

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.186.22

МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ

Н. Б. Делоне

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	361
1. Специфические черты процесса многофотонной ионизации атомов	362
а) Теория Келдыша (362). б) Прямой процесс ионизации (364). в) Резонансный процесс ионизации (364). г) Спектр квазистационарных состояний системы атом + световое поле (364). д) Процессы, приводящие к ионизации атома в сильном световом поле (367).	
2. Теоретические методы описания процесса ионизации атома в световом поле	368
а) Используемые методы и области их применения (368). б) Метод теории возмущений (369). в) Квазиклассический метод (375). г) Заключение (376).	
3. Постановка эксперимента	377
а) Конкурирующие эффекты (377). б) Фоновые эффекты и их устранение (378). в) Диапазон изменения напряженности поля, при которой можно изучать нелинейный эффект (378). г) Измерение степени нелинейности, вероятности и сечения процесса многофотонной ионизации атомов (379). д) Лазерное излучение (382). е) Типичная постановка эксперимента (382).	
4. Прямой процесс многофотонной ионизации	384
а) Условия реализации (384). б) Наблюдение прямого процесса (384). в) Сечения прямого процесса ионизации (386). г) Основные итоги исследований (388).	
5. Резонансный процесс многофотонной ионизации	389
а) Экспериментальные методы (390). 1) Наблюдение частотной зависимости выхода ионов при фиксированной напряженности поля (390). 2) Наблюдение зависимости выхода ионов от напряженности поля при фиксированной частоте излучения (391). 3) Наблюдение зависимости величины $k = \partial \lg A_i / \partial \lg Q$ от частоты излучения (391).—б) Результаты исследования резонансного процесса ионизации (392). 1) Идентифицируемые резонансы (393). 2) Резонансы в эллиптически поляризованном поле (395). 3) Резонансный процесс ионизации при большой напряженности поля. Неидентифицируемые резонансы (396).—в) Основные итоги исследований (397).	
Заключение	398
Цитированная литература	399

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие атома с квантами света — фотонами — является одной из наиболее изученных глав физики микромира, стимулировавшей в начале века развитие квантовой механики. Однако за редкими исключениями все процессы, исследованные до последнего времени, были связаны с поглощением атомным электроном одного фотона. Рассмотрение однофотонных процессов определило всеобщий характер законов Эйнштейна, а также красной границы фотоэффекта. Между тем всегда было ясно, что, строго говоря, красная граница отсутствует, являясь не

принципиальным, а лишь количественным ограничением, связанным с малой вероятностью многофотонных процессов. Принципиальная возможность многофотонных переходов была выяснена еще во времена основания квантовой механики. Хорошо известный эффект туннелирования атомного электрона через потенциальный барьер под действием внешнего постоянного поля являлся, по сути дела, адиабатическим пределом для процессов, связанных с поглощением многих фотонов. Из-за ангармоничности спектра связанных состояний электрона в атоме многофотонный переход может быть описан лишь как ряд виртуальных переходов, каждый из которых происходит с нарушением закона сохранения энергии. Так как при виртуальных переходах время жизни электрона в промежуточном состоянии определяется не релаксацией, а соотношением неопределенности энергии — время, то оно очевидным образом очень мало. Для того, чтобы электрон мог перейти из этого промежуточного состояния в состояние с большей энергией, нужно, чтобы следующий фотон был бы поглощен через очень малый промежуток времени, т. е. необходима очень высокая интенсивность света. Лишь создание мощных лазеров дало в руки экспериментаторов источники света достаточно высокой интенсивности для наблюдения многофотонного поглощения света атомами и, тем самым, стимулировало развитие теоретического описания многофотонных процессов.

В дальнейшем часто употребляется термин «сильное световое поле». Очевидно, этот термин не эквивалентен термину «световое поле большой напряженности», а также не может существовать единый количественный критерий, какое поле надо считать сильным. Так, например, для двухуровневой системы при относительно небольшой напряженности резонансное поле можно в определенном смысле считать сильным — хорошо известно, что двухуровневая система + резонансное поле представляют собой новое квантовое состояние, волновая функция которого является линейной комбинацией волновых функций исходных состояний. С другой стороны, «атомное поле», т. е. напряженность поля на орбите электрона в атоме водорода, находящегося в основном состоянии $\mathcal{E}_{\text{ат}} \approx 5 \cdot 10^9$ в/см, очевидно можно считать слабым по сравнению с предельной напряженностью поля $\sim 10^{11}$ в/см, которую можно получить сейчас, используя излучение мощных лазеров.

1. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ЧЕРТЫ ПРОЦЕССА МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

а) Т е о р и я К е л д ы ш а. Зависимость вероятности ионизации атома в сильном световом поле от основных параметров, характеризующих атом (потенциал ионизации I) и поле (частота ω и напряженность \mathcal{E}), была выяснена Келдышем¹ путем решения модельной задачи вырывания электрона из прямоугольной потенциальной ямы, глубина которой $I \gg \hbar\omega$. При этом принималось во внимание, что электрон, вырванный из ямы, ускоряется световым полем и имеет среднюю энергию

$$E_{\text{кол}} = \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{4m\omega^2}.$$

Для нас представляют интерес предельные случаи общего решения, полученного в работе¹. В одном предельном случае оказалось, что вероятность вырывания электрона связана с напряженностью поля следующей степенной зависимостью:

$$W = \alpha_{k_0}(I, \omega) \mathcal{E}^{2k_0}, \quad (1)$$

где $\mathcal{E}^2 = F$ — интенсивность излучения, а k_0 — число квантов, поглощение которых необходимо для выполнения закона сохранения энергии:

$$k_0 = \left\langle \frac{\tilde{I}}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle, \quad (2)$$

$\tilde{I} = I + E_{\text{кол}}$ — эффективный потенциал ионизации атома в сильном световом поле. Выражение (1) имеет вид, типичный для многоквантового процесса, — степенная зависимость вероятности от интенсивности излучения, $\alpha_{k_0}(I, \omega)$ — константа, не зависящая от интенсивности, играющая роль сечения многофотонного процесса.

В другом предельном случае, при большей напряженности поля или меньшей частоте излучения вероятность экспоненциально зависит от напряженности поля:

$$W = \frac{B}{\sqrt{\mathcal{E}}} \exp\left(-\frac{C}{\mathcal{E}}\right), \quad (3)$$

где B и C — константы. В выражении (3) экспонента имеет хорошо известный вид вероятности туннелирования в постоянном поле.

Физически реализация многоквантового или туннельного характера процесса ионизации определяется тем обстоятельством, поспевает ли электрон за один период изменения светового поля пройти потенциальный барьер. Если время прохождения барьера меньше, чем время, за которое изменяется фаза поля, то переход носит характер туннелирования. Можно положить, что время туннелирования $\tau = l/v$, где ширина барьера $l \sim \sqrt{I}$, а скорость электрона $v \sim \mathcal{E}$; тогда известный параметр адиабатичности, представляющий отношение времени туннелирования к периоду поля, имеет вид

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_{\text{тун}}} = \frac{\omega \sqrt{2mI}}{e\mathcal{E}} = \sqrt{\frac{2m\hbar\omega^3}{e^2}} \sqrt{\frac{k_0}{\mathcal{E}^2}}. \quad (4)$$

Таким образом, если $\gamma \gg 1$, то должно выполняться соотношение (1), а если $\gamma \ll 1$ — соотношение (3). Рис. 1 иллюстрирует конкретную ситуацию при ионизации атома водорода видимым светом и инфракрасным излучением.

Два обстоятельства не позволяют использовать изящные результаты работы ¹ для количественного описания ионизации атомов сильным световым полем *). Во-первых, необходимо учесть влияние кулоновского поля атомного остатка на электрон, вырванный из атома. Во-вторых, необходимо оценить вклад переходов в спектре связанных состояний.

Хотя теория Келдыша не дает количественного описания процесса многофотонной ионизации атома, однако значение ее трудно переоценить,

*) Результаты работы ¹ должны очевидно хорошо описывать случай ионизации отрицательных ионов; к сожалению, достаточно подробно этот процесс экспериментально не изучен. Наибольший интерес представляют опыты по ионизации инфракрасным излучением (например, используя CO_2 -лазер, $\lambda \approx 10 \text{ мк}$), так как они могут дать сведения о процессе ионизации при $\gamma < 1$ (см. рис. 1).

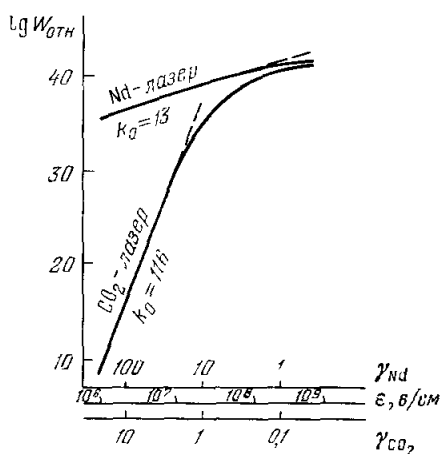


Рис. 1. Ионизация атома водорода в переменном поле (расчет по ¹). Приведены данные для двух типичных мощных лазеров — на стекле с неодимом (Nd -лазер, $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) и на углекислом газе (CO_2 -лазер, $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$). γ — параметр адиабатичности (см. (4)).

так как она позволила выяснить фундаментальные закономерности процесса ионизации в сильном световом поле *).

б) Прямой процесс ионизации. Из соотношения (1) видно, что при $\gamma \gg 1$ ионизация происходит в результате поглощения атомным электроном k_0 фотонов. Если энергии $k \cdot \hbar \omega$ (где $1 \leq k < k_0$) отличаются от энергий квазистационарных состояний на величину, большую ширины этих состояний, то переходы, которые совершает электрон, носят виртуальный характер (переходы могут происходить как в непрерывном спектре, так и в спектре связанных состояний). Соотношение (1) эквивалентно соотношению, лежащему в основе применения для описания процесса ионизации теории возмущений в первом неисчезающем, в данном случае k_0 , порядке. Задачей теории возмущений является вычисление зависимости многофотонного сечения $\alpha_{k_0}(I, \omega)$ от частоты и степени поляризации света, а также от спектра атома.

в) Резонансный процесс ионизации. Плавное изменение частоты света, можно реализовать такие условия, когда энергия некоторого числа k квантов будет равна энергии какого-либо квазистационарного состояния электрона в атоме, и возникает промежуточный резонанс. Однофотонный резонанс с возбужденным состоянием хорошо изучен в квантовой механике (теория естественной ширины линии, резонансного рассеяния, резонансной флюоресценции). Однако промежуточный многофотонный резонанс, возникающий при ионизации, имеет три качественных отличия. Во-первых, так как поле всегда сильно, то существенно возмущение связанных электронных состояний. Поэтому не один параметр (частота), как в слабом поле, а еще и второй параметр (напряженность поля), определяют условие возникновения резонанса. При фиксированной частоте резонанс может быть индуцирован полем. Во-вторых, правила отбора для многофотонных переходов отличаются от известных правил отбора для однофотонных переходов, являясь суммой правил отбора для каждого поглощенного фотона. Поэтому при четном числе поглощающихся фотонов возможны переходы между состояниями с одинаковой четностью^{2, 15}. Наконец, в-третьих, сам факт возникновения резонансного процесса ионизации показывает, что вынужденные переходы из резонансного состояния в состояния с большей энергией (в том числе в непрерывный спектр) доминируют по сравнению со спонтанной релаксацией. В таких условиях, несмотря на наличие резонанса, поле не перемешивает основное и резонансное состояния²⁷.

Выяснение условий реализации прямого и резонансного процессов является одной из основных задач исследований. Очевидно, что для решения этой задачи необходимо знать спектр квазистационарных состояний системы атом + световое поле.

г) Спектр квазистационарных состояний системы атом + световое поле. В отличие от постоянного поля, под действием которого возмущение атомных уровней сводится, как хорошо известно, к линейному по полю эффекту Штарка (в случае вырожденных состояний) и к квадратичному эффекту Штарка (в случае невырожденных состояний), возмущение в переменном поле носит значительно более сложный характер. Действительно, переменное поле может иметь

*) Забегая вперед, отметим, что процесс ионизации атома отличается от процесса вырывания электрона из прямоугольной потенциальной ямы лишь предэкспоненциальным множителем; экспонента не изменяется (см. гл. 2).

различную степень поляризации, возмущение в переменном поле может носить как нерезонансный, так и резонансный характер, могут проявляться квантовые свойства поля (когерентность). Последовательное рассмотрение всех явлений, возникающих при возмущении атомного спектра в световом поле, выходит за рамки данного обзора *). Ниже кратко будут рассмотрены несколько наиболее важных случаев, сведения о которых необходимы для анализа экспериментальных данных о процессе многофотонной ионизации атомов.

Если исходное стационарное состояние s не вырождено, возмущающее поле не резонансно с энергией какого-либо перехода $s \rightarrow i$, линейно или циркулярно поляризовано, изменение энергии этого состояния под действием поля $\Delta E_s \ll \hbar \omega_{si}$, где i — любое другое состояние в невозмущенном спектре, то квазистационарное состояние системы атом + световое поле характеризуется теми же квантовыми числами, как и исходное стационарное состояние, а его энергия отличается от энергии стационарного состояния на малую величину

$$\Delta E_s = -\alpha_s \mathcal{E}^2. \quad (5)$$

В выражении (5) α_s — динамическая поляризуемость атома в состоянии s , которая определяется суммой бесконечного числа виртуальных переходов из состояния s во все связанные и свободные состояния **):

$$\alpha_s = S \frac{(E_i - E_s) |V_{is}|^2}{(E_i - E_s)^2 - (\hbar \omega)^2}, \quad (6)$$

где S обозначает суммирование по дискретному спектру и интегрирование по непрерывному спектру, а V — матричный элемент взаимодействия ***). Ширина состояния s определяется полной вероятностью перехода под действием поля из данного состояния во все остальные, включая непрерывный спектр. По аналогии со случаем постоянного поля (см. (5)) возмущение в этом случае иногда называется эффектом Штарка в переменном поле. Это название неудачно, так как на самом деле аналогия относится лишь к соотношению (5), а как видно из (6), динамическая поляризуемость качественно отличается от поляризуемости, являясь функцией как частоты, так и поляризации излучения. Поэтому, в частности, основное свойство поляризуемости — возрастание по мере увеличения главного квантового числа состояния — в случае динамической поляризуемости может не выполняться. Именно этот случай возмущения в переменном поле всегда привлекал к себе основное внимание, так как он наиболее часто реализуется в эксперименте (слабое, не резонансное поле!), а его теоретический анализ может быть проведен методами теории возмущений. К настоящему времени выполнены расчеты динамической поляризуемости для большого числа атомов, находящихся в различных состояниях³. Число экспериментов, в которых наблюдалось квадратичное по полю возмущение, невелико⁴ (см. также гл. 5). Поэтому хотя результаты этих экспериментов хорошо описываются расчетами, выполненными методом теории возмущений, однако преждевременно делать окончательные выводы о точности, а главное о пределах применимости указанных расчетов. Формула (5) является первым членом разложения ΔE по интенсивности излучения. По мере увеличения напряженности поля могут вносить вклад следую-

*) См., например, обзор⁶².

**) См., например, монографию⁶³.

***) Здесь и всюду далее взаимодействие предполагается дипольным, так как длина световой волны гораздо больше размеров атома.

щие члены, определяющие так называемую гиперполяризуемость атомов⁵. Равенство членов \mathcal{E}^2 и \mathcal{E}^4 может говорить лишь о неприменимости теории возмущений при столь высокой напряженности поля. Исследования гиперполяризуемости находятся сейчас в начальной стадии, так что получение любых результатов, как теоретических, так и экспериментальных, представляет несомненный интерес.

Во всех остальных случаях возмущение связанных состояний в переменном поле носит качественно иной характер. Так под действием переменного поля квазистационарные состояния могут образовываться в результате перемешивания исходных стационарных состояний. При этом как энергия образующихся состояний может существенно отличаться от энергии исходных состояний, так могут изменяться и квантовые числа.

Хорошо известно, что причиной перемешивания исходных стационарных состояний может являться резонансное поле. Если выполняется соотношение $E_s - E_i = \hbar\omega$, где ω — частота возмущающего поля, то квантовая система переходит из одного состояния в другое с частотой Ω_1 , пропорциональной величине возмущения. При достаточно малой ширине резонирующих состояний s, i и достаточно большой напряженности поля, когда $\Omega_1 \gg \gamma_{si}$, вероятности нахождения системы в этих состояниях становятся одного порядка величины, возникает эффект насыщения. Эффект насыщения может возникнуть и при многофотонном резонансе между состояниями s и i . Однако условие возникновения насыщения всегда внутренне противоречиво — увеличение напряженности внешнего поля приводит как к увеличению частоты переходов Ω , так и к увеличению ширины резонансных состояний. Из соотношения для многофотонного резонанса $\Omega_k \sim \omega (\mathcal{E}/\mathcal{E}_{ат})^k \gg \gamma_{s,i}(\mathcal{E})$, полученного в работе⁶, легко оценить, что перемешивание может возникать лишь при небольшой степени нелинейности k . Возникновению резонансного перемешивания также препятствует процесс ионизации из резонирующих состояний. Если вероятность ионизации $W_{s,i}(\mathcal{E}) \gg \Omega_k$, то очевидно, что перемешивание возникнуть не может²⁷.

Перемешивание стационарных состояний может происходить и в нерезонансном поле, когда сдвиг уровней достигает величины, сравнимой с расстоянием между ними, $\Delta E_s \sim \hbar\omega_{si}$ ⁷. В этом случае возможность перемешивания определяется длительностью возмущения τ . Если $\Delta E_s \tau \ll \hbar$, то электрон за время τ не успевает перейти из состояния s в соседние состояния i и перемешивания не возникает. Очевидно, что нерезонансное перемешивание играет существенную роль в случае вырождения исходных стационарных состояний, т. е. в атоме водорода, и в случае достаточно высоких водородоподобных состояний^{8а, 9}. В секулярном уравнении, описывающем в этом случае спектр квазистационарных состояний, перемешивание исходных состояний и несохранение орбитального момента обуславливается недиагональными членами. Для частот порядка и меньше атомных недиагональные члены имеют тот же порядок величины, как и диагональные⁹ (последние преобладают лишь в асимптотическом пределе $\omega \rightarrow \infty$). Поэтому, в частности, возмущение сводится к линейной зависимости от напряженности поля («линейному эффекту Штарка») лишь при определенной частоте переменного поля, например, при радиочастотах; в световом диапазоне для большинства связанных состояний (кроме самых низших) эффект носит квадратичный характер.

В частично поляризованных полях возникает перемешивание стационарных состояний, имеющих различные магнитные квантовые числа¹⁰.

Заметим, наконец, что в зависимости от степени поляризации светового поля хорошими оказываются различные квантовые числа. Так, например, при циркулярной поляризации единственным выделенным

направлением является вектор распространения, и можно говорить о проекции момента лишь на это направление (в отличие от проекции момента на направление поля в случае линейной поляризации).

На другие особенности спектра квазистационарных состояний указывает рассмотрение задачи возмущения атомного спектра методом квазиэнергий *). Общее решение уравнения Шрёдингера с гамильтонианом, периодически зависящим от времени⁸, показывает, что в достаточно сильном поле вероятность нахождения системы в состояниях с энергией $E_s \pm k\hbar\omega$ сравнима с вероятностью нахождения в состоянии E_s . Для нерезонансного светового поля оценки дают для $k = 1$ необходимую напряженность поля $\sim 10^8$ в/см^{8a}. При наличии квазирезонанса, естественно, необходима меньшая напряженность поля; расчет¹¹ дает величину $\sim 10^7$ в/см. Эти оценки показывают, что возникновение гармоник может играть роль в условиях, вполне осуществимых экспериментально. Существенно отметить, что так как энергия гармоник $E_s \pm k\hbar\omega$ может быть как больше, так и меньше энергии исходного состояния E_s , то при возникновении гармоник различных исходных состояний E_s, E_i, E_j теряется само понятие большей или меньшей энергии. Вопрос о роли квазиэнергетических состояний в полях оптической частоты является сейчас предметом дискуссии. Для ответа на этот вопрос необходимо учесть затухание этих состояний, определяющееся, как всегда в сильном поле, вынужденными переходами, в том числе и переходами в непрерывный спектр. Задача эта пока не решена. С одной стороны, использование теории возмущений представляется совершенно не обоснованным не только из-за большой напряженности поля, а в первую очередь из-за сильного возмущения связанных электронных состояний, энергия которых, а также другие квантовые числа не соответствуют данным, известным для невозмущенного спектра. С другой стороны, в большинстве случаев, (за исключением тех состояний, энергия которых очень близка к границе непрерывного спектра), переход в непрерывный спектр не носит характера туннелирования, параметр адиабатичности имеет промежуточное значение $\gamma \sim 1$. Необходимо точно, вне рамок теории возмущений решить задачу однофотонной ионизации из возбужденных состояний.

Если резюмировать в целом ту ситуацию, которая имеется на данный момент в исследованиях возмущения атомного спектра световым полем, то можно утверждать, что пока не существует систематического теоретического описания всего многообразия возникающих явлений. Не лучшее положение и с экспериментальными данными, полученными пока лишь для отдельных случаев — квадратичного эффекта Штарка и однофотонного резонанса в двухуровневой системе.

д) Процессы, приводящие к ионизации атома в сильном световом поле. Краткое рассмотрение специфических черт процессов, связанных с поглощением атомным электроном многих фотонов, позволяет качественно классифицировать различные процессы, приводящие к ионизации атома.

Прямой процесс многофотонной ионизации происходит в условиях, когда параметр $\gamma \gg 1$ и не возникает промежуточных резонансов. Вероятность прямого процесса связана с напряженностью поля степенным соотношением (1).

Резонансный процесс ионизации происходит при возникновении промежуточного резонанса между энергией $1 < k < k_0$ фотонов и энергией связанного состояния электрона в атоме. При возникновении промежу-

*) Метод квазиэнергий изложен в обзоре⁶⁴.

точного резонанса процесс ионизации существенно определяется возмущением резонансного состояния в световом поле.

Туннельный процесс ионизации происходит при значении параметра $\gamma \ll 1$; он описывается экспоненциальным соотношением между вероятностью ионизации и напряженностью поля вида (3) и характеризуется отсутствием зависимости вероятности ионизации от частоты излучения.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ИОНИЗАЦИИ АТОМА В СВЕТОВОМ ПОЛЕ

а) *Используемые методы и области их применения.* Специфические черты процесса ионизации, рассмотренные в предыдущей главе, указывают на те методы, которые можно применить для описания процесса ионизации атома в сильном световом поле. Используя различные методы, как всегда, необходимо анализировать условия их применимости для решения каждой конкретной задачи. Большое число параметров, определяющих процесс ионизации атомов светом, как правило, затрудняет конкретизацию общеизвестных критериев.

Обратимся сначала к теории возмущений. Единый критерий применимости теории возмущений для описания многофотонных процессов сформулировать вряд ли возможно, хотя бы из-за сложного характера возмущения атомного спектра световым полем. Однако можно сделать некоторые очевидные оценки *). Рассмотрим стандартный подход теории возмущений, когда за базис принимается невозмущенный атомный спектр, а в конечном состоянии предполагается, что электрон находится в кулоновском поле атомного остатка. В такой постановке задачи для конечного состояния — свободного электрона, вырванного из атома — условие $\Delta p/p \ll 1$, где p — импульс вылетающего электрона, энергия которого $E_{\text{кин}} \leq \hbar\omega$, а Δp определяется колебательной энергией $E_{\text{кул}}$ в поле волны, дает верхнюю границу напряженности светового поля в виде ¹²

$$E/E_{\text{ат}} \ll 1/k_0^{3/2}. \quad (7)$$

(Учет кулоновского поля атомного остатка должен, очевидно, несколько ослабить этот критерий.) Численные расчеты, выполненные в работе ⁹, показали, что нерезонансное возмущение связанных состояний в атоме водорода уже для $n \geq 4$ выходит на асимптотическое значение, соответствующее возмущению свободного электрона. Таким образом, критерий (7) можно применять и к случаю возмущения связанных состояний (кроме наиболее низких). Если положить, что типичная степень нелинейности при ионизации атомов светом имеет величину $k_0 \sim 10$, то из (7) следует, что теория возмущений применима при напряженности поля, много меньшей 10^8 в/см. Так как процесс ионизации атомов в сильном световом поле носит многофотонный характер ($\gamma \gg 1$) до напряженности поля порядка 10^8 в·см⁻¹ (при том же значении $k_0 \sim 10$), то существует определенный интервал напряженности поля 10^7 — 10^8 в/см, в котором, хотя процесс носит многофотонный характер ($\gamma \gg 1$), стандартная теория возмущений, вероятно, не применима для его описания.

Широко применяется квазиклассический метод к описанию процесса ионизации атома в сильном световом поле. Действительно, сильное поле соответствует большой интенсивности потока фотонов. В случае частот светового диапазона $\omega \ll \omega_{\text{ат}} = I/\hbar$. Если напряженность поля $E \ll$

*) Строго говоря, критерии применимости нестационарной теории возмущений необходимо формулировать на языке изменения волновых функций (см., например, ^{6b}); однако с практической точки зрения желательно сформулировать критерии в терминах наблюдаемых величин.

$\ll \mathcal{E}_{\text{ат}} = 5 \cdot 10^9$ в/см, то ионизация происходит медленно по сравнению с атомными временами, барьер является широким. Наконец, так как длина световой волны гораздо больше размеров атома, то на размере атома поле можно считать однородным. Сопоставление критериев применимости квазиклассического приближения

$$\mathcal{E}/\mathcal{E}_{\text{ат}} \ll 1, \quad \omega/\omega_{\text{ат}} \ll 1 \quad (8)$$

с критерием применимости теории возмущений (7) показывает, что использование квазиклассики в принципе может позволить продвинуться в область большей напряженности поля.

Метод квазиэнергий по самой постановке задачи не содержит ограничений со стороны сильных полей — решается уравнение Шредингера с гамильтонианом, являющимся периодической функцией времени. Однако классический подход, используемый в методе квазиэнергий — решение задачи на спектр с последующим учетом затухания, — вряд ли можно считать обоснованным в том случае, когда поле сильное; вероятности переходов в сильном поле всегда велики, так что затухание нельзя считать малым.

Можно выделить ряд других методов, однако они не носят общего характера. Само по себе отсутствие общности не является недостатком, важным для практики. После работы¹ стало ясно, что в зависимости от конкретизации значений нескольких основных параметров, характеризующих атом и поле, процесс ионизации носит качественно различный характер. Поэтому основной практический интерес представляет не только задача создания достаточно общего теоретического метода описания процесса ионизации, а получение частных решений, четкое выяснение условий их применимости и точный учет сделанных приближений.

Рассмотрим теперь конкретные результаты, полученные различными методами расчета.

б) Метод теории возмущений. Процесс поглощения атомным электроном k_0 фотонов может быть описан в первом исчезающем (k_0) приближении нестационарной теории возмущений в том случае, если переходы электрона носят виртуальный характер. В рамках нестационарной теории возмущений k_0 -порядка вероятность k_0 -фотонного процесса ионизации атома описывается следующим соотношением*):

$$dW = \frac{m}{\hbar (2\pi)^2} (2\pi\alpha F\omega)^{k_0} |K_{0f}^{(k_0)}|^2 d\Omega_k, \quad (9)$$

где $K_{0f}^{(k_0)}$ — составной матричный элемент перехода электрона из основного состояния в непрерывный спектр, содержащий $k_0 - 1$ кратное суммирование по всей совокупности связанных и свободных состояний, — имеет вид

$$K_{0f}^{(k_0)} = \sum_{n_1} \sum_{n_{k_0-1}} \frac{V_{0n_1} \dots V_{n_{k-1}n_k} \dots V_{n_{k_0-1}f}}{[E_{n_{k_0-1}} - E_0 - (k_0 - 1)\hbar\omega] \dots [E_{n_k} - E_0 - k\hbar\omega] \dots [E_{n_1} - E_0 - \hbar\omega]}. \quad (10)$$

В формуле (10) $V_{n_{k-1}n_k}$ — дипольный матричный элемент, описывающий в нерелятивистском приближении переход между состояниями n_{k-1} и n_k , имеющими энергии $E_{n_{k-1}}$ и E_{n_k} ; E_{n_k} — энергии стационарных связанных

*) В дальнейшем излагается стандартный подход в теории возмущений, основные положения которого изложены в начале главы. В принципе разложение можно вести и по другим функциям, например, по функциям, описывающим свободный электрон в поле волны (см. ⁶⁶).

состояний электрона в отсутствие поля; в конечном состоянии пренебрегается воздействием светового поля на электрон. Соотношение (9) не описывает процесс ионизации при тех частотах излучения, которые соответствуют возникновению резонансов; энергетические знаменатели для резонансных частот в (10) обращаются в нуль, $K_{0f}^{(k_0)} \rightarrow \infty$; в первом неисчезающем приближении затухание может быть учтено лишь феноменологически.

Откладывая на некоторое время обсуждение вопроса о методах вычисления бесконечной суммы (10), сначала качественно проанализируем типичный результат такого вычисления, приведенный на рис. 2, — зависимость вероятности ионизации от частоты излучения. Данные относятся

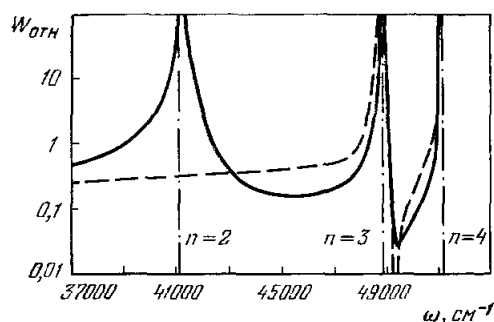


Рис. 2. Зависимость вероятности ионизации атома водорода $W_{\text{ион}}$ (в отн. ед.) от частоты света ω (расчет методом стандартной теории возмущений ²¹).

Сплошная линия — линейно поляризованный свет, штриховая — циркулярно поляризованный свет; n — главное квантовое число связанного электронного состояния.

к трехфотонной ионизации атома водорода. В случае атома водорода спектр s -состояний совпадает со спектром d -состояний, поэтому резонансы при циркулярной и линейной поляризации излучения совпадают, за исключением резонанса при $n = 2$, который реализуется только при линейной поляризации. Общий характер дисперсионной зависимости резко отличается от аналогичных зависимостей для однофотонных процессов — «ширина» максимумов на много порядков превышает ширину резонансных состояний и может достигать величины порядка расстояния между резонансами. Такой характер дисперсионной зависимости типичен для многофотонных процессов, так как составной матричный элемент (10) определяется суммой многих матричных элементов для отдельных виртуальных переходов. Следует отметить качественное отличие дисперсионных зависимостей для света различной поляризации. В случае циркулярной поляризации в каждом межрезонансном промежутке имеется частота, при которой вероятность ионизации равна нулю. Эти минимумы отражают специфику циркулярно поляризованного света — при поглощении каждого кванта орбитальный момент электрона все время увеличивается. Таким образом, нет систематического преимущества определенной поляризации; в зависимости от частоты вероятность ионизации при определенной поляризации может быть как больше, так и меньше, чем при иной поляризации *).

Теперь вернемся к методам расчета вероятности переходов. При вычислении составного матричного элемента (10) возникают две трудности.

Первая трудность носит традиционный характер и заключается в необходимости конструирования волновой функции оптического электрона в сложном атоме. (Эта трудность, естественно, отсутствует при решении задачи ионизации атома водорода.) По аналогии с однофотонными процессами используются в соответствующей модификации метод квантового

*) Соотношение $W_{k_0}^{\text{лин}}/W_{k_0}^{\text{цирк}} = (2k_0 - 1)!/|k_0|! > 1$, полученное в работе ⁶⁷, справедливо лишь для атома водорода, в котором существует вырождение по орбитальному моменту.

дефекта¹³, метод Хартри — Фока и метод псевдопотенциала. Метод квантового дефекта, как известно, основан на том обстоятельстве, что в матричные элементы основной вклад дают области, далекие от ядра, где эффективный одночастичный потенциал можно считать кулоновским с зарядом остаточного иона. Поэтому следует ожидать, что использование метода квантового дефекта должно давать наиболее хорошие результаты в случае ионизации щелочных атомов. Получить точное значение для псевдопотенциала в аналитическом виде невозможно. Поэтому использование метода псевдопотенциала, по существу, сводится к феноменологическому подбору аналитических потенциалов, с определенной точностью моделирующих псевдопотенциал¹⁴.

Вторая трудность специфична для многофотонных процессов, она основана на виртуальном характере происходящих переходов и заключается в необходимости бесконечного суммирования при вычислении составного матричного элемента (10).

Использованные методы суммирования можно разделить на феноменологические (метод Голда, метод Бейба и метод Мортон) и на точные (метод Шварца — Тимана и метод функции Грина).

Метод Голда^{15, 16} основан на эмпирическом предположении о возможности введения средней энергии вместо бесконечного числа энергий $E_0 - E_{n_k}$ (см. соотношение (10)). Численный счет показал, что удовлетворительным значением средней энергии в атоме водорода является энергия первого возбужденного состояния $E_{2p} = 10,2$ эв. По аналогии за среднюю энергию в случае сложных атомов также принималась энергия первого возбужденного состояния. Таким образом, выполнены расчеты вероятности ионизации атома водорода до $k_0 = 7$, атомов благородных газов до $k_0 = 14$ ¹⁵. Метод Бейба основан на суммировании конечного числа членов, дающих наибольший вклад в составной матричный элемент. Таким образом рассчитаны вероятности 2—3 фотонных процессов ионизации щелочных атомов¹⁶. Метод Мортон¹⁷ основан на прямо противоположном, но столь же эмпирическом предположении о возможности усреднить все матричные элементы, которые по порядку величины предполагаются равными

$$V_{n_k-1n_k} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2mI}} \sqrt{\frac{I}{E_{n_k-1n_k}}},$$

где первый сомножитель — размер атома. Таким методом проведены расчеты вероятности процесса многофотонной ионизации атома водорода, щелочных атомов, ртути, атомов благородных газов излучением рубинового и неодимового лазера и соответствующих вторых гармоник¹⁷. Очевидный недостаток любых феноменологических методов заключается в неконтролируемой точности расчетов.

В ряде расчетов ионизации атома водорода использовался метод Шварца — Тимана¹⁸, позволяющий свести задачу бесконечного суммирования к интегрированию цепочки зацепляющихся неоднородных дифференциальных уравнений первого порядка. Хотя этот метод не содержит эмпирики и достаточно хорошо математически обоснован, но расчеты оказываются сложными, что видно на примере результатов расчета процесса двухфотонной ионизации атома водорода¹⁹.

Наиболее перспективными представляются расчеты, основанные на использовании функции Грина для описания оптического электрона *).

*) Методы использования функции Грина в теории возмущений изложены в монографии⁶⁸.

Функция Грина $G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ уравнения Шрёдингера определяется соотношением

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum \frac{\Psi_{n_k}(\mathbf{r}) \Psi_{n_k}^*(\mathbf{r}')}{E_{n_k} - E} + \int \frac{\Psi_{E'}(\mathbf{r}) \Psi_{E'}^*(\mathbf{r}')}{E' - E} dE',$$

где $\Psi_{n_k}(\mathbf{r})$, $\Psi_E(\mathbf{r})$ — волновые функции оптического электрона в дискретном и непрерывном спектре. Составной матричный элемент (10), записанный с использованием функции Грина, имеет вид:

$$K_{0f}^{(k_0)} = \langle f | (\mathbf{e}, \mathbf{r}_{k_0}) G_{E_i + (k_0-1)\omega}(\mathbf{r}_{k_0}, \mathbf{r}_{k_0-1}) (\mathbf{e}, \mathbf{r}_{k_0-1}) \dots G_{E_i + \omega}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) (\mathbf{e}, \mathbf{r}_1) | i \rangle. \quad (10')$$

Так как $G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ удовлетворяет уравнению Шрёдингера, то действуя оператором \hat{H} на функцию Грина, получаем следующее линейное неоднородное уравнение:

$$\hat{H}G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Таким образом, если ввести функцию Грина, то вычисление вероятности сводится к решению этого уравнения, при интегрировании которого, в частности, можно использовать различные приближенные методы, развитые в квантовой механике атома. Такой метод позволяет в принципе точно просуммировать бесконечную сумму (10). При этом спектр атома (в отсутствие поля) учитывается точно, так как полюса функции Грина совпадают со связанными электронными состояниями. Для оптического электрона в сложном атоме функция Грина строилась в приближении метода квантового дефекта¹⁸. Использование метода функции Грина позволило провести расчет вероятности прямого процесса многофотонной ионизации в широком диапазоне частоты излучения для атома водорода в интервале $2 \leq k_0 \leq 16$ ²⁰, а для щелочных атомов в интервале $2 \leq k_0 \leq 5$ ²¹.

Подавляющее большинство расчетов выполнено для линейно поляризованного поля. Вопрос о зависимости вероятности ионизации от степени эллиптичности излучения рассматривался в работах^{21, 22}, в которых получены как численные данные для круговой поляризации, так и зависимость вероятности ионизации от степени эллиптичности света.

Перечисление различных методов расчета сечений прямого процесса многофотонной ионизации, проведенных в рамках теории возмущений, ставит вопрос об оптимальности указанных методов. Неаналитический характер расчетов, требующих использования электронных вычислительных машин, а также применения различных приближений, затрудняет получение ответа на этот вопрос. Однако сопоставление результатов различных расчетов, проведенных для одних и тех же случаев, позволяет сделать некоторые общие заключения. В табл. I — IV приведены величины многофотонных сечений, вычисленные различными методами при различных упрощающих предположениях*).

Приведенный в табл. I пример расчета сечения шестифотонной ионизации атома водорода иллюстрирует результат применения различных методов суммирования — сечения различаются на порядок величины.

*) Необходимо напомнить, что прямой процесс ионизации описывается соотношением (1), поэтому размерность многофотонного сечения $\alpha_{k_0} = W/F^{k_0}$ есть $[\alpha_{k_0}] = \text{см}^2 k_0 \text{сек}^{k_0-1}$ при размерностях $[W] = \text{сек}^{-1}$ и $[F] = \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

Таблица I

Результаты расчетов сечения шестифотонной ионизации атома водорода α_6 при $\hbar\omega = 2,36$ эв, выполненных различными методами (линейная поляризация света, $[\alpha_6] = \text{см}^{12}\text{сек}^5$)

$\lg \alpha_6$	Метод расчета	Литература
—179,7	Метод функции Грина	20а
—180,1	Метод Голда	15
—181,4	Метод Мортонна	17

Таблица II

Результаты расчетов сечения трехфотонной ионизации атома цезия α_3 при $\hbar\omega = 1,78$ эв, выполненных различными методами (линейная поляризация света, $[\alpha_3] = \text{см}^6\text{сек}^2$)

$\lg \alpha_3$	Метод расчета	Литература
—75,0	Метод функции Грина в приближении квантового дефекта	21
—76,0	Метод Бейбба	16
—76,0	Метод Мортонна	17

Таблица III

Результаты расчетов 21 сечений прямого процесса многофотонной ионизации, выполненных с волновыми функциями основного состояния, построенными методом квантового дефекта (МКД) и методом Хартри—Фока (Х—Ф) (приведены значения $\lg \alpha_{h_0}$; $[\alpha_{h_0}] = \text{см}^{2h_0}\text{сек}^{h_0-1}$)

h_0	4	4	5
Атом	K	Rb	Na
МКД	—106,4	—106,9	—139,4
Х—Ф	—107,8	—107,0	—137,4

Таблица IV

Составные матричные элементы $K_{is}^{(h)}$ для многофотонных связанно-связанных переходов (расчет 23)

h	2	2	3	3	4
Атом	He*	Cs	K	Cs	Na
$\hbar\omega$, эв	1,78	1,78	1,17	1,17	1,17
Переход	2^1s-6^1s	$6s-9d$	$4s-4f$	$6s-6f$	$3s-7s$
$K_{is}^{(h)}$, ат. ед.	$4,7 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$7,4 \cdot 10^{15}$

Не меньшее различие получается при расчете сечений ионизации сложных атомов (см. табл. II) (заметим, что в этом случае приведены α_3 , а в случае ионизации водорода — α_0).

Чувствительность расчетов к выбору волновых функций иллюстрируется данными, приведенными в табл. III.

Помимо внутренней непротиворечивости и возможности последовательного контроля различных этапов расчета, очевидным критерием оптимальности того или иного метода является результат сопоставления с экспериментальными данными. Такое сопоставление проведено в гл. 4, где также обсуждается вопрос о границах применимости теории возмущений по напряженности поля.

Расчет вероятности многофотонного возбуждения — связанно-связанного виртуального многофотонного перехода в сильном световом поле — усложняется по сравнению с расчетом процесса ионизации необходимостью учета изменения энергии перехода, а также ширины конечного состояния под действием поля излучения. Динамические эффекты, связанные с возмущением резонансного состояния s , играют роль в том случае, когда $\Delta E_s(\mathcal{E}) \gtrsim \Gamma_k, \gamma_s(\mathcal{E})$, где Γ_k и $\gamma_s(\mathcal{E})$ — приведенная ширина линии излучения и ширина резонансного состояния s (предполагается, что возмущение резонансного состояния больше, чем основного (см. гл. 5)). Сам факт учета ширины линии излучения приводит к необходимости решения задачи о переходе электрона из состояния o в состояние s в результате поглощения k_0 квантов с различными частотами. Так как величина составного матричного элемента остается практически неизменной при изменении частоты в пределах $\Gamma_k, \gamma_s(\mathcal{E})$, то расчет разделяется на два этапа — вычисление составного матричного элемента и учет возмущения резонансного состояния полем излучения. Выражение для вероятности зависит от формы линии излучения и резонансного состояния. Составные матричные элементы связанно-связанных многофотонных переходов, рассчитанные методом функции Грина, приведены в табл. IV.

Различие в величине матричных элементов для трехфотонного возбуждения атомов калия и цезия демонстрирует роль реального спектра атома и невозможность применения водородоподобной модели.

Оставаясь в рамках стандартного подхода теории возмущений, возможно также выполнить вычисление вероятности ионизации при наличии промежуточного резонанса, если можно использовать модель, в которой переход из основного состояния в непрерывный спектр может быть представлен в виде двух последовательных переходов и известен характер возмущения резонансного состояния. Вероятность ионизации в этом случае равна произведению вероятностей переходов, каждая из которых вычисляется независимо (см. ^{1, 24a, б} и далее гл. 5).

Однако стандартный подход теории возмущений в принципе не применим для описания динамических эффектов при наличии промежуточного резонанса — зависимости вероятности ионизации от частоты и напряженности светового поля, — так как при изменении этих параметров изменяются характер и величина возмущения резонансного состояния. В составном матричном элементе (10) соответствующий знаменатель $(E_s - E_0 - k\hbar\omega)$ при наличии резонанса переходит в $(E_s(\mathcal{E}) - E_0 - k\hbar\omega - i\gamma_s(\mathcal{E}))$. Так как при изменении \mathcal{E} зависимость вероятности от \mathcal{E} изменяется, то процесс может быть описан лишь в более высоком (чем k_0) порядке теории возмущений. Описание процесса ионизации при наличии резонанса можно провести, используя в качестве базиса спектр системы атом + поле. Основная задача при этом заключается в конструировании функции Грина для этой системы. Использование такого метода известно как для описания однофотонных переходов ²⁵, так и для много-

фотонных переходов²⁶. Решения получены лишь в ряде частных случаев. Хотя в принципе перспективность такого метода очевидна, однако сейчас преждевременно делать какое-либо заключение о его практической ценности.

Заканчивая краткий обзор результатов применения методов теории возмущений для описания процесса многофотонной ионизации атомов, необходимо сформулировать основные выводы. К настоящему времени достаточно широко развиты методы стандартной теории возмущений k_0 -го порядка, когда за базис берется невозмущенный спектр атома, а воздействием поля на электрон в конечном состоянии пренебрегается. Методом стандартной теории возмущений можно описать лишь прямой процесс (ионизации или возбуждения). В принципе в сколь угодно слабом переменном поле могут реализоваться такие условия возмущения связанных электронных состояний, при наличии которых переход электрона не может быть описан в рамках стандартного подхода теории возмущений.

в) К в а з и к л а с с и ч е с к и й м е т о д *). В ряде работ^{1, 28, 30} задача ионизации в переменном поле решалась в условиях выполнения квазиклассических критериев (8). Наиболее последовательным применением квазиклассики являются методы вычисления квазиклассической траектории подбарьерного перехода электрона²⁸ и квазиклассической волновой функции³⁰. Очевидно, что в адиабатическом случае ($\gamma \ll 1$), когда ионизация происходит за времена, малые по сравнению с периодом изменения поля, вероятность ионизации может быть рассчитана путем усреднения по периоду вероятности ионизации в постоянном скрещенном поле ($|\mathcal{E}| = |\mathbf{H}|$, $\mathcal{E} \perp \mathbf{H}$)²⁷.

Использование методов квазиклассики позволило получить общее решение лишь в одном случае — для вырывания электрона из короткодействующей потенциальной ямы. Вероятность такого процесса равна

$$W \approx \left| \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_{\text{ат}}} \right|^2 \exp \left[-\frac{2\omega_{\text{ат}}}{\omega} f(\gamma) \right], \quad f(\gamma) = \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \text{Arcsh } \gamma - \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma}. \quad (11)$$

Функция $f(\gamma)$ монотонно возрастает с ростом напряженности поля, поэтому при фиксированной частоте излучения вероятность ионизации возрастает с ростом поля. При $\gamma \ll 1$ $f(\gamma) \sim \gamma$, и (11) с точностью до предэкспоненциального множителя переходит в хорошо известную формулу (3) для постоянного поля $W \sim \exp(-C/\mathcal{E})$. При $\gamma \gg 1$ $f(\gamma) \sim \ln 2\gamma - (1/2)$, $W \sim (1/2\gamma)^{2\omega_{\text{ат}}/\omega} \sim F^{h_0}$, что эквивалентно соотношению (1).

Трудность, которую пока не удалось преодолеть, — учет кулоновского поля атомного остатка. Из-за дальнего действия характера кулоновского поля оно искажает движение электрона на расстояниях, больших по сравнению с радиусом атома. Суть возникающей трудности очевидна — необходимо учитывать воздействие двух полей на электрон в конечном состоянии. Учет воздействия кулоновского поля пока выполнен лишь методом теории возмущений; при этом предполагается, что действие кулоновского поля представляет собой малую поправку к действию поля световой волны^{28в}. Это естественно ограничивает область применения полученных результатов со стороны слабых световых полей, так как необходимо, чтобы было выполнено условие

$$\gamma \ll \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{\text{ат}}}{\mathcal{E}}}. \quad (12)$$

*) Рассмотрение возможностей применения квазиклассики для решения задачи ионизации атома в переменном поле проведено в цитированной выше монографии⁶⁸.

Даже для максимальной напряженности поля, при которой наблюдался прямой процесс многофотонной ионизации $\sim 10^8$ в/см⁴², $\gamma \sim 5$, а выражение (12) сводится численно к $\gamma \ll 10$. Таким образом, строго говоря, общее квазиклассическое описание процесса многофотонной ионизации реального атома не может быть применено для существующих экспериментальных данных. Необходимо иметь в виду, что как показали расчеты^{28в}, при выполнении критерия (12) учет кулоновского поля увеличивает вероятность ионизации на фактор порядка $(2\mathcal{E}_{\text{ат}}/\mathcal{E})^2$. В работе^{28а} учет кулоновского поля удалось осуществить без ограничений на напряженность светового поля, но лишь для циркулярной поляризации излучения. Возможно, это отражает тот факт, что при поглощении большого числа фотонов циркулярно поляризованного поля момент электрона всегда велик, электрон находится далеко от ядра, влияние кулоновского поля мало по сравнению со случаем линейной поляризации. Очевиден интерес к продвижению квазиклассики в область меньших напряженностей линейного поля и больших значений параметра γ . При этом, однако, надо иметь в виду, что по самой сути квазиклассического подхода к решению задачи ионизации этот метод, исходящий из усредненных характеристик, не может описать возникновение промежуточных резонансов. Поэтому не следует ожидать успехов от применения квазиклассического метода при $\gamma > 1$ в тех случаях, когда k_0 не очень велико или когда связанные состояния расположены не очень высоко, а потому не очень часто.

Квазиклассика была также применена к описанию процесса многофотонного возбуждения атома. Так как для многофотонных переходов внешнее поле может рассматриваться как адиабатическое возмущение и волновая функция квазиклассична по времени, то, как хорошо известно*), задача нахождения волновой функции в момент $t \rightarrow \infty$ по ее известному значению в момент $t = 0$ эквивалентна задаче о надбарьерном отражении. Используя эту аналогию, в работе³⁰ было получено выражение для вероятности многофотонного возбуждения в двухуровневой системе при $\hbar\omega \ll E_i - E_j$, имеющее вид

$$W = (A\mathcal{E})^{2k_0} \exp(Bk_0\mathcal{E}^2), \quad (13)$$

где A и B — константы, не зависящие от напряженности поля. В (13) первый сомножитель соответствует результату применения теории возмущений, а второй — поправке, которую позволяет получить квазиклассика. Для применения этого метода к вычислению связанно-связанных переходов в реальном атоме необходимо определить адиабатические энергии начального и конечного состояний как функции времени.

г) **З а к л ю ч е н и е.** Кратко резюмируем существующие сейчас возможности теоретического описания различных процессов, приводящих к ионизации атомов в сильном световом поле.

Прямой процесс ионизации при напряженности поля $< 10^7$ в/см — применима теория возмущений; выполнено много расчетов для различных конкретных случаев.

Прямой процесс ионизации при напряженности поля $> 10^7$ в/см — нет общего решения задачи ионизации; получены частные решения при дополнительных ограничивающих предположениях.

Туннелирование (напряженность поля $> 10^8$ в/см) — получено общее решение задачи квазиклассическим методом.

Резонансный процесс ионизации — качественно и количественно получены результаты для отдельных частных случаев.

*) Этот вопрос подробно рассмотрен в курсе⁶⁹.

Необходимо отметить, что успехи теории относятся к тем случаям, когда спектр связанных электронных состояний существенной роли не играет (туннелирование, прямой процесс). Наоборот, те случаи, когда основной эффект сводится к возмущению связанных состояний, представляют естественное затруднение для теоретического описания, в особенности в случае сильного возмущения. Очевидный интерес представляет развитие методов, выходящих за рамки стандартной теории возмущений. Отдельные успехи достигнуты в этом направлении — метод квазиэнергий^{8а, 6, 11}, конструирование функции Грина для системы атом + световое поле^{23, 26}, решение для квантовой системы, имеющей постоянный дипольный момент²⁹. Однако не достаточно обоснованы условия применимости этих частных результатов и глубоко не проанализирована справедливость сделанных приближений. Последнее замечание относится и к результатам, полученным в квазиклассическом приближении^{1, 28}, и касается учета возмущения спектра связанных состояний. Наконец, следует отметить, что недавно была строго показана^{30, 31} внутренняя противоречивость метода калибровочного преобразования (momentum-translation approximation³²), широко применявшегося для решения многих задач без должного внимания к его обоснованию.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент по исследованию процесса многофотонной ионизации заключается в облучении мишени из нейтральных атомов лазерным излучением и регистрации образующихся ионов. При этом можно варьировать параметры, характеризующие поле излучения (интенсивность, частота, ширина спектра, поляризация, когерентность), а также исследуемый атом.

а) К о н к у р и р у ю щ и е э ф ф е к т ы. Принципиальный характер носят ограничения, связанные с возможностью возникновения конкурирующих эффектов, также приводящих к образованию ионов. В сильном световом поле таким эффектом является ионизация ускоренными электронами. Свободный электрон может приобрести энергию, необходимую для ионизации, за счет обратного тормозного эффекта или вынужденного эффекта Комптона. В случае обратного тормозного эффекта электрон должен испытать ряд последовательных упругих столкновений с нейтральными атомами, поэтому приобретение энергии от поля определяется тремя параметрами — напряженностью поля, длительностью периода, в течение которого поле действует на электрон, и плотностью нейтральных атомов. Анализ экспериментальных и теоретических данных позволяет написать следующее приближенное условие, при выполнении которого электрон приобретает достаточную энергию для ионизации: $n\tau\mathcal{E}^2 > 10^{23}$ (где плотность нейтральных атомов n выражена в см^{-3} , длительность воздействия поля на электрон τ — в сек , а напряженность электрического поля — в в/см). В случае вынужденного эффекта Комптона переизлучение фотона, поглощенного электроном, происходит не спонтанно, а под действием внешнего поля, вероятность пропорциональна квадрату интенсивности излучения, переизлученный фотон имеет частоту и направление распространения, определяемые полем. Так как волна всегда не идеально монохроматична и не плоская, электрон может поглотить фотон другой частоты, имеющий другой волновой вектор по сравнению с частотой и волновым вектором индуцирующего поля, энергия электрона может увеличиться. Анализ совокупности экспериментальных и теоретических данных позволяет написать следующее приближенное условие приобретения электроном энергии, необходимой для ионизации: $\tau\mathcal{E}^4 > 10^{24}$ (где

обозначения и размерности те же, что и выше). Оценки по приведенным соотношениям показывают, что при длительности лазерного импульса $\tau \lesssim 10^{-8}$ сек (величины, типичной для твердотельного лазера с модуляцией добротности) необходимо ограничиться плотностью мишени $n < 10^{16}$ (т. е. использовать либо разреженный газ, либо атомарный пучок), чтобы не возникала ионизация ускоренными электронами. В таких условиях причиной образования ионов может быть лишь ионизация полем излучения.

б) **Фоновые эффекты и их устранение.** В первых опытах было установлено, что регистрировать надо ионы, а не электроны, так как легко ионизируются также и молекулы остаточного газа в вакуумной камере. Процесс ионизации молекул остаточного газа детально изучался в работе ³³. Оказалось, что основным источником ионов являются сложные углеводородные молекулы. Степень нелинейности процесса образования этих ионов лежит в диапазоне 2—6 (в зависимости от частоты используемого излучения). Таким образом, лишь в случае исследования относительно малофотонных процессов выход исследуемых ионов существенно превышает выход фоновых ионов и фоном можно пренебречь. Во всех остальных случаях необходимо тщательно отделять регистрируемые ионы от фона, что и осуществляется по времени пролета до детектора.

в) **Диапазон изменения напряженности поля, при которой можно изучать нелинейный эффект.** Величина напряженности электрического поля, при которой можно исследовать процесс многофотонной ионизации определенного атома при фиксированной частоте излучения, ограничена как сверху, так и снизу. Ограничение сверху связано с достижением 100%-ной степени ионизации в объеме взаимодействия, т. е. выполнением условия

$$\int_0^{\tau} W(t) dt \sim 1 \quad (14)$$

(где W — вероятность ионизации в единицу времени, τ — длительность импульса излучения). Снизу величина напряженности поля ограничена условием, когда в объеме взаимодействия образуется пороговое число ионов (в принципе — один ион). Соответственно для нижней границы существенное значение имеет величина объема взаимодействия, так как плотность нейтральных атомов ограничена сверху из-за возможности возникновения конкурирующих эффектов. Современное состояние лазерной техники позволяет осуществлять необходимые напряженности поля, не фокусируя излучение, в объемах ~ 1 см³. В оптимальных условиях (объем ~ 1 см³, плотность $\sim 10^{16}$ см⁻³) можно иметь диапазон изменения числа регистрируемых ионов от 1 до 10^{16} . Даже такой диапазон для сильно нелинейного процесса совсем не велик. Так, например, (см. (1)), пятнадцатифотонный процесс в таких условиях можно наблюдать при напряженности поля, изменяемой в ~ 3 раза. Все опыты, выполненные до последнего времени, производились в условиях, когда лазерное излучение фокусировалось короткофокусными линзами и объем, в котором осуществлялась необходимая напряженность поля, лежал в пределах от 10^{-5} до 10^{-8} см³, так что динамический диапазон был в несколько раз меньше, чем оптимальная величина, приведенная выше. Существенное изменение напряженности поля, при которой можно исследовать нелинейный процесс, возможно осуществить только путем изменения степени нелиней-

ности процесса, т. е. изменения частоты излучения или потенциала ионизации исследуемого атома.

г) Измерение степени нелинейности, вероятности сечения процесса многофотонной ионизации атомов^{34а, б, 36}. При исследовании процесса многофотонной ионизации существенно проявляется нелинейный характер элементарного акта поглощения атомным электроном нескольких фотонов. В данном случае недостаточно измерить классическую комбинацию параметров, которые необходимо знать для определения сечения любого эффекта, возникающего в результате поглощения одной частицы (фотона): число (плотность) падающих частиц, плотность (число частиц) мишени и число образованных частиц. В случае нелинейного процесса необходимо, кроме того, измерить интенсивность излучения в каждой точке мишени в каждый момент времени.

Так как вероятность ионизации является нелинейной функцией интенсивности излучения, излучение по мишени всегда распределено неравномерно, а регистрируется суммарный выход ионов из всей мишени, то при бесконечно малой степени ионизации число образованных ионов N_i связано с интенсивностью излучения соотношением

$$N_i = n \int \int W(F) dv dt, \quad (15)$$

где плотность нейтральных атомов в мишени n полагается равномерной и практически не изменяющейся в результате образования ионов. Интегрирование необходимо проводить по облучаемому объему мишени и по длительности импульса излучения лазера. Из формулы (15) хорошо видно, что только когда W — линейная функция интенсивности излучения, интеграл прямо пропорционален числу падающих фотонов (случай однофотонной ионизации). При нелинейной зависимости вероятности ионизации от интенсивности излучения прежде чем экспериментально определять сечение или вероятность процесса, необходимо знать вид зависимости $W(F)$.

Если предполагать, что вероятность связана с интенсивностью степенным законом, т. е. выполняется соотношение (1), то выражение для числа образующихся ионов (15) приобретает вид

$$N_i = \alpha_{k_0} n \int \int F^{k_0} dv dt. \quad (16)$$

Интенсивность излучения связана с величинами, измеряемыми на опыте, соотношением

$$F = F_0 f(x, y, z, t) = \frac{Q}{\hbar \omega} \frac{f(x, y, z, t)}{\int \int \Phi_z(x, y, t) ds dt}, \quad (17)$$

где F_0 — максимальная интенсивность, реализуемая в некоторой точке мишени в некоторый момент времени, Q — энергия в импульсе излучения лазера. Функция Φ описывает распределение излучения при фиксированной координате z , в плоскости, проходящей через точку с максимальной интенсивностью.

Из соотношений (16), (17) следует, что число образованных ионов связано с энергией в импульсе лазера соотношением

$$N_i = \frac{\alpha_{k_0} n}{(\hbar \omega)^{k_0}} \frac{\int \int f^{k_0} dv dt}{\left(\int \int \Phi ds dt \right)^{k_0}} Q^{k_0} = C Q^{k_0}. \quad (18)$$

Из (18) видно, что если в ряде последовательных импульсов излучения лазера изменяется лишь энергия Q , проходящая через мишень, а пространственно-временное распределение излучения на мишени остается постоянным, то функциональное соотношение $N_i(Q)$ аналогично функциональному соотношению $W(F)$, характеризующему процесс ионизации. На практике как функция $f(x, y, z, t)$, так и функция $\Phi(x, y, t)$ не остаются постоянными, в особенности в том случае, когда излучение лазера имеет многомодовый характер. Это хорошо видно по наличию флуктуаций в величине ионного сигнала при неизменной энергии излучения в ряде последовательных импульсов излучения лазера. Опыты показали, что флуктуации носят случайный характер, отклонения от среднего распределены по нормальному закону. В таких условиях зависимость $N_i(Q)$, а следовательно, и измеряемая в эксперименте зависимость $A_i(Q)$, где A_i — амплитуда ионного сигнала, эквивалентна искомой зависимости $W(F)$. В соответствии с (1) в том случае, когда процесс ионизации носит прямой характер, зависимость $A_i(Q)$ должна иметь вид $A_i \sim Q^{k_0}$, где k_0 — число квантов, поглощение которых необходимо для ионизации. Степень нелинейности может быть определена из экспериментальных данных по соотношению

$$k = \frac{\partial \lg A_i}{\partial \lg Q} \sim \frac{\partial \lg W}{\partial \lg F}. \quad (19)$$

В соответствии с (16) и (17) сечение прямого процесса, связанного с поглощением k_0 фотонов, имеет вид

$$\alpha_{k_0} = \frac{N_i(\hbar\omega)^{k_0}}{nQ^{k_0}} \frac{\left(\int \int \Phi ds dt \right)^{k_0}}{\int \int [f(x, y, z, t)]^{k_0} dv dt}.$$

Непосредственно измерить функцию $f(x, y, z, t)$ нельзя. Функцию $\Phi(x, y, t)$ можно измерить, используя скоростной фоторегистратор с достаточно высокой степенью пространственно-временного разрешения, однако такой метод практически сложен. Поэтому во всех экспериментах проводились независимые измерения пространственного и временного распределений. Безразмерные функции $f(x, y, z, t)$ и $\Phi(x, y, t)$ можно представить в виде сомножителей

$$\begin{aligned} f(x, y, z, t) &= \varphi(x, y, z) \psi(t), \\ \Phi(x, y, t) &= \eta(x, y) \psi(t), \end{aligned} \quad (20)$$

в том случае, если в каждой облучаемой точке мишени закон изменения интенсивности во времени $\psi(t)$ один и тот же. При выполнении соотношений (20) выражение для сечения имеет вид

$$\alpha_{k_0} = \frac{N_i}{n} \left(\frac{\hbar\omega}{Q} \right)^{k_0} \frac{S^{k_0} \tau^{k_0}}{V_{k_0} \tau_{k_0}}, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{\eta_{\max}} \int \eta(xy) ds, & \tau &= \frac{1}{\psi_{\max}} \int \psi(t) dt, \\ V_{k_0} &= \int [\varphi(x, y, z)]^{k_0} dv, & \tau_{k_0} &= \int [\psi(t)]^{k_0} dt. \end{aligned} \quad (22)$$

Величины S и τ являются нормированным сечением светового потока на мишени и нормированной длительностью лазерного импульса. Величины V_{k_0} и τ_{k_0} играют роль объема мишени и длительности взаимодействия, эффективных для процесса, связанного с поглощением в одном акте k_0 фотонов. При неравномерном распределении интенсивности излучения

по мишени и большой степени нелинейности процесса эффективные характеристики сильно отличаются от соответствующих величин V_1 и τ_1 . Выбор нормировки величин S и τ может быть произвольным. Однако в случае сильно нелинейных процессов стандартная для линейных процессов нормировка на половину максимальной амплитуды («полуширина» или «ширина по полувысоте») логически не оправдана, так как основной вклад в интегральный эффект дают области, где интенсивность максимальна. Поэтому проводится нормировка на максимальное значение амплитуды.

Следует отметить, что выражение для сечения нелинейного процесса (21) справедливо при выполнении лишь двух предположений — о степенном виде зависимости вероятности от интенсивности излучения и о возможности разделения пространственных и временных переменных в функции распределения излучения по мишени — и поэтому описывает широкий класс процессов ионизации и возбуждения атомов и молекул.

Размерность сечения определяется степенью нелинейности процесса k_0 , $[\alpha_{k_0}] = \text{см}^{2k_0} \text{сек}^{k_0-1}$. Поэтому бессмысленно сравнивать сечения процессов с различной степенью нелинейности. Сравнивать надо вероятности при фиксированной величине интенсивности излучения.

Точность измерения многофотонных сечений описанным выше абсолютным методом относительно низка по сравнению с точностью измерения однофотонных сечений. Основная ошибка обусловлена высокой степенью k_0 , в которой в соотношение (21) входят измеряемые величины — S , τ , Φ и Ψ .

В последнее время был предложен другой метод измерения сечения, позволяющий резко увеличить точность³⁴⁶. Такая возможность обусловлена вычислением сечения из отношения числа ионов N_i при наличии насыщения ионного сигнала, т. е. в условиях, когда выполняется соотношение (14), и числа ионов N_i^* при той же величине Q , которое можно было бы наблюдать при гораздо меньшей величине τ , когда выполняется

условие $\int_0^{\tau} W(t) dt \ll 1$. Число ионов N_i^* определяется путем экстрапо-

ляции данных, измеренных при $\int_0^{\tau} W(t) dt \ll 1$, в области, где насыщение существенной роли не играет. При наличии насыщения число образованных ионов связано с вероятностью ионизации не соотношением (15), а соотношением

$$N_i = n \int \left[1 - \exp \left(- \int_0^{\tau} W(t) dt \right) \right] dv,$$

которое в случае прямого процесса ионизации можно записать в виде

$$N_i = n V_{k_0} \tau_{k_0} \alpha_{k_0} F_0^{k_0} \left[1 - \frac{\alpha_{k_0} F_0^{k_0} \tau_{k_0}}{2!} \frac{V_{2k_0}}{V_{k_0}} + \frac{(\alpha_{k_0} F_0^{k_0} \tau_{k_0})^2}{3!} \frac{V_{3k_0}}{V_{k_0}} - \dots \right]. \quad (23)$$

В соответствии с (18) — (22) и (23) отношение чисел ионов равно

$$\frac{N_i}{N_i^*} = \left[1 - \frac{\alpha_{k_0} F_0^{k_0} \tau_{k_0}}{2!} \frac{V_{2k_0}}{V_{k_0}} + \frac{(\alpha_{k_0} F_0^{k_0} \tau_{k_0})^2}{3!} \frac{V_{3k_0}}{V_{k_0}} - \dots \right]. \quad (24)$$

Из соотношения (24) видно, что при использовании относительного метода нет необходимости измерять плотность атомов мишени, а также проводить абсолютные измерения других величин. Именно это обеспечивает значительное увеличение точности.

д) Л а з е р н о е и з л у ч е н и е. Подавляющее большинство экспериментов по многофотонной ионизации атомов было проведено, используя излучение импульсных твердотельных лазеров, работающих в режиме модуляции добротности, а также вторые гармоники лазерного излучения. При использовании лазера на рубине энергия кванта $\hbar\omega \approx 1,78$ эв, а в случае лазера на стекле с неодимом $\approx 1,17$ эв. В обоих случаях частота излучения могла изменяться в случае рубинового лазера в пределах ~ 10 см⁻¹ с изменением температуры кристалла, в случае лазера на стекле — в пределах ширины линии люминесценции ~ 100 см⁻¹, используя дисперсионный резонатор. В зависимости от конкретной задачи использовалось излучение определенной поляризации, с различной шириной спектра и различного модового состава.

В принципе в тех случаях, когда стоит задача измерения сечения, необходимо использовать излучение лазера, работающего в режиме генерации одной моды. Технические трудности, связанные с осуществлением стабильного режима одномодовой генерации, обусловили использование режима генерации одной поперечной и многих продольных мод. Очевидно, что при таком характере излучения не возникает пространственных флуктуаций интенсивности по мишени, соотношения (20) выполняются. Временные флуктуации интенсивности могут быть учтены введением функции корреляции k_0 -го порядка. Исследования процесса генерации гармоник и многофотонной люминесценции при $k_0 \leq 3$ (см. ⁷⁰) и процесса многофотонной ионизации атомов при k_0 от 5 до 11 ³⁵ показали, что в том случае, когда в резонаторе лазера отсутствуют нелинейные элементы, многомодовое излучение хорошо описывается моделью случайного распределения фаз, для которой функция корреляции $\eta_{k_0} = k_0!$

е) Т и п и ч н а я п о с т а н о в к а э к с п е р и м е н т а (рис. 3). Излучение лазера 1 определенной конструкции направляется в вакуумную камеру 5. Перед камерой в пучок 2 помещается ряд светодетельных

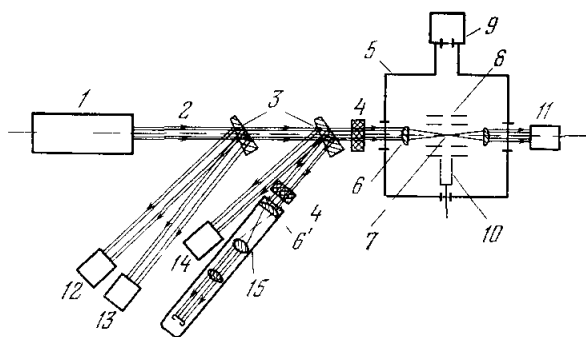


Схема типичного эксперимента по исследованию процесса многофотонной ионизации атомов (см. текст).

клиньев 3, отводящих вспомогательные пучки, необходимые для диагностики лазерного излучения. Спектр излучения измеряется при помощи интерферометра Фабри — Перо и спектрометра 13. Энергия в импульсе излучения лазера контролируется вспомогательным калориметром 12. Временное распределение излучения измеряется коаксиальным фотоэлементом 14. Пространственное распределение излучения в области образования ионов измеряется, используя вспомогательный объектив 6', идентичный объективу 6, фокусирующему свет на мишень. Распределение излучения в различных плоскостях области фокусировки объектива 6'

отображается на фотопленку через микроскоп 15 с необходимым коэффициентом увеличения. Атенюатор излучения 4 определенного типа устанавливается в пучке перед вакуумной камерой. Энергия излучения, прошедшая через область фокусировки 7, измеряется калориметром 11, расположенным за камерой. Камера наполняется исследуемым газом или в нее вводится атомарный пучок. В направлении, перпендикулярном пучку света, располагаются электроды ускоряющего поля 8, электронная оптика, фокусирующая ионы на детектор, пролетный промежуток, электронный усилитель 9 и цилиндр Фарадея 10, используемый в том случае, когда необходимо измерить абсолютное число ионов.

Факт наблюдения процесса многофотонной ионизации исследуемого атома устанавливается путем регистрации ионного сигнала, связанного с напуском газа или включением атомного пучка и имеющего заданное время задержки относительно лазерного импульса.

Эксперимент по измерению степени нелинейности процесса заключается в изменении ослабления излучения на входе в камеру, измерении энергии, прошедшей через область фокусировки, и соответствующей амплитуды ионного сигнала в относительных единицах. Типичный вид совокупности экспериментальных данных, полученных в ряде последовательных импульсов излучения лазера, приведен на рис. 4 в дважды логарифмическом масштабе. Экспериментальные данные аппроксимировались прямой линией, используя метод наименьших квадратов. Верхняя граница интервала аппроксимации последовательно смещалась в область больших интенсивностей до тех пор, пока величина $k = \partial \lg A_i / \partial \lg Q$ оставалась неизменной. Таким образом, выделялась область изменения интенсивности, в которой ионный сигнал испытывает насыщение, связанное с осуществлением значительной степени ионизации в области образования ионов (см. (23)).

Эксперимент по измерению сечения многофотонной ионизации атома заключается в одновременном измерении всех величин, входящих в соотношение (21). Одновременно контролируются необходимые параметры лазерного излучения (частота в максимуме спектра излучения, ширина спектра, поляризация и модный состав излучения).

В табл. V для количественной иллюстрации типичных условий эксперимента приведены некоторые величины, реализованные при измерении сечения прямого процесса пятифотонной ионизации атома натрия излучением лазера на стекле с неодимом³⁶.

Заканчивая обзор постановки эксперимента, следует сделать три замечания. Первое — начиная с первых экспериментов и до настоящего времени основная трудность заключается в поддержании неизменным и в измерении пространственно-временного распределения излучения по мишени; требования резко возрастают по мере увеличения степени

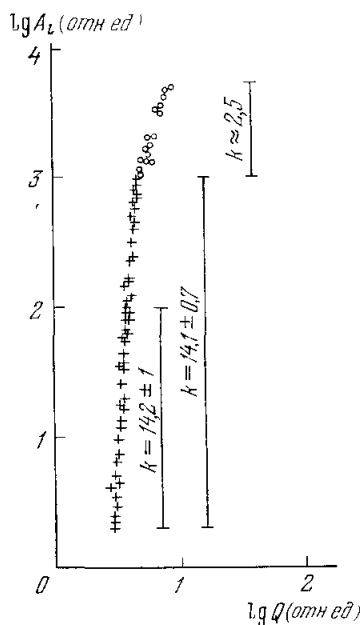


Рис. 4. Типичный результат эксперимента по исследованию процесса многофотонной ионизации атомов — зависимость амплитуды ионного сигнала A_i от энергии в импульсе излучения лазера, прошедшей через мишень Q , в дважды логарифмических координатах.

Видна область, где возникает насыщение ионного сигнала из-за достижения значительной степени ионизации ($k \approx 2,5$) (данные "1").

Т а б л и ц а V

Величины различных параметров, реализованные при измерении сечения α_5 прямого процесса ионизации атома натрия (f , d — фокусное расстояние и относительное отверстие плосковыпуклой линзы, использованной для фокусировки лазерного излучения; D — диаметр сечения светового пучка на входной апертуре фокусирующей линзы; остальные обозначения даны в тексте)

k_0	Q , дж/с	τ_1 , нсек	τ_5 , нсек	f , мм	d , мм	D , мм	S , см ²	V_1 , см ³	V_5 , см ³	N_i	n , см ⁻³
5	10^{-2}	30	15	100	10	3	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}	10^3	10^9

нелинейности исследуемого процесса. Второе — очевидно, что оптимальным является проведение экспериментов на одномодовом лазере. Третье — безусловна перспективность лазеров на красителях, уже сейчас позволяющих проводить исследования относительно малофотонных процессов практически во всем световом диапазоне частот.

4. ПРЯМОЙ ПРОЦЕСС МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

а) У с л о в и я р е а л и з а ц и и. Условие реализации прямого процесса ионизации, выраженное через расстройку между энергией $1 \leq k_0 \leq k_0 - 1$ квантов и энергиями E_i связанных электронных состояний в невозмущенном спектре атома, имеет вид

$$|k\hbar\omega - E_{0i}| > \delta E_{0i}(\mathcal{E}), \quad \gamma_{0i}(\mathcal{E}). \quad (25)$$

В (25) E_{0i} — табулированная энергия перехода между состояниями 0, i в спектре атома в отсутствие поля, $\delta E_{0i}(\mathcal{E})$ — изменение энергии перехода под действием поля, $\gamma_{0i}(\mathcal{E})$ — приведенная ширина состояний 0, i в световом поле. Следует еще раз отметить (см. гл. 1), что в общем случае в переменном поле нельзя пренебрегать изменением энергии основного состояния 0 по сравнению с возбужденным i . С другой стороны, в подавляющем большинстве случаев, когда $k_{iE} \ll k_{0E}$, можно пренебрегать уширением основного состояния 0 по сравнению с уширением состояния i .

По существу условие (25) есть условие большой расстройки в отсутствие поля и слабого возмущения атомных уровней полем. Реализация большой расстройки облегчается при большой частоте света и небольшом превышении энергии $k_0\hbar\omega$ над потенциалом ионизации I . В таких условиях энергии $k\hbar\omega$ будут максимально удалены от верхних, часто расположенных уровней. Для реализации условия слабого возмущения атомных уровней наиболее существенно, чтобы поле было относительно слабым. Конечно, и в сколь угодно слабом поле возможно возникновение резонанса, однако для этого требуется специальный подбор частоты излучения. В сильном поле или при энергии $k\hbar\omega$, соответствующей энергии часто расположенных верхних возбужденных уровней, вероятность реализации соотношения (25) уменьшается.

Наконец, отметим, что практически в правой стороне неравенства (25) необходимо добавить еще одну величину — Γ , учитывающую неидеальность постановки эксперимента. В зависимости от конкретных условий Γ определяется доплеровским уширением атомных уровней, неоднородным уширением, связанным с неравномерным распределением светового поля по мишени и с некогерентностью лазерного излучения.

б) Н а б л ю д е н и е п р я м о г о п р о ц е с с а. Прямой процесс многофотонной ионизации наблюдался в широком интервале изменения

степени нелинейности $2 \leq k_0 \leq 11$, напряженности поля $10^5 - 5 \cdot 10^7$ в.см⁻¹ и параметра адиабатичности $1000 \geq \gamma \geq 5$ при ионизации различных атомов (водорода, щелочных атомов, ртути, атомов благородных газов) из основного и возбужденных состояний светом с различной длиной волны и степенью поляризации (табл. VI). Строгим критерием того факта, что

Таблица VI

Экспериментальные и теоретические данные о прямом процессе
многофотонной ионизации при линейной поляризации излучения
(размерность многофотонного сечения $[\alpha_{k_0}] = \text{см}^2 k_0 \text{сек}^{k_0-1}$)

k_0	2	3	4	5	6			7	
Атом	K	Na	Cs	K	Na	H	Hg	Kr	Xe
$\hbar\omega$, эв	2,36	2,36	1,78	1,18	1,18	2,36	1,78	2,36	1,78
\mathcal{E} , в/см *)	10^5	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6	$5 \cdot 10^6$	10^7	10^7	10^7	10^7
γ *)	10^3	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	10^2	25	40	30	40	30
$k_{\text{эксп}}$	1,8	3,0	3,0	4,0	4,9	5,7	6,3	5,7	7,4
$\Delta k_{\text{эксп}}$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,5$	$\pm 0,7$	$\pm 0,6$	$\pm 0,8$
$\lg(\alpha_{k_0})_{\text{ког}}$	-49,1	-80,4	-77,8	-108,4	-140,1	-179,7	-174,4	-173,0	-207,4
$\Delta \lg(\alpha_{k_0})_{\text{ког}}$	$\pm 0,8$	$\pm 1,0$	$\pm 1,5$	$\pm 1,4$	$\pm 1,7$	$\pm 1,8$	$\pm 2,3$	$\pm 2,0$	$\pm 2,8$
Литература	36	36	38	36	36	40	41	42	41
Метод Бейба ¹⁶	-48,5	-79,2	-76,0						
Метод Голда ¹⁵						-180,1			-210,1
Метод Мортонна ¹⁷	-48,6	-77,5	-76,0	-108,5	-140,3	-181,4	-174,9	-181,2	-211,6
Метод функций									
Грина ²¹	-48,8	-77,7	-75,0	-106,4	-137,4				
²⁰						-179,7			

*) Приведены приближенные значения, соответствующие максимальной напряженности поля, при которой наблюдался степенной закон (1).

*) Приведены приближенные значения, соответствующие максимальной напряженности поля, при которой наблюдался степенной закон (1).

происходит прямой процесс ионизации, является неизменность степенной зависимости $W(F)$ при небольшой вариации частоты излучения, когда величины $k\hbar\omega$ остаются в межрезонансных промежутках. Однако в условиях, когда расстройки в отсутствие поля велики, а расчеты позволяют предполагать, что возмущение квазирезонансных состояний мало, критерием может являться степенная зависимость $W(F)$, измеренная при фиксированной частоте излучения. Такие условия выполнялись в большинстве случаев, результаты исследования приведены в табл. VI. В ряде экспериментов для контроля варьировалась частота^{36, 53}. Такой контроль осуществлялся также в экспериментах, приведенных в относительно сильном поле⁴⁴, когда данные расчетов неприменимы. Необходимо специально отметить наблюдение прямого процесса при $\gamma \approx 5$ (атом Хе, $\hbar\omega = 1,17$ эв, $\mathcal{E} = 5 \cdot 10^7$ в/см). Анализ условий этого эксперимента был проведен в работе⁵⁹ на основе общих соотношений о вероятности ионизации при $\gamma \sim 1$, полученных в работах^{1, 28}. Оказалось, что хотя при $\gamma \sim 5$ вероятности ионизации в результате поглощения k_0 , $k_0 + 1$, $k_0 + 2$, ... фотонов уже имеют сравнимую величину, однако для интегрального выхода ионов отклонения от степенного закона (1) лежат в пределах экспериментальной точности измерения величины k . Поэтому хотя наблюдение $k \approx 11 = k_0$ в определенных интервалах изменения частоты излучения показывает, что процесс ионизации носит прямой характер, однако следует предполагать, что расчеты, выполненные методом стандартной теории возмущений, не должны правильно описывать величину вероятности.

В заключение обсуждения тех условий, когда наблюдается прямой процесс, необходимо сделать тривиальное, но важное замечание, что никакой единой границы по напряженности поля, обуславливающей возможность реализации прямого процесса, не существует. Для каждого конкретного атома и каждой частоты излучения всегда имеются конкретные расстройку между энергиями $k\hbar\omega$ и энергиями стационарных связанных состояний, конкретный характер возмущения этих состояний и конкретная напряженность поля, при которой возникают резонансы, индуцированные полем. Очевидно, что при резонансных частотах, когда $k\hbar\omega = E_{0i}$ (где E_{0i} — энергия перехода в квазистационарное состояние i), в сколь угодно слабом поле процесс ионизации будет носить резонансный характер. Частным случаем резонансной ситуации может быть энергия $k\hbar\omega$, очень близкая к границе спектра связанных состояний. В этом случае могут играть роль различные эффекты, роль которых до конца еще не выяснена, — образование континуума из-за нерезонансного перемешивания верхних, часто расположенных связанных состояний, повышение границы ионизации за счет колебательной энергии электрона в поле волны, пороговые явления.

в) Сечения прямого процесса ионизации. В табл. VI приведены сечения прямых процессов многофотонной ионизации, измеренные при линейной поляризации света. Во всех случаях данные получены абсолютным методом измерения многофотонных сечений (см. гл. 3). Так как лазерное излучение носило многомодовый характер, то сечение для одномодового излучения $(\alpha_{k_0})_{\text{ног}}$ определялось из величины, измеренной на многомодовом излучении α_{k_0} по соотношению:

$$(\alpha_{k_0})_{\text{ног}} = \frac{1}{\eta_{k_0}} \alpha_{k_0} = \frac{1}{k_0!} \alpha_{k_0}.$$

Экспериментальные результаты, приведенные в табл. VI, являются наиболее достоверными. Кроме этих данных опубликованы также другие результаты измерений ряда сечений (например, ³⁹), однако ввиду их меньшей экспериментальной достоверности они не приводятся.

Несколько сечений измерены с значительно большей точностью, достигнутой за счет использования относительного метода измерения и одномодового излучения (табл. VII).

Таблица VII

Результаты измерений сечений относительным методом

k_0	3	4	5
Атом	К		Na
$\hbar\omega$, эв	1,78	1,17	1,17
Излучение	Одно-модовое	Много-модовое	Одно-модовое
$\lg (\alpha_{k_0})_{\text{ног}}$	—78,5	—109,0	—136,5
$\Delta \lg (\alpha_{k_0})_{\text{ног}}$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,5$
Литература	46	346	356
Метод Бебба ¹⁶	—79,3		
Метод Мортонна ¹⁷	—78,1	—108,5	—140,3
Метод функции Грина ²¹	—78,7	—106,4	—137,4

Зависимость сечения от поляризации излучения экспериментально исследовалась путем наблюдения отношения амплитуд ионных сигналов при линейной и циркулярной поляризации. Поляризация исходного

Таблица VIII

Результаты измерения и расчета отношения сечений прямого процесса многофотонной ионизации светом линейной ($\alpha_{k_0}^{\pi}$) и циркулярной ($\alpha_{k_0}^{\sigma}$) поляризации (приведены отношения для фиксированного среднего значения напряженности поля)

k_0	2		3		4	5	
АТОМ	K	Cs	Na	K	Cs	K	Na
$\hbar\omega, \text{ эВ}$	2,36	3,56	2,36	1,78	1,78	1,18	1,18
$\alpha_{k_0}^{\pi}/\alpha_{k_0}^{\sigma}$	1,0	0,8	2,4	0,4	0,5	0,6	2,0
Литература	$\pm 0,85_{46}$	$\pm 0,1_{37}$	$\pm 0,5_{46}$	$\pm 0,1_{45}$	$\pm 0,1_{37}$	$\pm 0,2_{46}$	$\pm 0,4_{46}$
Расчет ²¹	0,85	0,9	3,0	0,4	0,7	0,25	12

линейного поляризованного (на 98—99%) лазерного излучения изменялась путем изменения ориентации пластинки $\lambda/4$, расположенной в пучке света между лазером и мишенью. При изменении поляризации излучения таким методом пространственное распределение излучения в пучке оставалось неизменным, поэтому отношение амплитуд ионных сигналов соответствовало отношению сечений. Результаты таких измерений совместно с данными расчетов приведены в табл. VIII. Необходимо отметить, что измерения отношений сечений для света различной поляризации позволяют получить данные, значительно более точные, чем измерения при фиксированной поляризации, проведенные абсолютным методом. Расчеты сечений прямого процесса ионизации в циркулярно поляризованном поле проведены, используя функцию Грина, построенную методом квантового дефекта ²¹.

Зависимость выхода ионов от поляризации света измерялась также и для промежуточного случая, при $\gamma \sim 5$ (атом Xe, $k_0 = 11$) ⁵⁹. Результат приведен на рис. 5 в виде зависимости выхода ионов от степени эллиптичности многомодового излучения при фиксированной средней напряженности поля. Так как в настоящее время отсутствуют данные об эффективном корреляционном факторе для нестепенной зависимости $W(F)$ и о зависимости этого фактора от степени поляризации, то из данных эксперимента нет возможности сделать заключение о зависимости вероятности ионизации от эллиптичности света.

Величины сечений, рассчитанные методом стандартной теории возмущений, также приведены в табл. VI—VIII. Анализ условий возникновения резонансов, индуцированных полем, проведенный в гл. 5, показывает,

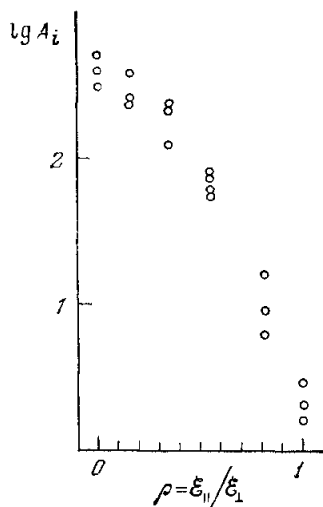


Рис. 5. Зависимость амплитуды ионного сигнала A_i (~вероятности ионизации) от эллиптичности излучения $\rho = \epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp}$. 11-фотонный процесс ионизации атома Xe при напряженности поля $\sim 5 \cdot 10^7$ в/см ($\gamma \approx 5$) (данные ⁵⁹).

что при напряженности поля $> 10^7$ в/см спектр связанных состояний, как правило, сильно возмущен полем, и хотя всегда можно найти такую частоту, при которой процесс ионизации носит прямой характер, однако неизвестно, какое влияние на величину сечения оказывает изменение базиса. Поэтому достаточно обоснованные выводы можно сделать лишь из данных, полученных при напряженности поля $\leq 10^6$ в/см, т. е. для относительно малофотонных процессов. Если обратиться к этим данным, то как видно из табл. VI—VIII, расчеты методом стандартной теории возмущений удовлетворительно описывают экспериментальные результаты. Из табл. VII также видно, что измерения сечений, проведенные относительно простым методом, позволяют получить точность, достаточную для выяснения оптимального метода расчета.

В заключение следует отметить, что проблема создания хороших методов описания прямого процесса многофотонной ионизации атомов возникает не только из естественного желания познать неизвестные законы природы, а также диктуется требованиями практики, так как задача экспериментального табулирования сечений, очевидно, не разрешима.

г) Основные итоги исследований. Резюмируя результаты экспериментального и теоретического исследования прямого процесса многофотонной ионизации атомов, надо в первую очередь отметить, что при $\gamma \gg 1$ наблюдается прямой процесс при широкой вариации различных параметров, характеризующих поле и атом. Сопоставление всей совокупности данных о величине сечений с результатами расчетов позволяет сделать оптимистичный вывод, что стандартная теория возмущений удовлетворительно описывает процесс, во всяком случае до напряженности поля 10^7 в/см. Однако следует отметить, что оптимистичность этого вывода, возможно, связана с частотами, на которых проводились измерения, далекими от характерных частот (резонансов, минимумов) и расположенными в области, где сечение слабо зависит от конкретной структуры атомного спектра. Наиболее точный ответ сможет дать исследование частотной зависимости вероятности ионизации в циркулярном поле, в области, где стандартная теория возмущений предсказывает существование межрезонансных минимумов. Наблюдение этих минимумов представляет самостоятельный интерес как наблюдение полос прозрачности атомной среды при нелинейном поглощении света.

На вопрос о верхней границе напряженности поля, до которой применимы расчеты, выполненные методом стандартной теории возмущений, как уже говорилось выше, нельзя дать универсального ответа. Граница существенно зависит от начальных расстройек и амплитуды возмущения ближайших уровней. В том случае, когда расстройки велики и изменяются незначительно при включении поля, граница должна определяться лишь выполнением условия $\gamma \gg 1$. Вся совокупность экспериментальных данных подтверждает это заключение.

Обратимся, наконец, к прямому процессу, происходящему при величине параметра адиабатичности $\gamma \sim 1$. Первое тривиальное замечание, которое, однако, необходимо сделать: при $\gamma \sim 1$ может идти речь лишь об измерении вероятности при фиксированной напряженности поля, так как степенной закон (1) не выполняется и отсутствует константа, не зависящая от напряженности поля. Теоретический анализ процесса ионизации при $\gamma \sim 1$, проведенный в квазиклассическом приближении в работе²⁸, показал, что степень поляризации излучения существенно определяет вероятность, так как распределение по числу поглощенных квантов различно для света различной поляризации. Как уже говорилось выше,

в гл. 2, точный теоретический расчет проведен для $\gamma \sim 1$ при циркулярной поляризации света ^{28a}. К сожалению, все экспериментальные данные для прямого процесса при $\gamma \sim 1$ получены на многомодовом излучении. Сопоставление их с теорией дополнительно затруднено отсутствием сведений о корреляционных факторах при нестепенной зависимости вероятности ионизации от интенсивности излучения. Поэтому важно как рассчитать фактор корреляции, так и провести эксперименты при $\gamma \sim 1$, используя одномодовое излучение. Таким образом можно установить условия, когда начинает проявляться канал просачивания электрона через потенциальный барьер.

5. РЕЗОНАНСНЫЙ ПРОЦЕСС МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Как уже говорилось выше, процесс многофотонной ионизации называется резонансным в том случае, когда возникает промежуточный резонанс между энергией $k < k_0$ квантов излучения и энергией перехода электрона из основного состояния в некоторое возбужденное связанное состояние системы атом + сильное световое поле. Поэтому очевидно, что условие реализации резонансного процесса ионизации противоположно условию (25) реализации прямого процесса ионизации; оно имеет вид

$$|k\hbar\omega - E_{0s}(\mathcal{E})| < \gamma_{0,s}(\mathcal{E}), \quad (26)$$

где $E_{0s}(\mathcal{E})$ — энергия перехода из основного состояния 0 в состояние s в системе атом + световое поле, остальные обозначения те же, что и выше. В отношении величин $E_0(\mathcal{E})$, $E_s(\mathcal{E})$, $\gamma_0(\mathcal{E})$ и $\gamma_s(\mathcal{E})$ необходимо сделать те же замечания, которые были уже сделаны при анализе условия (25) реализации прямого процесса. Возникает естественное желание записать условие резонансного процесса ионизации через величины, характеризующие невозмущенный спектр атома. К сожалению, это в общем виде выполнить нельзя: необходимы конкретные данные о возмущении резонансных состояний.

Соотношение (26) является необходимым, но не достаточным условием реализации резонансного перехода $0s$ в сильном световом поле. Кроме выполнения (26), необходимо, чтобы переход $0s$ был разрешен по правилам отбора для многофотонных переходов. В зависимости от степени поляризации излучения проекция орбитального момента электрона, поглотившего несколько квантов, существенно различается — проекция имеет величину $0, \pm 1$ при линейной поляризации излучения и величину k_0 при циркулярной поляризации (все фотоны имеют одинаковую спиральность!). Большая величина квантового числа l требует соответственно большого значения главного квантового числа n , характеризующего состояние s .

Реализация резонансного перехода $0s$ может привести как к многофотонному возбуждению атома, так и к ионизации атома при наличии промежуточного резонанса. Эти процессы являются конкурирующими. Для преобладания процесса многофотонного возбуждения необходимо, чтобы вероятность перехода $s0$ была больше, чем вероятность перехода sE из состояния s в непрерывный спектр. Такое соотношение между вероятностями выполняется, если степень нелинейности перехода $0s$ меньше степени нелинейности перехода sE ($k_{0s} < k_{sE}$) и не возникает насыщения по первому переходу.

Вернемся к резонансному процессу ионизации, который всегда преобладает при $k_{0s} > k_{sE}$. Как уже указывалось в гл. 2, на языке теории возмущений возникновение промежуточного резонанса означает резкое уменьшение соответствующего энергетического знаменателя в составном

матричном элементе (10) до величины, определяемой шириной резонансного состояния $\gamma_s(\mathcal{E})$. Это позволяет с достаточной точностью для описания резонансного процесса принимать во внимание только этот резонансный член в (10). При использовании одного резонансного члена можно правильно описать частотную зависимость вероятности резонансной ионизации, так как отброшенные нерезонансные члены слабо зависят от частоты. Вероятность ионизации в этом случае следующим образом связана с параметрами, характеризующими резонансное состояние ^{1, 24a}:

$$W \sim \frac{\mathcal{E}^{2k_0}}{[E_{0s}(\mathcal{E}) - \hbar\omega]^2 + [\gamma_{0s}(\mathcal{E})]^2}. \quad (27)$$

Следует отметить, что, как уже говорилось выше, $\gamma_{0s}(\mathcal{E}) \approx \gamma_s(\mathcal{E}) = W_{sE}$. При использовании соотношения (27) для количественного анализа экспериментальных данных необходимо иметь в виду, что отсутствует общее решение задачи о переходе через промежуточное резонансное состояние в непрерывный спектр, включающее рассмотрение конкуренции прямого и каскадного переходов и не пренебрегающее возмущением резонансного состояния полем излучения. Отдельные частные случаи рассмотрены в работах ^{1, 24}.

а) Экспериментальные методы. При исследовании резонансного процесса ионизации необходимо принимать во внимание три аппаратных фактора — ширину линии лазерного излучения, доплеровское и неоднородное уширения резонансного состояния. Первое тривиальное замечание заключается в том, что чем эти ширины меньше, тем резче проявляется резонанс. Второе, что необходимо отметить, — наличие зависимости приведенной ширины линии излучения, возбуждающей многофотонный резонанс Γ_k , от степени когерентности излучения. Так, в случае одномодового излучения $\Gamma_k = k\Gamma$, а в случае многомодового со случайным распределением фаз $\Gamma_k = \sqrt{k}\Gamma$ (где k — степень нелинейности резонанса, Γ — ширина линии излучения). Наконец, в-третьих, надо отметить важную роль неоднородного уширения. Если ширину линии лазерного излучения можно уменьшать на много порядков величины до 10^{-4} см⁻¹ (в случае одномодового режима генерации), то пространственно-временное распределение света по мишени всегда неравномерно, и существенно изменить эту степень неравномерности невозможно. Качественно эффект неравномерности сводится к тому, что основная доля ионизованных атомов находилась в некотором эффективном поле, которое несмотря на сильно нелинейный характер процесса ионизации всегда существенно меньше максимального (так как лишь малая доля нейтральных атомов находится в области, где поле максимально). Количественный учет неравномерности распределения ^{48, 51} показывает, что ее роль резко уменьшается при увеличении степени нелинейности резонанса.

1) Наблюдение частотной зависимости выхода ионов при фиксированной напряженности поля. Промежуточный резонанс проявляется в резонансном возрастании выхода ионов при изменении частоты лазерного излучения (рис. 6); энергия перехода в резонансное состояние определяется по максимуму в кривой выхода с учетом неоднородного уширения. Если приведенная ширина линии излучения $\Gamma_k < \gamma_s(\mathcal{E})$, то полуширина резонансного состояния определяется полушириной максимума в выходе ионов с учетом неоднородного уширения. Для определения зависимости энергии перехода в резонансное состояние от напряженности поля необходимо провести ряд измерений при различной напряженности поля (см. рис. 6). Основной практической трудностью при использовании этого метода

является необходимость поддерживать неизменной напряженность поля при изменении частоты излучения.

2) *Наблюдение зависимости выхода ионов от напряженности поля при фиксированной частоте излучения.* Возникновение промежуточного резонанса идентифицируется по резонансному отклонению зависимости $A_i(Q)$ от степенного закона, описывающего прямой процесс ионизации (рис. 7). Резонанс будет проявляться, если в используемом интервале изменения напряженности поля выполняется условие $\Delta E_{0s}(\mathcal{E}) > \gamma_{0s}(\mathcal{E})$; Γ_k . Энергия перехода в резонансное состояние определяется частотой,

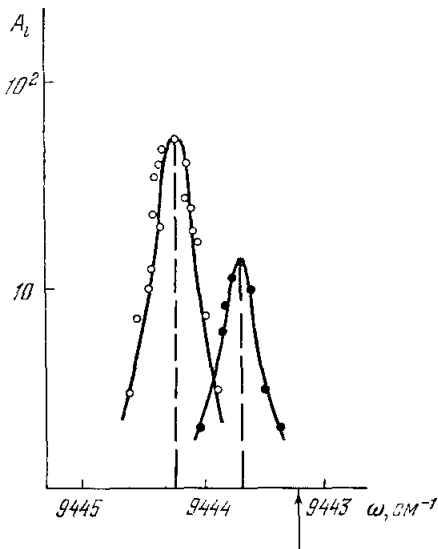


Рис. 6. Результаты наблюдения резонансного процесса многофотонной ионизации по частотной зависимости в выходе ионов $A_i(\omega)$.

Трехфотонный резонанс $6s - 6f$ при 4-фотонной ионизации атома Cs. Резонанс наблюдался при двух значениях напряженности поля, относящихся как 1,0 : 1,5. Стрелкой указана частота, соответствующая трехфотонному резонансу $6s - 6f$ в невозмущенном спектре атома (данные ¹⁴).

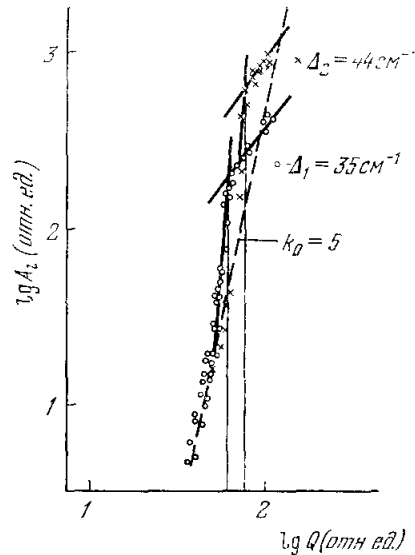


Рис. 7. Результаты наблюдения резонансного процесса многофотонной ионизации по зависимости величины $k = \partial \lg A_i / \partial \lg Q$ от интенсивности излучения (частота фиксирована).

4-фотонный резонанс $2^3s - 14^2s$ при пятифотонной ионизации метастабильного гелия. $\Delta_{1,2}$ — расстройка резонанса в отсутствие поля (данные ^{12a}).

при которой наблюдается резонанс с учетом неоднородного уширения. Определение зависимости энергии перехода от напряженности поля требует проведения ряда измерений зависимости $A_i(Q)$ при различной частоте излучения (рис. 7). Основным недостатком метода является необходимость в широких пределах изменять напряженность поля, что возможно лишь в случае относительно малофотонных процессов.

3) *Наблюдение зависимости величины $k = \partial \lg A_i / \partial \lg Q$ от частоты излучения.* В этом методе резонанс идентифицируется по отклонению наблюдаемой на опыте величины k от соответствующей величины k_0 . Величина k является интегральной характеристикой процесса ионизации, для ее определения необходимо измерить зависимость вероятности ионизации от напряженности поля в некотором интервале изменения напряженности. Возникновение резонанса также существенно определяется напряженностью поля. Поэтому этот метод применим лишь в условиях, когда величина интервала изменения поля, необходимая для измерения k , мала по сравнению с той величиной, которая настраивает (или расстраивает) резонанс. При выполнении этого условия нестепенная зависимость

$A_i(Q)$ может быть с достаточной точностью аппроксимирована степенным законом на определенном интервале изменения величины Q . Факт наблюдения $k \neq k_0$ может служить указанием на наличие резонанса. К изменению величины k приводит изменение энергии перехода под действием поля при выполнении условия $\Delta E_{0s}(\mathcal{E}) \geq \Gamma_h, \gamma_{0s}(\mathcal{E})$. Если под действием поля резонанс расстраивается, то должно наблюдаться $k < k_0$, если настраивается, то $k > k_0$, так как одновременно с увеличением интенсивности излучения уменьшается (или увеличивается) число фотонов, при поглощении которых возникает резонансный переход. При фиксированной частоте света наблюдаемая величина k зависит от начальной расстройки резонанса. На рис. 8 приведены результаты расчета величины k для случая трехфотонного резонанса при четырехфотонном процессе ионизации. Оба предельные случая, $\Delta E_{0s}(\mathcal{E}) \leq \gamma_{0s}(\mathcal{E})$, для которых проведен расчет, наблюдались экспериментально^{53, 54}. Если $\Delta E_{0s}(\mathcal{E}) > \gamma_{0s}(\mathcal{E}), \Gamma_h$, то точка пересечения кривой $k(\omega)$ с осью абсцисс (см. рис. 8) соответствует частоте, при которой наблюдается резонанс при напряженности поля, реализованной

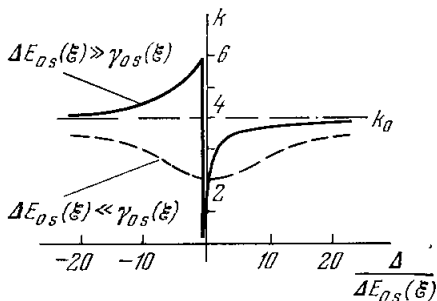


Рис. 8. Зависимость величины $k = \partial \lg W / \partial \lg F$ (W — вероятность ионизации, F — интенсивность излучения) от расстройки Δ резонанса в отсутствие поля, изменения энергии перехода $\Delta E_{0s}(\mathcal{E})$ и ширины состояний $\gamma_{0s}(\mathcal{E})$ под действием поля.

Расчет для промежуточного трехфотонного резонанса при четырехфотонном процессе ионизации⁵¹.

в эксперименте. Практическим недостатком метода является необходимость точного измерения зависимости $A_i(Q)$ в узком интервале изменения интенсивности излучения. Величина $\gamma_{0s}(\mathcal{E})$ может быть определена лишь из сопоставления экспериментальных данных с расчетом.

В заключение необходимо отметить, что величина k , наблюдаемая экспериментально при наличии промежуточного резонанса, прямо не связана ни со степенью нелинейности процесса ионизации, ни со степенью нелинейности процесса резонансного возбуждения.

б) Результаты исследования резонансного процесса ионизации. Резонансный процесс многофотонной ионизации экспериментально наблюдался во многих случаях — для различных атомов, при линейной и циркулярной поляризации света, в широком диапазоне по напряженности поля и величине параметра γ . Все экспериментальные результаты можно разделить на две группы. Первую группу составляют результаты, которые удается интерпретировать как возникновение промежуточного резонанса с определенным электронным связанным состоянием. Как правило, такая возможность обусловлена относительно малой степенью нелинейности наблюдаемого процесса ионизации, соответственно относительно небольшой напряженностью поля и небольшим возмущением резонансного состояния. В большинстве случаев изменение энергии перехода, наблюдаемое на опыте, удается количественно описать расчетами, выполненными методами теории возмущений. Вторую группу составляют резонансы, которые не удается идентифицировать. Это случай большой степени нелинейности и большой напряженности поля, когда наблюдается сильное возмущение резонансного состояния и, соответственно, теория возмущений не применима для описания спектра системы атом + световое поле.

1) *Идентифицируемые резонансы.* Примером резонансного процесса ионизации, наблюдаемого в настолько слабом поле, что возмущением резонансного состояния можно пренебречь, является трехфотонный процесс ионизации атома цезия при наличии промежуточных двухфотонных резонансов из основного состояния в высоковозбужденные s - и d -состояния, имеющие главное квантовое число $n \approx 9-13$ ⁴⁷. Для ионизации использовалось излучение лазера на красителе, частота генерации которого могла изменяться в пределах 6550—6950 Å при ширине линии 0,06—0,08 Å. Ионизация наблюдалась при напряженности поля $\approx 10^4$ в/см.

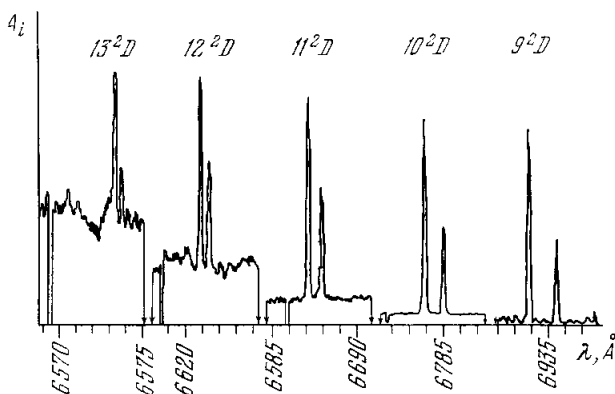


Рис. 9. Трехфотонный резонансный процесс ионизации атома цезия при наличии промежуточных двухфотонных резонансов с состояниями, указанными на рисунке (основное состояние $6s$; даше ⁴⁷).

Типичный результат приведен на рис. 9. Следует обратить внимание на прекрасное разрешение дублетов $D_{5/2, 3/2}$. Основная ценность подобных экспериментов заключается в принципиальной возможности измерения матричных элементов связанных-связанных переходов, в том числе таких переходов, которые запрещены по правилам отбора при однофотонном поглощении (примером являются переходы, наблюдавшиеся в работе ⁴⁷). Для этого, однако, необходимо не только провести абсолютные измерения вероятности ионизации в резонансе, но также тщательно учесть все факторы, определяющие ширину резонансного состояния. Несмотря на различные трудности, встречающиеся при определении ширины (на часть из них было указано выше), развитие исследований в этом направлении представляется очень перспективным.

Примером наблюдения того случая, когда спектр атома существенно возмущается полем, является четырехфотонный процесс ионизации атома цезия при наличии промежуточного трехфотонного резонанса $6s - 6f$ ⁴⁸. В этом эксперименте для ионизации использовался одномодовый лазер на стекле с неодимом с изменяемой частотой генерации. Измерялась частотная зависимость выхода ионов при фиксированной напряженности поля. Абсолютные измерения напряженности поля позволили определить константу в квадратичном законе изменения энергии перехода (табл. IX). Величина константы с удовлетворительной точностью дается расчетами, учитывающими в том числе и нерезонансное перемешивание компонент дублета $6f$ в поле ⁷. Этот метод с успехом использовался также в ряде других опытов (двухфотонный резонанс $2^1s - 6^1s$ при трехфотонном процессе ионизации метастабильного гелия ⁴⁹; двухфотонный резонанс $4s - 6s$ при трехфотонном процессе ионизации калия ⁵⁰). В целом резуль-

Таблица IX

Результаты измерений возмущения атомных уровней в световом поле (α — константа квадратичного по полю изменения энергии перехода; k — степень нелинейности резонансного перехода; приведено ориентировочное значение напряженности поля, при которой проведены измерения)

Атом	Переход	k	λ , мкм	Напря- женность поля, в/см	α , $\frac{\text{см}^{-1}}{\text{ГэВ} \cdot \text{см}^{-2}}$	Метод	Лите- ратура
Hg	$7^3s_1 - 6^3p_2$	—	1,06	10^5	10	Наблюдение релаксации	4в 4а
K	$4p_{3/2} - 6s_{1/2}$	—	0,69	10^5	10	Поглощение света вспомогательного источника	
He	$2^1s - 6^1s$	2	0,69	10^5	15	Резонансный процесс многофотонной ионизации	49
He	$2^3s - 13^3s$	4	1,06	10^6	60	То же	52б
He	$2^3s - 14^3s$	4	1,06	10^6	150	» »	
He	$2^3s - 14^3d$	4	1,06	10^6	150	» »	
Cs	$6s - 6f$	3	1,06	10^6	1,5	» »	48

таты показывают большую достоверность подобных измерений. Однако измерения при ряде значений напряженности поля можно осуществить лишь при небольшой степени нелинейности процесса ионизации.

С успехом использовался также метод изменения напряженности поля при фиксированной частоте излучения. Исследования ⁵³ пятифотонного

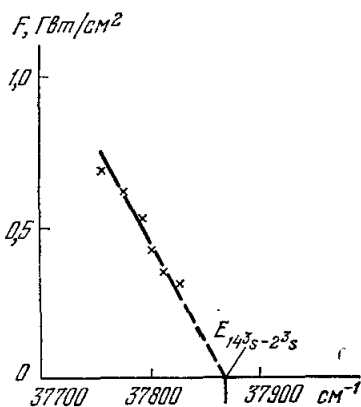


Рис. 10. Зависимость энергии перехода $2^3s - 14^3s$ от интенсивности излучения.

Переход наблюдался как промежуточный четырехфотонный резонанс при пятифотонной ионизации метастабильного гелия. Результат ряда опытов, данные двух из которых приведены на рис. 7 (данные ^{52б}).

процесса ионизации из метастабильного состояния атома гелия 2^3s линейно поляризованным излучением неодимового лазера позволили получить данные о большем числе резонансных процессов. При небольшом изменении частоты генерации лазера энергия четырех квантов может быть сделана равной энергии перехода из состояния 2^3s в s - и d -состояния, имеющие главные квантовые числа 13—15. В эксперименте наблюдалась зависимость выхода ионов от интенсивности излучения при ряде фиксированных частот. (Типичный результат приведен на рис. 7.) В каждом случае измерялась частота и интенсивность излучения, соответствующие резонансному отклонению в выходе ионов. Вся совокупность наблюдаемых резонансов регистрировалась в координатах ω , F . В ряде случаев экспериментальные точки ложились на прямую линию, экстраполяция которой к значению $F = 0$ давала энергию, соответствующую энергии

определенного перехода в невозмущенном спектре атома гелия. Примером являются данные для перехода $2^3s - 14^3s$, приведенные на рис. 10. При большом числе часто расположенных высоковозбужденных уровней, с которыми мог возникать резонанс, и большом изменении энергии перехода в поле такой метод идентификации резонансного перехода оказался

достаточно достоверным. Квадратичное по напряженности поля изменение энергии перехода наблюдалось для ряда резонансных процессов ионизации. Значения констант, измеренных в этих опытах, приведены в табл. IX. (При интерпретации данных, приведенных в табл. IX и на рис. 10, необходимо иметь в виду, что экспериментально измеряется результат возмущения обоих состояний, начального и резонансного, величина этих возмущений различным образом зависит от частоты излучения, так что априори нельзя сказать, какое из них доминирует.) Этот метод использовался также в ряде других экспериментов, не давших, однако, достаточно достоверных результатов (например⁵⁵), так как не проводилось достаточно детальных измерений при вариации обоих параметров, ω и F .

В ряде экспериментов резонансный процесс ионизации идентифицировался путем наблюдения отклонения величины $k = \frac{\partial \lg A_i}{\partial \lg Q}$ от соответствующей величины k_0 ^{43, 44, 51, 53, 54, 55, 57}. Как уже говорилось выше, интерпретация результатов, полученных таким методом, затруднительна. Поэтому применение этого метода, как правило, не дает никаких данных, кроме вывода о наличии промежуточного резонанса.

В табл. IX приведены данные ряда экспериментов, в которых наблюдался резонансный процесс ионизации и удалось измерить изменение энергии перехода в спектре атома под действием сильного светового поля. Все данные получены для линейной поляризации излучения. Для сопоставления приведены также типичные данные, полученные классическими методами. Существенно отметить, что изменение энергии перехода при двух-, трех- и четырехфотонном возбуждении в поле напряженностью до 10^6 в/см носит квадратичный по полю характер. Большой разброс полученных данных по величине не должен вызывать удивления. Напомним, что в переменном поле амплитуда возмущения определяется не только главным квантовым числом состояния, а и частотой излучения (см. (6)).

Необходимо, однако, отметить, что в ряде опытов, например, в тех же опытах по ионизации метастабильного гелия⁵² наблюдались резонансы, не описываемые квадратичным законом. Пока не выяснена причина наблюдаемых явлений. Поэтому продолжение исследований резонансного процесса в не очень сильных полях является важным направлением.

Измерение возмущения атомного спектра в световом поле напряженностью до 10^6 в/см и в первую очередь данные для высоковозбужденных состояний представляют исключительный интерес для понимания явлений, определяющих спектр системы атом + световое поле.

2) *Резонансы в эллиптически поляризованном поле.* Основной интерес связан с возможностью наблюдать резонансы с квазистационарными состояниями, возникающими при возмущении атомного спектра эллиптическим полем¹⁰⁶. К сожалению, пока такие данные не получены. Наблюдалась лишь зависимость от степени эллиптичности, обусловленная правилами отбора. Так, в эксперименте⁴⁹ в соответствии с правилами отбора двухтонный резонанс $2^1s - 6^1s$ в гелии наблюдался лишь в линейно поляризованном поле и не наблюдался в циркулярно поляризованном поле. В соответствии с правилами отбора наблюдались двухфотонные резонансы в калии⁵⁰ в линейном поле $4s - 6s$ и в циркулярном поле $4s - 4d$. Оба эти эксперимента проведены при напряженности поля $\sim 10^5$ в/см. Роль поляризации света оказывается существенной и в очень сильном поле⁵⁹ — резонанс, наблюдаемый при одиннадцатифотонной ионизации ксенона в поле $\sim 5 \cdot 10^7$ в/см в случае линейной поляризации, не наблюдается при циркулярной поляризации излучения (см. ниже). Экспериментальная проверка выполнения правил отбора при многофотонных процессах представляет определенный интерес, особенно в случае большой напряжен-

ности поля, когда может измениться соотношение между вероятностями запрещенных и разрешенных переходов. Однако все же основной интерес представляет экспериментальное наблюдение перестройки спектра в эллиптическом поле.

3) *Резонансный процесс ионизации при большой напряженности поля. Неидентифицируемые резонансы.* Исследования частотной зависимости сильно нелинейных процессов многофотонной ионизации атомов благородных газов, наблюдаемых при напряженности поля, большей 10^7 в/см, показали, что характер процесса сильно изменяется при незначительном

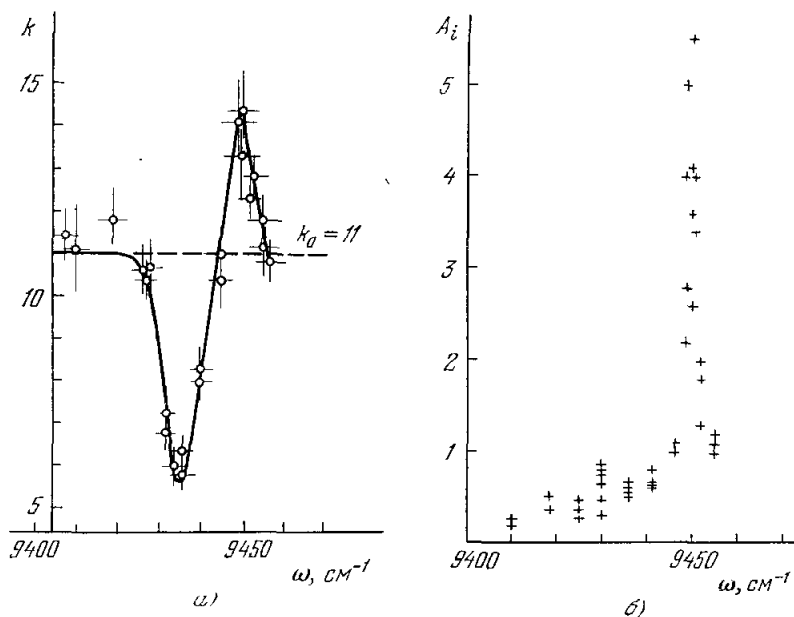


Рис. 11. Экспериментальные данные о резонансном процессе одиннадцатифотонной ионизации атома Хе, наблюдаемом при напряженности поля $\approx 5 \cdot 10^7$ в/см при линейной поляризации света.

а) Зависимость величины $k = \delta \lg A_i / \delta \lg Q$ от частоты; б) зависимость амплитуды ионного сигнала A_i от частоты (Q — энергия в импульсе излучения лазера; данные ⁴³, ⁴⁴).

изменении частоты излучения. Такие данные получены для атомов ксенона ⁴⁴, ⁵⁷, ⁵⁹, криптона ⁵⁷ и неона ⁵⁶. Наблюдалось как изменение величины k , так и изменение выхода ионов при изменении частоты на $\sim 1\%$. Наиболее подробно изучен процесс одиннадцатифотонной ионизации атома ксенона излучением лазера на стекле с неодимом, $\hbar\omega \approx 9400 \text{ см}^{-1}$, ⁴⁴, ⁵⁷, ⁵⁹. Частота генерации лазера изменялась в пределах $\approx 100 \text{ см}^{-1}$ при полуширине линии около $\approx 1 \text{ см}^{-1}$. Ионизация наблюдалась в линейном и циркулярном поле при напряженности около $5 \cdot 10^7$ в/см. В случае циркулярной поляризации излучения оказалось, что характер процесса ионизации не зависит от частоты света, вероятность ионизации связана с интенсивностью излучения соотношением $W \sim F^{11 \pm 1}$, т. е. процесс ионизации носит прямой характер. При линейной поляризации в интервале $9400-9430 \text{ см}^{-1}$ процесс ионизации носит прямой характер, а в интервале $9430-9460 \text{ см}^{-1}$ — резонансный характер (рис. 11). Так как энергия перехода в первое возбужденное состояние в атоме ксенона $\sim 8\hbar\omega$, то резонанс может возникнуть при поглощении 9 или 10 квантов. В обоих случаях энергия перехода в резонансное состояние, соответствующая наблюдаемому максимуму в выходе ионов при $\hbar\omega_{\text{рез}} = 9445 \text{ см}^{-1}$, отличается от энер-

гии разрешенных переходов в отсутствие поля на величину $\sim 100 \text{ см}^{-1}$. Такой же масштаб величины имеют расстояния между уровнями в той области спектра, где может возникнуть резонанс. В таких условиях возмущение спектра нельзя считать малым, так что нет оснований для использования стандартной теории возмущений ни для расчета возмущения резонансного состояния⁵⁸, ни для вычисления сечения в той области частот, где процесс ионизации носит прямой характер. Из данных работы⁵⁹ следует, что ширина наблюдаемого резонанса порядка 10 см^{-1} .

В настоящее время не существует метода, позволяющего количественно описать сильное возмущение связанных электронных состояний, которое наблюдается в описанных опытах *). Результаты опытов по наблюдению резонансного процесса ионизации в сильном поле должны указать на специфические физические явления, которые необходимо описать теорией.

Если вернуться к экспериментам по ионизации атомов в очень сильном поле, то возникает естественный вопрос — в какой мере те выводы, которые сделаны из результатов опытов с ксеноном, носят универсальный характер? Хотя степень нелинейности различных процессов значительно различается (от $k_0 = 11$ для ксенона до $k_0 = 22$ для гелия в случае использования излучения лазера на стекле с неодимом), величина параметра адиабатичности изменяется слабо, она лежит в пределах $10 \geq \gamma \geq 5$, не сильно изменяется и напряженность поля, при которой наблюдается ионизация (от $5 \cdot 10^7$ в случае ксенона до 10^8 в случае гелия). Большинство экспериментов с атомами благородных газов проведено с фиксированной частотой; практически во всех случаях зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения не описывается соотношением (1), аппроксимация экспериментальных данных степенным законом дает значения $k < k_0$ (см., например, работу⁴²). Результаты описанных выше экспериментов с изменяемой частотой генерации дают основание предполагать, что во всех опытах, проведенных с фиксированной частотой, возникает промежуточный резонанс⁵⁷. Относительно большая ширина спектра излучения, использованного в опытах с фиксированной частотой генерации ($\sim 10 \text{ см}^{-1}$), и большая степень нелинейности наблюдавшихся процессов ионизации обуславливают большую приведенную ширину линии излучения, что говорит в пользу высказанного предположения. Без сомнения, большой интерес представляет экспериментальная проверка этого предположения.

в) Основные итоги исследований. Первый вывод, который позволяют сделать результаты исследований, — при $\gamma > 1$ резонансный процесс ионизации наблюдается во всем диапазоне изменения основных параметров, характеризующих поле и атомную систему. Второй вывод — существуют три качественно отличные случая: промежуточный резонанс возникает со связанным состоянием, практически не возмущенным полем излучения; со слабо возмущенным состоянием, когда возмущение можно считать малой поправкой к невозмущенному состоянию, и с сильно возмущенным состоянием, которое может быть описано лишь как квазистационарное состояние системы атом + световое поле. Степень возмущения резонансного состояния в первую очередь определяется напряженностью поля, хотя существенное значение должно иметь также расстояние между уровнями. Третий вывод — резонансный процесс ионизации тесно взаимосвязан с различными явлениями, возникающими при возмущении связанных электронных состояний световым полем. Лишь имея

*) Частным, но важным вопросом является решение задачи о ионизации при $I \sim \hbar\omega$ без ограничений на напряженность поля.

возможность качественно и количественно описать возмущение резонансного состояния, можно описать процесс резонансной ионизации. С другой стороны, результаты исследования резонансного процесса ионизации необходимы для описания возмущения связанных электронных состояний. Наконец, следует отметить, что в целом исследования этих взаимосвязанных явлений находятся в начальной стадии, когда каждый новый результат представляет значительный интерес.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая обзор исследований процесса многофотонной ионизации атомов, необходимо обратить внимание на те вопросы, которые по различным причинам не обсуждались.

Первый и, пожалуй, наиболее важный вопрос — это свойства электронов, образующихся при ионизации. Энергия, угловая направленность, поляризация электронов достаточно подробно исследовались теоретически^{28, 29, 60}. Однако до настоящего времени свойства образующихся электронов достаточно подробно не исследовались*). Отсутствие экспериментальных данных послужило основанием для того, чтобы отложить на некоторое время обсуждение этого вопроса. Следует отметить, что еще в работах²⁸ было предсказано качественное отличие спектров электронов, образующихся под действием линейного и циркулярного поля, как в переходной области, при $\gamma \sim 1$, так и в адиабатической области, при $\gamma \ll 1$. Это различие, в основе которого лежит закон сохранения момента, носит принципиальный характер. В интегральных характеристиках процесса ионизации это отличие сказывается слабо. Не обсуждался также вопрос о роли различных коллективных эффектов. Возможность возникновения в сложном атоме корреляционных эффектов указывает на необходимость их рассмотрения хотя бы для обоснования применения одноэлектронного приближения. Этот интересный вопрос пока не рассматривался для условий, когда ионизация происходит в сильном световом поле.

Наконец, ничего не было сказано о туннельном эффекте в световом поле. К сожалению, экспериментальная ситуация не позволяет надеяться на получение интересных результатов. Это хорошо видно из рис. 1 — условие $\gamma \ll 1$ выполняется лишь при напряженности поля порядка внутриатомной, если оставаться в области световых частот. Условие $\gamma \ll 1$ можно осуществить, если существенно уменьшить частоту излучения, перейдя в далекий инфракрасный диапазон, например, используя лазер на CO_2 , ($\lambda \sim 10$ мкм), который позволяет получать большую напряженность поля. Однако резкое отличие частоты не позволяет исходя из данных, полученных в диапазоне видимого света для $\gamma \geq 1$, сделать какие-либо количественные заключения о вероятности ионизации и роли насыщения в далеком инфракрасном диапазоне и практических возможностях исследования процесса ионизации при $\gamma \ll 1$. Может оказаться, что на фундаментальный вопрос о переходе многофотонного процесса к туннелированию в переменном поле быстрее и легче получить ответ, наблюдая ионизацию отрицательных ионов или внешний поверхностный фотоэффект. Результаты последних опытов⁶¹ подтверждают это предположение. Напомним, что еще из теории Л. В. Келдыша стало ясно — характер потенциальной ямы существенным образом не влияет на качественные закономерности процесса ионизации в переменном поле.

Чтобы это длинное перечисление неисследованных вопросов не создавало ложного впечатления об отсутствии успехов в исследовании процесса

*) Первые экспериментальные данные о спектре вылетающих электронов при многофотонной ионизации атома сообщены в работе⁷⁰.

многофотонной ионизации атомов еще раз, в заключение кратко сформулируем те основные выводы из результатов экспериментальных и теоретических исследований, которые можно сейчас считать твердо установленными.

Первый, и пожалуй, наиболее важный вывод, который можно сделать из результатов исследования процесса ионизации атомов в сильном световом поле, состоит в том, что при $\gamma > 1$ в зависимости от частоты света процесс ионизации носит либо прямой, либо резонансный характер.

Что касается прямого процесса, то наиболее важный вывод заключается в том, что процесс ионизации, происходящий при напряженности поля $< 10^7$ в/см при $\gamma > 10$ и при значительном различии между энергиями $k\hbar\omega$ (где $1 \leq k \leq k_0$) и энергиями невозмущенных связанных состояний электрона в атоме, удовлетворительно описывается нестационарной теорией возмущений k_0 -го порядка, использующей в качестве базиса невозмущенный спектр атома.

Наиболее важный вывод из результатов исследований резонансного процесса заключается в выяснении возможности получать информацию о спектре квазистационарных состояний электрона в атоме; именно в этом направлении получены данные о константах квадратичного возмущения связанных электронных состояний в световом поле.

Специфическая черта процесса многофотонной ионизации заключается в том, что под действием сильного светового поля электрон не только переходит из одного состояния в другое, но сами состояния существенно возмущаются полем. Именно эта черта обуславливает тесную связь исследований процесса многофотонной ионизации с исследованиями спектра квазистационарных состояний системы атом + световое поле.

Из рассмотрения процесса ионизации атомов в сильном световом поле, проведенного выше, видно состояние исследований — к настоящему времени выяснены лишь некоторые общие закономерности, обнаружены наиболее перспективные направления исследований. В такой ситуации обзор полученных результатов может страдать известным субъективизмом, который может проявляться также и в списке цитированной литературы, являющейся на самом деле значительно более обширной.

В заключение пользуюсь приятной возможностью выразить благодарность В. П. Крайнову и Л. П. Рапопорту, ознакомившимся с рукописью и сделавшим ряд ценных замечаний, принятых во внимание при подготовке текста к опубликованию.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1945 (1964).
2. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 85, 3 (1965); Д. А. Варшалович, Опт. и спектр. 25, 162 (1968).
3. а) В. А. Давыдкин, В. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, ЖЭТФ 60, 184 (1971); А. Ф. Шестаков, С. В. Христенко, С. И. Ветчинкин, Опт. и спектр. 33, 413 (1972); б) N. L. M a n a k o v, V. D. O v s y a n i k o v, L. P. R a p o r t, in: Proc. of 11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, 1973, p. 25.
4. а) А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, Письма ЖЭТФ 3, 425 (1966); ЖЭТФ 56, 144 (1969); б) Ю. М. Кирин, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, Письма ЖЭТФ 9, 7 (1969); В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсисян, ЖЭТФ 60, 62 (1971); в) P. P l a t z, Appl. Phys. Lett. 14, 168 (1969); 16, 170 (1970); 17, 537 (1971); J. de Phys. 32, 773 (1971).

5. Y. Gontier, M. Trahin, *Phys. Rev. A* **7**, 1899 (1973); Н. Л. Манаков, М. А. Преображенский, Л. П. Рапопорт, *Опт. спектр.* **35**, 24 (1973).
6. Э. А. Маныкин, М. И. Рязанов, сборник «Взаимодействие излучения с веществом», М., Изд. МИФИ, 1966, стр. 123; Э. А. Маныкин, сборник «Прхождение излучения через вещество», М., Изд. МИФИ, 1967, стр. 172.
7. Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, *ЖЭТФ* **65**, 947 (1973).
8. а) В. И. Ритус, *ЖЭТФ* **51**, 1544 (1966); б) Я. Б. Зельдович, *ibid.*, стр. 1492.
9. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, *Опт. и спектр.* **37**, 13 (1975).
10. а) В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян, *ЖЭТФ* **62**, 908, (1972); б) Б. А. Зон, *Опт. и спектр.* **36**, 838 (1974).
11. Д. Т. Алимов, Н. Б. Делоне, Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, Препринт ФИАН СССР № 191, Москва, 1973.
12. Н. Б. Делоне, Л. В. Келдыш, доклад на IV Всесоюзной конференции по физике атомных столкновений (Рига, 1969); Препринт ФИАН СССР № 11, Москва, 1970.
13. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, *ДАН СССР* **188**, 560 (1969).
14. N. L. Mанаков, V. D. Oвсуянникoв, L. P. Рарoпорт, цит. в ³⁶ сборник, р. 30.
15. A. Gold, B. Webb, *Phys. Rev.* **143**, 1 (1966).
16. B. Webb, *ibid.* **149**, 26 (1966); **153**, 23 (1967).
17. V. Morton, *Proc. Phys. Soc.* **92**, 301 (1967).
18. C. Schwartz, I. Tiemann, *Ann. Phys. (N.Y.)* **6**, 178 (1959).
19. Y. Gontier, M. Trahin, *Phys. Rev.* **172**, 83 (1968); W. Zernik, *ibid.* **176**, 42 (1969); F. Chan, C. Tang, *ibid.* **185**, 42.
20. а) Y. Gontier, M. Trahin, *ibid.* **A4**, 1896 (1971); б) Э. М. Каруле, сборник «Тезисы VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике», М., Изд-во Московск. ун-та, 1974, стр. 224.
21. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, *ЖЭТФ* **61**, 968 (1971); N. L. Mанаков, M. A. Преoбразhenskii, L. P. Рарoпорт, цит. в ³⁶ сборник, р. 23.
22. P. Lambropoulos, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 585; **29**, 453 (1972); S. Klarsfeld, A. Magnet, *ibid.*, р. 79; Y. Gontier, M. Trahin, *Phys. Rev. A* **7**, 2069 (1973); Y. Mizuno, *J. Phys.* **B6**, 314 (1973).
23. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, *ЖЭТФ* **60**, 1264 (1971).
24. а) Л. П. Котова, М. В. Терентьев, *ЖЭТФ* **52**, 732 (1967); б) И. В. Лебедев, *Опт. и спектр.* **30**, 381 (1971); в) P. Lambropoulos, *Phys. Rev.* **A9**, 1992 (1974);
25. А. В. Тулуб, В. А. Фок, *Вестн. Ленингр. ун-та*, № 16, 7 (1965); W. Zernik, *Phys. Rev.* **132**, 320 (1973).
26. Y. Gontier, M. Trahin, *C. R. Acad. Sci. B267*, 357 (1968); *Phys. Rev.* **172**, 83 (1968); *ibid.* **A7**, 1899 (1973); И. В. Лебедев, *ТМФ* **11**, 226 (1972).
27. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, *ЖЭТФ* **46**, 1090 (1964).
28. а) А. И. Никишев, В. И. Ритус, *ЖЭТФ* **50**, 255 (1966); **52**, 233 (1967); б) А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, *ЖЭТФ* **50**, 1393; **51**, 209, 601 (1966); в) А. Переломов, В. С. Попов, *ЖЭТФ* **52**, 514 (1967).
29. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, *ЖЭТФ* **61**, 1389 (1971).
30. Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **66**, 537 (1974).
31. C. Cohen-Tannoudji, Y. Dupont-Ros, C. Fabre, G. Druyberg, *Phys. Rev. A* **8**, 2747 (1973); A. Descoster, *ibid.* **A9**, 1446 (1974).
32. H. R. Reiss, *ibid.* **A1**, 803 (1970); **A4**, 3533 (1971).
33. S. Chin, *Canad. J. Phys.* **48**, 1314 (1970).
34. а) Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, *ЖЭТФ* **50**, 78 (1966); б) G. A. Delone, G. K. Piskova, N. B. Delone, in: *Proc. of 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Oxford, 1971, р. 33.
35. а) В. А. Коварский, *ЖЭТФ* **57**, 1217 (1969); А. С. Чиркин, сборник «Квантовая электроника», вып. 1, М., «Сов. радио», 1971, стр. 110; Y. Debethune, *Nuovo Cimento B12*, 101 (1972); Д. Т. Алимов, Т. У. Арсланбеков, М. С. Белкин, Н. Б. Делонс, О. Б. Монастырский, *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, № 5, 16 (1973); C. Lecompte, G. Mainfray, C. Manus, F. Sanchez, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 265 (1974); б) Т. У. Арсланбеков, *Квант. электрон.* (1975);
36. Г. А. Делоне, Н. Б. Делонс, В. К. Золотарев, Г. К. Пискова, М. Т. Турсунов, *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, № 2, 37 (1973); Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, В. К. Золотарев, Н. Л. Манаков, Г. К. Пискова, М. Т. Турсунов, *ЖЭТФ* **65**, 481 (1973).

37. R. Fox, R. Kogan, E. Robinson, Phys. Rev. Lett. **26**, 1416 (1971); Bull. Am. Phys. Soc. **16**, 1411 (1971).
38. R. Evans, P. Thoneman, Phys. Lett. **A39**, 133 (1972).
39. B. Held, G. Mainfray, J. Morellec, *ibid.* **A35**, 257 (1971).
40. M. Luván, G. Mainfray, C. Manus, Phys. Rev. **A7**, 91 (1973).
41. S. Chin, N. Isenor, M. Young, *ibid.* **188**, 7 (1969).
42. P. Agostini, G. Barjot, G. Mainfray, C. Manus, J. Thebault, IEEE Trans. Quantum Electron. **QE-6**, 12 (1970).
43. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ **54**, 1067 (1968).
44. Д. Т. Алимов, Н. Б. Делоне, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 2, 14 (1974).
45. N. Isenor, M. Cervenan, Opt. Comm. **10**, 280 (1974).
46. Г. А. Делоне, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР) (1975).
47. D. Porrescu, C. Collins, B. Johnson, I. Porrescu, Phys. Rev. **A9**, 1182 (1974).
48. В. А. Гринчук, К. Б. Петросян, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 1 (1975); В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян, Физ. плазмы, № 2 (1975).
49. И. Бакош, А. Киш, М. Л. Нагасва, В. Г. Овчинников, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР) (1975).
50. P. Agostini, P. Benoussan, Appl. Phys. Lett. **24**, 216 (1974).
51. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Г. К. Пискова, ЖЭТФ **62**, 1272 (1972).
52. а) J. Bakos, A. Kiss, L. Szabo, M. Tandler, Phys. Lett. **A39**, 283, 317; **A41**, 163 (1972); б) И. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер, Письма ЖЭТФ **18**, 403 (1973).
53. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, *ibid.* **10**, 419 (1969).
54. B. Held, G. Mainfray et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 423 (1973).
55. R. Evans, P. Thoneman, Phil. Mag. **27**, 1387 (1973).
56. G. Bagavian, R. Benattar et al., Appl. Phys. Lett. **18**, 387 (1971).
57. Д. Т. Алимов, Н. К. Бережецкая, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ **64**, 1173 (1973).
58. G. Pert, IEEE Trans. Quantum Electron. **QE-8**, 623 (1972).
59. Д. Т. Алимов, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР) (1975).
60. P. Lambropoulos, Phys. Rev. Lett. **28**, 585; **29**, 453 (1972); J. Phys. **B6**, L319 (1973); **B7**, L33 (1974).
61. G. Farkas, in: Invited Papers. Conference on the Interactions of Electron with Strong Electromagnetic Field (CIESEF) (1973), Budapest, 1973, p. 179.
62. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН **93**, 71 (1967).
63. И. И. Соболевман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
64. Я. Б. Зельдович, УФН **110**, 139 (1973).
65. P. Langhoff, S. Epstein, M. Karplus, Rev. Mod. Phys. **44**, 602 (1972).
66. S. Geltman, M. Teague, J. Phys. **B7**, 422 (1974).
67. S. Klarsfeld, A. Magnet, Phys. Rev. Lett. **29**, 79 (1972).
68. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, Рассеяние, реакции и распады в перелативистской квантовой механике, М., «Наука», 1971.
69. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1965, §§ 52 и 53.
70. С. А. Ахманов, А. С. Чиркин, Статистические явления в нелинейной оптике, М., Изд-во Московск. ун-та, 1972; S. Edelstein, M. Lambropoulos, J. Duncanson, R. Berry, Phys. Rev. **A9**, 2459 (1974).

ОБЗОРЫ

- G. A. Delone, M. S. Rabinovich, Lecture School on Physics of Ionized Gases, Beograd, 1969, p. 206.
- Н. Б. Делоне, Л. В. Келдыш, доклад на IV Всесоюзной конференции по физике атомных столкновений (Рига, 1969); Препринт ФИАН СССР № 11, Москва, 1970.
- Н. Б. Делоне, доклад на V Всесоюзной конференции по физике атомных столкновений (Ужгород, 1972); Препринт ФИАН СССР № 21, Москва, 1973.
- G. A. Delone, цит. в ⁶¹ сборник, p. 77.
- G. Mainfray, *ibid.*, p. 155.
- L. P. Rapoport, *ibid.*, p. 99.
- V. A. Kovarskiy, *ibid.*, p. 125.
- N. B. Delone, Invited Lecture of VIII ICPEAC, Beograd, 1973, p. 313.
- Н. Б. Делоне, Препринт ФИАН СССР № 260, Москва, 1974; доклад на VI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Ташкент, 1974).