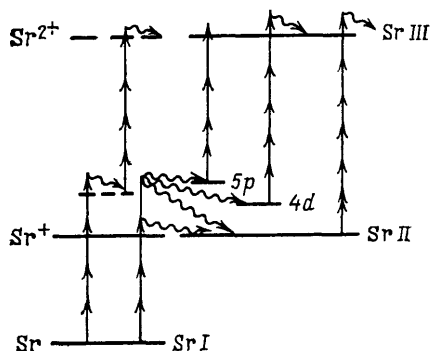


Рис. 14. Схема переходов, приводящих к образованию однозарядных ионов стронция, в основном и возбужденном состояниях. Данные электронной спектроскопии [110]

Наблюдался процесс трехфотонной ионизации атома стронция излучением с частотой, изменяемой в пределах от 17 400 до 17 900 см⁻¹, при напряженности поля $E \approx 10^7$ В·см⁻¹. Наблюдение зависимостей выхода электронов от частоты излучения, также содержащих четкие резонансы, совместно с регистрацией энергии электронов позволило отождествить различные каналы, приводящие к образованию двухзарядных ионов при каскадной ионизации. Схема наблюдавшихся каналов приведена на рис. 14.

Если теперь, имея данные электронной спектроскопии, посмотреть

на данные экспериментов, в которых регистрируются только ионы (например, [109]), то видно, что при фиксированной частоте излучения выход двухзарядных ионов, как правило, представляет из себя суммарный эффект от различных каналов процесса ионизации. Это, в частности, означает, что функциональная зависимость выхода ионов от интенсивности излучения (dA^{2+}/dI) в межрезонансных промежутках не должна описываться степенным соотношением (как при прямом многофотонном процессе) и объясняет, почему во многих предыдущих экспериментах наблюдались зависимости dA^{2+}/dI , которые нельзя было аппроксимировать степенным соотношением.

Эксперимент [111] был поставлен с использованием излучения трех лазеров на красителе. Это излучение позволяло каскадно ионизовать атомы бария таким образом, чтобы ион Ва⁺ оказывался в определенном состоянии, основном или возбужденном. Под действием мощного лазерного излучения с длиной волны 560—610 нм наблюдался процесс образования двухзарядных ионов бария как в отсутствие, так и при наличии предварительного облучения атомарного бария. Было обнаружено, что амплитуды резонансных мак-

симумов в выходе ионов Va^+ зависят от наличия предварительного облучения. Результаты этого эксперимента прямо показали, что процесс образования ионов Va^+ носит каскадный характер, и, в частности, ионы Va^+ образуются в состояниях $6S_{1/2}$, $5D_{1/2}$, $5D_{3/2}$, из которых на второй ступени каскада происходит отрыв электрона от иона Va^+ с образованием иона Va^{2+} .

Таким образом, наиболее информативные эксперименты четко показывают, что имеет место каскадный процесс образования двухзарядных ионов.

Необходимо отметить, что сейчас нельзя указать, какой конкретный механизм приводит к образованию ионов в возбужденном состоянии. Единственное утверждение, которое можно сделать, что это — многоэлектронный механизм.

Наконец, вернемся к вопросу об относительной эффективности образования одно- и двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов. Очевидно, что в случае каскадного процесса при наличии насыщения число ионов с зарядом q должно быть лишь незначительно меньше, чем число ионов с зарядом $q - 1$, что, как правило, и наблюдается экспериментально.

Таким образом, если резюмировать, то сейчас можно утверждать, что при образовании двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов под действием излучения видимого диапазона частот преобладает каскадный процесс ионизации. Что касается прямого двухэлектронного процесса, то данные, прямо подтверждающие факт одновременного отрыва двух электронов, отсутствуют. Следует предполагать, что такой процесс может конкурировать с каскадным процессом только в том случае, когда степень нелинейности первого меньше, чем второго и нет насыщения. Такие условия пока ни в одном эксперименте не были реализованы.

Данные для ближнего инфракрасного диапазона ($\omega \sim 1$ эВ) более бедны и в целом менее достоверны. С одной стороны, результаты работы [112] говорят в пользу каскадного процесса. С другой стороны, начиная с первых экспериментов [113] и до сих пор имеется трудность при согласовании амплитуд выходов одно- и двухзарядных ионов с данными о многофотонных сечениях. (Этой трудности нет при ионизации видимым излучением в виду меньшего различия между степенями нелинейности процессов ионизации атома и отрыва электрона от однозарядного иона.) Для того, чтобы сделать определенные заключения, требуются дополнительные эксперименты, в том числе данные по электронной спектроскопии.

В заключение отметим еще один экспериментальный факт — примерно в тех же условиях (ω , E) наблюдался и процесс образования трехзарядных ионов кальция [114]. Таким образом, наблюдается отрыв электронов не только из внешней оболочки, но и из внутренних оболочек.

4.2. Образование многозарядных ионов атомов благородных газов излучением видимого и ближнего ИК диапазонов частот. Основной результат работ, посвященных исследованию процесса образования многозарядных ионов атомов благородных газов в поле ближнего инфракрасного [115] и видимого [116] излучения, состоит в наблюдении ионов с большей кратностью ионизации, вплоть до шестизарядных ионов урана (U^{6+}). В этих экспериментах ионы наблюдались при большей напряженности поля излучения по сравнению со случаем ионизации щелочноземельных атомов, а именно, при напряженности поля в диапазоне $E \approx 10^8 - 10^9$ В·см⁻¹ (что, однако, по-прежнему меньше атомной напряженности). В этих экспериментах ионизация осуществлялась на фиксированных частотах излучения лазера на стекле с неодимом ($\omega \approx 1,2$ эВ) и его второй гармоники ($\omega \approx 2,4$ эВ). Поэтому кроме факта наблюдения многозарядных ионов можно было измерить лишь зависимости выхода ионов от интенсивности излучения. Авторы работ [115, 116] делают из вида этих зависимостей определенные заключения о механизме образования двухзарядных ионов (наличие как прямого, так и каскадного процессов

и их конкуренции). Однако если провести аналогию с данными электронной спектроскопии о процессе образования двухзарядных ионов щелочно-земельных атомов, то следует предполагать и в этом случае наличие многих каналов ионизации, обуславливающее неоднозначность интерпретации зависимостей dA^+/dI . Это подтверждают и дальнейшие исследования тех же авторов, проведенные методом электронной спектроскопии [117]. Исследование энергетического спектра образованных электронов, проведенное в работе [117], как и в других аналогичных случаях, показало, что в этом спектре наблюдаются максимумы, обусловленные надпороговым поглощением. Однако то обстоятельство, что электронная спектроскопия была проведена при фиксированной частоте излучения, напряженность поля которого очень велика, не позволяет провести сопоставление со спектрами атомов и ионов и сделать какие-либо однозначные заключения о механизме процесса образования многозарядных ионов.

Таким образом, резюмируя результаты этой группы опытов, можно утверждать, что они сводятся к наблюдению факта образования многозарядных ионов ближним инфракрасным излучением при напряженности поля, меньшей атомной напряженности. Какие-либо однозначные выводы о механизме этого процесса из полученных результатов сделать нельзя. Однако, с нашей точки зрения, вид зависимостей выхода многозарядных ионов от интенсивности излучения, зарегистрированный в этих экспериментах, типичен для каскадного процесса ионизации, который скорее всего реализуется и в этом случае.

В работе [118] многократная ионизация атомов благородных газов наблюдалась в поле излучения лазера на красителе с длиной волны $\lambda = 586$ нм

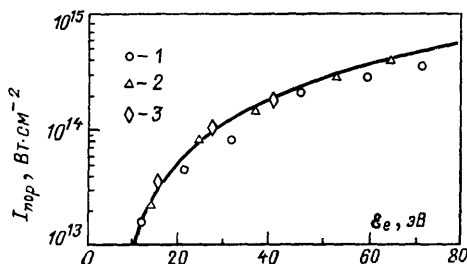


Рис. 15. Зависимость пороговой интенсивности $I_{пор}$ для образования многозарядных ионов от энергии связи $\epsilon_{св}$ электрона в ионе [118]. 1 — ионы ксенона, 2 — ионы криптона, 3 — ионы аргона

при интенсивности от 10^{13} до $4 \cdot 10^{14}$ Вт·см $^{-2}$. Интересным результатом этой работы явилась зависимость пороговой интенсивности для образования ионов различной кратности заряда (определяемой как та интенсивность, при которой соответствующая вероятность равна 10^{-4}), от потенциалов ионизации атомов и ионов. Вся совокупность экспериментальных данных для разных атомов и разных ионов описывается единой гладкой кривой (рис. 15). Согласно интерпретации авторов работы [118] этот результат свидетельствует о том, что вероятности ионизации в основном определяются только такой макроскопической характеристикой атомов и ионов, как потенциал ионизации и слабо зависят от их внутренней структуры. На первый взгляд, как результаты этого эксперимента (см. рис. 15), так и их интерпретация противоречат известным представлениям о возникновении промежуточных резонансов и резонансном увеличении вероятности ионизации. Действительно при таком большом наборе объектов, как различные атомы и атомарные ионы с различным зарядом в каких-то случаях должны бы реализоваться промежуточные резонансы. Две причины могут обуславливать тот факт, что резонансы не проявляются — их сильное уширение и большой сдвиг в поле излучения. В условиях проведения эксперимента [118] как динамический штарковский сдвиг уровней, так и их однофотонное ионизационное уширение составляют величину в несколько электронвольт. В таких условиях, очевидно, нельзя разделить процесс ионизации на прямой и резонансный.

4.3. Образование многозарядных ионов излучением УФ диапазона частот. Ионизация различных атомов осуществлялась при использовании ультрафиолетового излучения ряда фиксированных частот с энергией кванта от 4,0 до 6,5 эВ. Реализовалась напряженность поля излучения как меньшая атомной, так и порядка и больше атомной. Именно в этих опытах наблюдался отрыв от атома максимального числа электронов (до 8 электронов от атома урана), требующий поглощения энергии излучения до 600 эВ, т.е. поглощения до 100 фотонов. Многозарядные ионы наблюдались при ионизации атомов с различной структурой внешней электронной оболочки, от щелочных атомов до атомов благородных газов [119—121]. Основным результатом этих экспериментов состоит в наблюдении каскадного характера процесса образования многозарядных ионов не очень высокой кратности заряда при напряженности поля излучения, меньшей атомной напряженности.

В работе [120] приведены данные о зависимостях выхода электронов от их энергии в диапазоне 0,3—100 эВ при образовании многозарядных ионов атомов благородных газов ультрафиолетовым излучением с энергией кван-

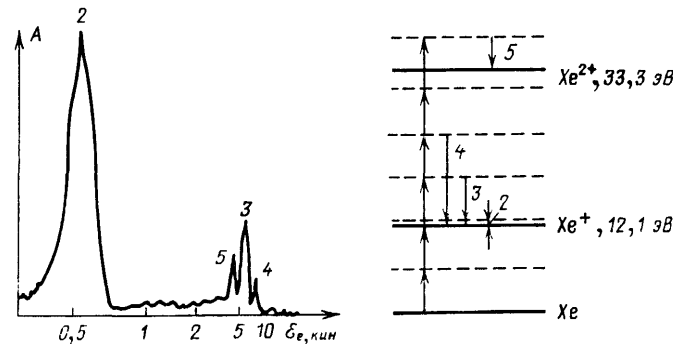
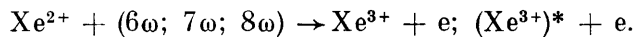


Рис. 16. Энергетический спектр электронов, образующихся при образовании ионов He^+ и He^{2+} под действием ультрафиолетового излучения [120]. Отдельные каналы реакции и соответствующие максимумы в спектре указаны цифрами 2—5

та 6,4 эВ и напряженностью поля в диапазоне $3 \cdot 10^8 - 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Из вида электронных спектров можно сделать два основных вывода: спектры состоят из четко выраженных максимумов; относительная амплитуда этих максимумов зависит от интенсивности излучения (рис. 16). Сопоставление энергий, соответствующих максимумам в электронных спектрах, со спектрами ионизуемых атомов и их ионов с различной кратностью заряда позволяет сделать три основных вывода: наблюдается надпороговое поглощение при ионизации как атомов, так и атомарных ионов; относительная амплитуда процессов, связанных с поглощением различного числа фотонов, зависит от интенсивности излучения; ионизация происходит как из основных, так и из возбужденных состояний ионов. В качестве конкретного примера приведем реакции, приводящие к образованию иона He^{3+} при отрыве электрона от ионов He^{2+} :



Этим трем реакциям соответствуют наблюдающиеся экспериментально максимумы в распределении электронов с энергиями

$$\xi_{e, \text{кин}} = \xi_{e, \text{кин}}^{(0)} = 6,3 \text{ эВ}, \quad \xi_{e, \text{кин}}^{(0)} + \omega = 12,8 \text{ эВ}, \quad \xi_{e, \text{кин}}^{(0)} + 2\omega = 19,2 \text{ эВ}$$

соответственно. Как уже говорилось выше, конкретный механизм образования ионов в возбужденном состоянии сейчас неизвестен.

В целом результаты этого эксперимента показывают, что процесс образования ионов с зарядом до трех носит каскадный характер. Есть основания предполагать, что и при большей кратности заряда ионы образуются за

счет каскадного процесса. В работе [121] приведена временная развертка процессов образования многозарядных ионов Xe^{q+} во время действия импульса длительностью 0,5 пс при длине волны $\lambda = 248$ нм и максимальной интенсивности $I_{\text{max}} = 10^{16}$ Вт·см⁻² (рис. 17). Из рисунка видно, что практически во всех случаях образование ионов более высокой кратности происходит в условиях насыщения процесса ионизации иона кратности $q - 1$. Это хорошо согласуется с предположением о каскадном характере процесса многоэлектронной ионизации.

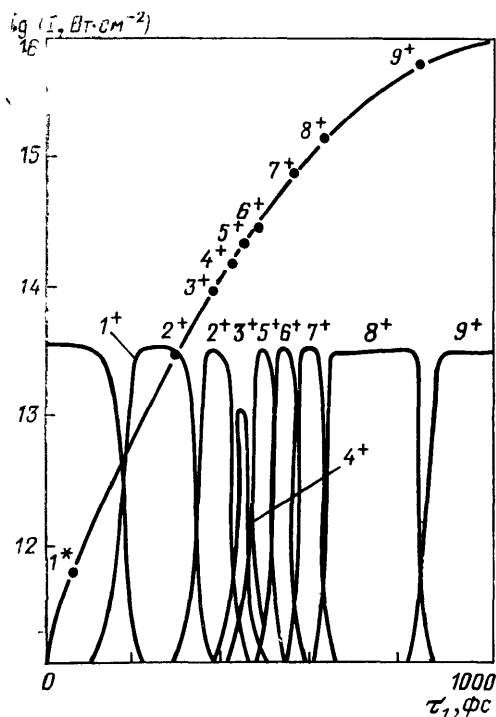


Рис. 17. Схема, иллюстрирующая динамику процесса каскадной ионизации атома ксенона в одном импульсе лазерного излучения [121]. Цифры на огибающей импульса соответствуют порогу образования ионов данной кратности. Внизу приведены кривые, изображающие процесс образования ионов кратности q^+ во времени

Наконец, отметим, что много теоретических работ (например, [104—106]) посвящено интерпретации экспериментальных данных о распределении образованных ионов по кратности заряда, полученных в работе [120] и в других предшествующих работах тех же авторов. В частности, делаются утверждения, что интерпретация этих данных говорит в пользу реализации многоэлектронных процессов при поглощении излучения атомом или (и) при испускании электронов возбужденным атомом. Эти заключения представляются плохо обоснованными по двум причинам. Во-первых, результаты описанного выше эксперимента [120] четко указывают на каскадный характер процесса образования ионов с кратностью заряда до трех. Во-вторых, данные о распределении ионов по кратности заряда получены экспериментально при интенсивности излучения в диапазоне от 10^{15} до 10^{17} Вт·см⁻² или при напряженности поля излучения в диапазоне от 10^9 до 10^{10} В·см⁻¹, т.е. при $E \geq 1$.

Требуются специальные доказательства, что при таких напряженностях внешнего поля можно вообще рассматривать атом, а конкретно всю его электронную оболочку, как целое.

Таким образом, если резюмировать всю совокупность экспериментальных данных о процессе образования многозарядных ионов в поле излучения ультрафиолетового диапазона частот, то можно сделать лишь одно достоверное заключение — при напряженности поля $E < 1$ процесс образования ионов с зарядом до трех носит каскадный характер.

4.4. Заключение. Какие же можно сделать общие и достаточно достоверные выводы о процессе образования многозарядных ионов при воздействии поля лазерного излучения на атомы?

Первый вывод — при воздействии на любой сложный атом поля излучения любой частоты от инфракрасной до ультрафиолетовой (с энергией фотона от 0,1 до 10 эВ) при достижении определенной напряженности поля образуются многозарядные атомарные ионы.

Второй вывод — во всем указанном диапазоне частот доминирующим является каскадный процесс образования многозарядных ионов; каждая сту-

пень этого каскадного процесса представляет собой прямой или резонансный процесс многофотонной ионизации. При насыщении на отдельных ступенях каскадного процесса выход ионов с зарядом q по порядку величины равен выходу ионов с зарядом $q - 1$.

Третий вывод — при каскадной ионизации конечное состояние образующегося иона может быть не только основным, но и возбужденным.

5. Туннельный эффект в переменном поле. Выше уже говорилось, что процесс нелинейной ионизации атомов исследуется уже более 20 лет. Однако до последнего времени все экспериментальные данные относились к многофотонному предельному случаю ($\gamma \gg 1$). Это обстоятельство не носило принципиального характера, оно было обусловлено рядом методических трудностей, возникавших на пути получения достаточно сильных полей инфракрасного диапазона частот. Между тем использование инфракрасного излучения было единственной возможностью реализовать туннельный предельный случай ($\gamma \ll 1$) при ионизации атомов из основного состояния в полях с напряженностью $E \ll 1$. После создания мощных импульсных лазеров на CO_2 , излучающих в инфракрасном диапазоне ($\lambda \approx 10$ мкм, $\omega \approx 0,1$ эВ), и материалов, позволяющих фокусировать инфракрасное излучение, был обнаружен и исследован процесс ионизации атомов в туннельном предельном случае [122, 123].

В этих экспериментах излучение CO_2 -лазера фокусировалось в газообразный ксенон, находящийся при давлении $\sim 10^{-6}$ торр. Ионизация наблюдалась в диапазоне изменения интенсивности излучения от 10^{13} до 10^{14} Вт \times см $^{-2}$. Наблюдался процесс образования ионов ксенона с различной кратностью заряда от однократных до шестикратных. Сопоставление напряженности поля, частоты излучения и энергии связи электрона в атоме и ионах показывает, что ионизация во всех случаях происходит при величине параметра адиабатичности $\gamma^2 \sim 10^{-2} \ll 1$. Таким образом, в этих экспериментах реализуется туннельная ионизация в переменном поле. С этим выводом согласуются результаты контрольного эксперимента [122], в котором ионизация осуществлялась при двух различных длинах волн излучения $\lambda = 9,55$ мкм и $\lambda = 10,55$ мкм. Зависимости выхода ионов Xe^+ и Xe^{2+} от интенсивности излучения, измеренные на этих длинах волн, оказались идентичны, что соответствует исходному предположению о туннельном характере процесса ионизации. Наконец, надо отметить, что зависимости выходов ионов различной кратности заряда от интенсивности излучения носят тот хорошо известный характер, который соответствует каскадному процессу ионизации.

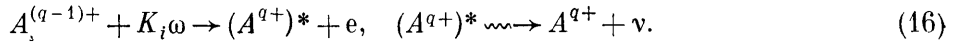
Таким образом, результаты экспериментов [122, 123] показывают, что ионизация происходит в туннельном предельном случае ($\gamma \ll 1$), а процесс образования многозарядных ионов носит каскадный характер.

Теоретические расчеты согласуются с этими выводами. Очевидно, что для описания результатов этих экспериментов нельзя использовать общеизвестную формулу [2] для вероятности туннельной ионизации в переменном поле, так как она справедлива лишь для атома водорода. Необходимо использовать более сложные формулы, учитывающие величину потенциала ионизации сложных атомов, изменение потенциала ионизации из-за динамического эффекта Штарка, заряд иона и некогерентность поля лазерного излучения. Сопоставление результатов расчетов, проведенных в работе [124], учитывающих реальные потенциалы ионизации и заряды ионов, с результатами экспериментов [122, 123], полученными для случая ионизации атома ксенона и ионов ксенона с зарядом от 1 до 3, показывает, что они находятся в удовлетворительном согласии.

Отметим, что результаты работ [122, 123] являются в целом важным шагом в исследовании процесса нелинейной ионизации атомов, подтверждающим справедливость исходного вывода о едином процессе ионизации, имею-

шем два предельных случая — многофотонный и туннельный. Однако это лишь первые результаты, и требуется дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение процесса ионизации атомов при величине параметра адiabатичности $\gamma \ll 1$.

6. Возбуждение коротковолнового излучения. Из приведенных выше экспериментальных данных, относящихся к процессу образования многозарядных ионов, видно, что ионы образуются не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Это указывает на возможность возникновения флюоресценции, например по следующей схеме, представляющей собой развитие той схемы (14), которая рассматривалась выше:



При большой кратности иона q излучение флюоресценции ν может лежать в коротковолновом диапазоне.

Излучение с частотой, лежащей в области вакуумного ультрафиолета, наблюдалась в работе [125] при облучении атомов благородных газов излучением импульсного ультрафиолетового лазера (интенсивность $10^{15}-10^{16}$ Вт·см⁻²).

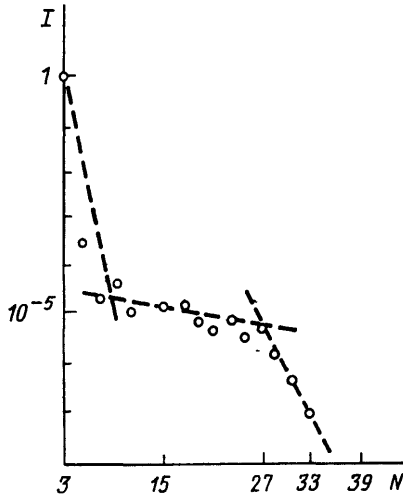


Рис. 18. Относительная интенсивность I излучения высших гармоник, возбуждаемых в газообразном аргоне инфракрасным лазерным излучением ($\omega \approx 1,2$ эВ) в зависимости от номера гармоники N [126]

Постановка этого эксперимента отличалась от подавляющего большинства других экспериментов тем, что использовался импульсный напуск газа. Плотность облучаемого газа в области фокусировки излучения составляла величину до 10^{18} атомов в см³. Экстремально малая длительность лазерного импульса ($\sim 10^{-12}$ с) обеспечивала условия, когда за время действия излучения не возникало соударений частиц в облучаемом объеме. Наблюдались различные частоты излучения, отождествленные с переходами в спектре ионов, в том числе и с переходами между различными оболочками. Наиболее коротковолновое излучение флюоресценции имело длину волны 12 нм ($\omega \sim 10^2$ эВ). Из экспериментальных данных оценены значения эффективных сечений для процессов возбуждения флюоресценции с длиной волны ~ 18 нм в ионах Xe^{7+} и Kr^{7+} порядка 10^{-24} см².

Помимо линий коротковолнового излучения, отождествленных как флюоресценция, в этом же эксперименте наблюдались линии, отождествленные как нечетные высшие оптические гармоники возбуждающего излучения. Максимальная степень нелинейности трансформации лазерного излучения наблюдалась при облучении неона — появлялась семнадцатая гармоника (длина волны ~ 14 нм, энергия кванта $\sim 10^2$ эВ, эффективное сечение $\sim 10^{-29}$ см²). При увеличении номера гармоники эффективность преобразования излучения сначала уменьшается быстро, а для больших номеров уменьшается медленнее.

В дальнейшем процесс возбуждения высших гармоник был обнаружен и при облучении атомов благородных газов излучением ближнего ИК диапазона ($\omega \approx 1$ эВ) при интенсивности около 10^{15} Вт·см⁻² [126]. В этом эксперименте также использовался импульсный напуск газа. Максимальная степень нелинейности наблюдалась при облучении атомов аргона — тридцать третья гармоника (длина волны ≈ 32 нм, энергия кванта ≈ 40 эВ). Зави-

симось эффективности возбуждения от номера гармоники для аргона приведена на рис. 18. Качественно идентичный вид имеют аналогичные зависимости для других атомов.

Теоретическому описанию процесса возбуждения высших оптических гармоник лазерного излучения в условиях, когда энергия кванта гармоники гораздо больше потенциала ионизации атома, посвящены работы [127, 128], в которых высказываются соображения о наличии взаимосвязи между этим эффектом и процессом надпороговой ионизации атомов. Однако нельзя исключить и возможность возбуждения гармоник в спектрах многозарядных ионов в условиях, когда энергия кванта гармоники меньше энергии связи электрона в ионе.

Не вызывает сомнений чрезвычайный общезначимый и прикладной интерес этих новых, недавно обнаруженных явлений.

7. Общее заключение. Если в заключение резюмировать то новое, что обнаружено и выяснено в последние годы при исследовании процесса нелинейной ионизации атомов в переменном электромагнитном поле, то, с нашей точки зрения, наиболее важные выводы следуют из обнаружения эффекта надпороговой ионизации. Весьма существенным представляется заключение, что в многофотонном предельном случае ($\gamma \gg 1$) граница применимости нестационарной теории возмущений определяется не малостью напряженности поля E по сравнению с атомным полем (т.е. условием $E < 1$), а ограничения возникают при гораздо меньших полях, $E \ll 1$. Это фундаментальное заключение, относящееся, как видно из приведенных выше данных, не только к атомам, но и к атомарным ионам и молекулам.

Другим важным новым эффектом, который следует отметить, является процесс образования многозарядных ионов. Вся информация, которая имеется на данный момент относительно процесса образования многозарядных ионов, говорит в пользу каскадного механизма. Как уже говорилось выше, пока нет однозначных данных, указывающих на реализацию прямого многоэлектронного процесса, представляющего очевидный общезначимый интерес.

Наконец, важным выводом, следующим из любых экспериментальных результатов, полученных при исследовании процесса многофотонной ионизации щелочно-земельных атомов, является вывод о многоэлектронном характере этих процессов, в которых существенную роль играют оба электрона, находящиеся на внешней оболочке. Этот же вывод следует и из анализа процесса образования двухзарядных ионов щелочноземельных атомов.

Надо сказать также несколько слов относительно сверхсильных полей. Выше кратко отмечалось, что сейчас уже удастся реализовать напряженности поля $E \gtrsim 1$, а также что при таких полях уже наблюдался процесс ионизации. Однако наиболее важно, что мы находимся сейчас в начале новой эры — эры сверхсильных полей, получение которых связано не с гигантоманией в размерах лазерных установок, а с сокращением длительности лазерных импульсов за счет уширения спектра излучения. Уже сейчас, укорачивая пикосекундные импульсы до фемтосекундных длительностей, оказывается возможным получать напряженность поля лазерного излучения, существенно превышающую атомную напряженность. Переход к сверхсильным полям не только открывает возможности для исследования новых эффектов, например, рождения электронных пар в поле ядра и в вакууме под действием светового поля. Открываются новые возможности и в исследованиях нелинейной ионизации атомов. При этом надо напомнить, что лишь в постоянном поле при $E > 1$ нет проблем для исследования, так как процесс ионизации носит стационарный характер. В переменном поле, ввиду его нестационарного характера, существует ряд специфических проблем [2, 4] и при $E > 1$.

Другой новой проблемой, возникшей в связи с прогрессом в методике эксперимента, является исследование и описание процесса нелинейной иони-

зации при ультракороткой длительности импульса излучения [129]. Реализация импульсов лазерного излучения фемтосекундной длительности обуславливает качественно новую ситуацию, когда длительность воздействия внешнего поля — порядка периода обращения электрона вокруг ядра, а длина пути — порядка длины волны излучения.

Наконец, если обратиться к практическим приложениям, то в последнее время и в этом направлении получены новые результаты. Так, например, в работе [130] сообщается о получении стимулированного излучения в парах магния, обусловленного многофотонными процессами в атомах и молекулярных димерах; в работе [131] сообщается о получении коротковолнового стимулированного излучения в криптоне на межоболочечном переходе; выше уже приводились данные о возбуждении высших гармоник с экстремально высокими номерами, флуоресценции в спектрах ионов и получении таким образом излучения в диапазоне вакуумного ультрафиолета. Уже эти первые результаты говорят о перспективности многофотонных процессов, возникающих в сложных атомах и при экстремально высокой интенсивности излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Коварский В. А. Многоквантовые переходы.— Кишинев: Штиинца, 1974.
2. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Атомиздат, 1978; М.: Энергоатомиздат, 1984; перевод на англ.: Berlin; Heidelberg; New York; Tokio.: Springer-Verlag, 1985.
3. Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манакон Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах.— М.: Атомиздат, 1978.
4. Mittelman M. Theory of Laser: Atom Interactions.— New York: Plenum, 1982.
5. Multiphoton Ionisation of Atoms/Ed. by S. Chin, P. Lambropoulos.— Toronto: Acad. Press, 1984.
6. Коварский В. А., Перельман Н. Ф., Авербух Н. Ш. Многоквантовые процессы.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Манакон N., Ovsiannikov V., Rapoport L.//Phys. Rep. 1986. V. 141. P. 320.
8. Faisal F. Multiphoton Processes.— Amsterdam: North-Holland, 1987.
9. Делоне Н. Б.//УФН. 1975. Т. 115. С. 361.
10. Многофотонная ионизация атомов.— М., Наука, 1980.— (Тр. ФИАН СССР. Т. 115).
- [11] Morellec J., Normand D., Petite G.//Adv. Atom and Mol. Phys. 1982. V. 18. P. 98.
12. Csanse M.//Phys. Rep. 1987. V. 144. P. 119.
13. Запесочный И. П., Суран В. В.//Письма ЖТФ, 1975. Т. 1. С. 973.
14. Agostini P., Fabre F., Mainfray G., Petite G., Rachman N.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1127.
15. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л.//УФН. 1983. Т. 140. С. 135.
16. Casati G., Chirikov B. V., Schepelyansky D. L., Guarneri F.//Phys. Rep. 1987. V. 154. P. 78.
17. Casati G., Guarneri I., Schepelyansky D.//IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. QE-24. P. 1420.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
19. Аммосов М. В., Ильков Ф. А., Мухтаров Ч. К. Препринт ИОФАН СССР № 79.— Москва, 1985.
- Аммосов М. В., Малахов М. В. Препринт ИОФАН СССР № 273.— Москва, 1988.
20. Petite G., Agostini P., Yergeau F.//JOSA Ser. B. 1987. V. 4. P. 765.
- [21] Lompre L. A., L'Huillier A. L., Mainfray G., Manus C.//Ibidem. 1985. V. 2. P. 1906.
22. Guisti-Suzor A., Zoller A.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 36. P. 5178.
23. Chin S., Rolland C., Corcum P., Kelly P.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 153.
24. Muller H. G., van Linden vanden Heuvel H. B., van der Wiel M. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 236.
25. Karule E.//Electronic and Atomic Collisions/Ed. by H. B. Gilbody, W. R. Newell, F. H. Read, A. C. H. Smith.— Elsevier Sci. Publ., 1988.— P. 569.
26. Humpert H. J., Schwier H., Hippler R., Lutz H. O.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 3787.

27. Feldman D., Wolff B., Wenhöner M., Welge K. H.//Zs. Phys. Kl. D. 1987. Bd 6. S. 293.
28. Gontier Y., Rahman N. K., Trahin M.//Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 595.
29. Mellrath T. J., Bucksbaum P. H., Freeman R. R., Bashkansky M.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 35. P. 4611.
30. Freeman R. R., Bucksbaum P. H., Milchberg H., Darack S., Schumacher D., Cenic M. F.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1092.
- [31] Muller H. G., van Linden van den Heuvell H. B., Agostini P., Petite G., Antonetti A., Franco M., Migus A.//Ibidem. 1988. V. 60. P. 565.
32. Gontier Y., Trahin M. J.//J. Phys. Ser. B. 1980. V. 13. P. 4383.
33. Берсонс И. Я.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 2289.
34. Гореславский С. П., Делоне Н. Б., Крайнов В. П.//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1789.
35. Gordon W.//Ann. d. Phys. 1929. Bd. 2. S. 1031.
36. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
37. Delone N. B., Goreslavsky S. P., Krainov V. P.//J. Phys. Ser. B. 1982. V. 15. P. L421.
38. Delone N. B., Goreslavsky S. P., Krainov V. P.//Ibidem. 1983. V. 16. P. 2369.
39. Delone N. B., Goreslavsky S. P., Krainov V. P.//Ibidem. 1989. V. 22.
40. Trippenbach M., Rzazewski K., Fedorov M., Kazakov A.//Ibidem.
- [41] Fabre F., Petite G., Agostini P., Clement H.//Ibidem. 1982. V. 15. P. 1353.
42. Келдыш Л. В.//ЖЭТФ. 1964. Т. 45. С. 1945.
43. Никишов А. И., Ритус В. И.//ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 223.
44. Переломов А. М., Попов В. С.//Ibidem. С. 514.
45. Verson I.//J. Phys. Ser. B. 1975. V. 8. P. 3078.
46. Манакон Н. Л., Рапопорт Л. П.//ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 842.
47. Reiss H.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 726.
48. Becker W., Schlicher R. R., Scully M. O., Wodkiewicz K.//
49. Deng Z., Eberly J.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1810; JOSA. Ser. B. 1985. V. 2. P. 486.
50. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Зон Б. А.//ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 445.
- [51] Мовсесян А. М., Федоров М. В.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 51.
- Fedorov M. V., Movsesian A. M.//JOSA. Ser. B. 1988. V. 5. P. 850.
52. Rzazewski K., Grobe R.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1729; Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 1855.
53. Bucksbaum P. H., Freeman R. R., Bashkansky M., McI-rath T. G.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 760.
54. Levenstein M., Mostovski J., Trippenbach M.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. 461.
55. Trippenbach M.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 1429.
56. Dolcic A.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 35. P. 1673.
57. Javanainen J., Eberly J. H.//J. Phys. Ser. B. 1988. V. 21. P. L93.
58. Федоров М. В.//ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 1434.
59. Гапонов А. В., Миллер М. А.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 242, 751.
60. Xiong W., Yergeau F., Chin S., Lavigne P.//J. Phys. Ser. B. 1988. V. 21. P. L159.
- [61] Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник, — М.: Энергоиздат, 1986.
62. Kruit P., Kimman J., van der Wiel M.//J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. L507.
63. Гореславский С. П., Нарожный Н. Б., Яковлев В. П.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 173.
64. Muller H. G., Tip A., van der Wiel M. J.//J. Phys. Ser. B. 1983. V. 16. P. L679.
65. Luk T. S., Graber T., Jara H., Johann U., Boyer R., Rhodes S. K.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 847.
66. Javanainen J., Eberly J. H., Su Q.//Phys. Rev. Ser. A 1988. V. 38. P. 3430.
- Эберли Дж., Яванайнен Ю., Су К. С.//КЭ. 1988. Т. 15. С. 1157.
67. Bondar I., Gomonay A., Delone N., Suran V.//J. Phys. Ser. B. 1984. V. 17. P. 2049.
- Бондарь И. И., Суран В. В.//Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 24.
- Акрамова Д. Ш., Алимов Д. Т., Делоне Н. Б. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981. Т. 45. С. 1459.

- Алимов Д. Т., Бельковский А. Н., Медведева В. К., Турсунов М. А.//ЖПС. 1986. Т. 44. С. 211.
68. McCown A., Ediger M., Eden J.//Ibidem. 1982. V. 26. P. 3318.
69. McGuire E.//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 24. P. 835.
70. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами.— М.: Физматгиз, 1960.
70. Крайнов В. П., Меликишвили З. Г.//Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 984.
- [71] Алимов Д. Т., Ильков Ф. А., Крайнов В. П., Меликишвили З. Г.//Элементарные процессы в поле лазерного излучения.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1987.
72. Bondar I., Delone N., Dudich M., Suzan V.//J. Phys. Ser. B. 1988. V. 21. P. 2763.
73. Chin S., Feldmann D., Krautwald J., Welge K.//J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. 2353.
74. Андрушин А. И., Казаков А. Е., Федоров М. В.//Нелинейные процессы в двухэлектронных атомах.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1984.— С. 159; ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 91; 1985. Т. 88. С. 1153.
75. Lambropoulos P., Zoller P.//[5].— P. 189.
76. Gangopadhyay P., Tang X., Lambropoulos P., Shakhaf R.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 2998.
77. Andryushin A. I., Kazakov A. E.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. 1501.
78. Rzaewski K., Eberly J.//Phys. Rev. Ser. A. 1982. V. 27. P. 2026.
79. Heller Yu. I., Porov A. K.//Phys. Lett. Ser. A. 1976. V. 56. P. 453.
80. Газазян А. Д., Унанян Р. Г.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1590.
- [81] Коточигова С. А.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 104.
82. Бондарь И. И., Суран В. В.//Элементарные процессы в поле лазерного излучения.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1988.— С. 122.
83. Feldmann D., Otto G., Petring D., Welge K.//J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. P. L144.
84. Pratt S., Dehmer P., Dehmer J.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 35. P. 3793.
85. Коточигова С. А.//Нелинейная спектроскопия атомов и двухатомных молекул.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1988.— С. 17.
86. Аутар М.//Phys. Rep. 1984. V. 110. P. 165.
87. Алимов Д. Т., Бондарь И. И., Ильков Ф. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 1124.
88. Меликишвили З. Г.//Процессы ионизации с участием возбужденных атомов.— Тезисы докладов конференции.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1988.— С. 56.
89. Алимов Д. Т., Иванов М. Ю., Ильков Ф. А.//[85].— С. 4.
90. Leuchs G., Walter H.//Multiphoton Ionisation of Atoms.— New York: Academic Press, 1984.— P. 109.
- [91] Mullins O., Hunter J., Keller J., Berry R.//Phys. Rev. Lett. 1985, V. 54. P. 410; Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 3059; 1986. V. 33. P. 3138.
92. Zangwill A.//J. Chem. Phys. 1983. V. 78. P. 5926.
93. Власов С. В., Зон Б. А., Кривский И. Ю., Ремета Е. Ю., Фарберович О. В.//Теория возмущений в атомных расчетах.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1985. С. 166.
94. Wendin G., Jonsson L., L'Huillier A.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 833.
95. L'Huillier A., Wendin G.//Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 4747.
96. L'Huillier A., Wendin G.//Ibidem. P. 5632.
97. Аммосов М. В., Делоне Н. Б., Иванов М. Ю., Крайнов В. П.//Уровни энергий и вероятности переходов в атомах и ионах.— М.: Совет по спектроскопии АН СССР, 1986.— С. 5.
98. Lambropoulos P.//Comm. At. and Mol. Phys. 1987. V. 20. P. 199.
99. Boyer K., Rhodes C.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1490.
100. Szöke A., Rhodes C.//Ibidem. 1986. V. 56. P. 720.
- [101] Кучиев М. Ю.//Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 45. С. 319.
102. Бейгман И. Д., Чичков Б. Н.//Ibidem. 1987. Т. 46. С. 314.
103. Egger H., Johann U., Luk T., Rhodes C.//JOSA. Ser. B. 1986. V. 3. P. 901.
104. Geltman S.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1909.
105. Grance M.//J. Phys. Ser. B. 1984. V. 17. P. 355, 635, 3503, 4333; 1985. V. 18. P. L155.
106. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 773.
107. Mu X., Aberg T., Blomberg A., Grageman B.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 1909.
108. Войцеховский И. А., Парилис Э. С. Препринт ИЭ АН УзССР № 4.— Ташкент, 1987.

109. Бондарь И. И., Дудич М. И., Суран В. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1952. Лендбел В. И., Преображенский М. А., Суран В. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 1097.
110. Petite G., Agostini P.//J. de Phys. 1986. Т. 47. P. 795; Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 3800.
- [111] Eichmann U., Zhu T., Gallagher T.//J. Phys. Ser. B. 1987. V. 20. P. 4461.
112. DiMauro L., Kim D., Courtkey M., Anselment M.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 38. P. 2338.
113. Delone N., Suran V., Zon B.//Multiphoton Ionization of Atoms.— New York: Academic Press, 1984.— P. 235.
114. Agostini P., Petite G.//J. Phys. B. 1984. V. 17. P. L811.
115. L'Huillier A., Lompre L., Mainfray G., Manus C.//Ibidem, 1983. V. 16. P. 1363.
116. L'Huillier A., Lompre L., Mainfray G., Manus C.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 27. P. 2503.
117. Lompre L., L'Huillier A., Mainfray G., Manus C.//JOSA. Ser. B. 1985. V. 2. P. 1906.
118. Perry M. D., Szöke A., Landen O. L., Campbell E. M.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1270.
119. Chin S., He K., Yergeau F.//JOSA. Ser. B. 1984. V. 1. P. 505.
120. Johann U., Luk T., Egger H., Rhodes C.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 1084.
- [121] Luk T. S., Johann U., Jara H., McIntyre I. A., McPherson A., Schwarzenbach A. P., Boyer K., Rhodes C. K.//SPIE V. 664. P. 223.
122. Chin S., Yergeau F., Lavigne P.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. L213.
123. Chin S., Xloug W., Lavigne P.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 853.
124. Аммосов М. В., Делоне Н. Б., Крайнов В. П.//ЖЭТФ. 1989. Т. 91. С. 2008.
125. McPherson A., Gibson G., Jara H., Johann U., Luk T., McIntyre L., Boyer K., Rhodes C.//JOSA. Ser. B. 1987. V. 4. P. 545.
126. Ferray M., L'Huillier A., Li X., Lompre L., Mainfray G., Manus C.//J. Phys. Ser. B. 1988. V. 21. P. L51.
127. Shore B., Knight P.//Ibidem. 1987. V. 20. P. 413.
128. Eberly J. Preprint Univ. of Rochester.—1988.
129. Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses//NATO Adv. St. Inst. Ser. B. 1988. V. 171.
130. Zhang J., Zhou H., Li Q., Yang J., Zhao L., Nie Y.//J. Phys. Ser. B. 1988. V. 21. P. 589.
131. Boyer K., Egger H., Luk T., Pummer H., Rhodes G.//JOSA. Ser. B. 1984. V. 7. P. 3.