

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО
ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени А.А.ЖДАНОВА

На правах рукописи

БЕРСОНС Имантс-Янис Язепович

УДК 539.183/.184;
539.193/.196

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВОБОДНОГО И СВЯЗАННОГО В АТОМЕ
ЭЛЕКТРОНА С СИЛЬНЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.02 - теоретическая и математическая физика

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Ленинград-1984

Работа выполнена в Институте физики Академии наук
Латвийской ССР

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор ТУЛУБ А.В.
доктор физико-математических наук,
профессор РАПОПОРТ Л.П.
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник ФЕДОРОВ М.В.

Ведущая организация: Московский инженерно-физический
институт

Защита состоится "... " 1984 г. в час.
на заседании специализированного совета Д 063.57.15 при
Ленинградском государственном университете им. А.А.Жданова
(199164, Ленинград, Университетская наб., 7/9)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛГУ
им. А.А.Жданова

Автореферат разослан "... " 1984 г.

Ученый секретарь специализированного совета ВАСИЛЬЕВ А.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В 60-тых годах в связи с созданием лазеров началось интенсивное исследование таких элементарных процессов, вызываемых сильным полем излучения, как многофотонное возбуждение атомов, сдвиг и расщепление атомных уровней в переменном поле, многофотонная ионизация атомов и диссоциация молекул, многоквантовый поверхностный фотоэффект в металлах, а также процессов, протекающих без поля излучения, но модифицированных им. К последним можно отнести распады частиц, радиационные переходы в атомах, рассеяние электронов на атомах и атом-атомные столкновения. Эти элементарные процессы определяют действие излучения на газы и поверхность твердого тела, от них зависит распространение излучения в средах. Изучение их важно для создания новых методов исследования плазмы, нахождения новых оптически активных сред, разработки методов селективного возбуждения атомов и молекул и объяснения некоторых астрофизических явлений. С другой стороны, их изучение расширяет наши знания о структуре атомов и молекул, их энергетических спектрах. В связи с возросшими экспериментальными возможностями получения атомов в высоковозбужденных состояниях в последние годы началось также изучение воздействия излучения на такие, так называемые ридберговские атомы.

За немногими исключениями, теоретическое описание многофотонных процессов в атомах базируется на теории возмущений. Но использование в экспериментах все более мощных источников когерентного излучения и, особенно, экспериментальные исследования многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах требуют развития методов расчета этих процессов, не основанных на теории возмущений.

Диссертация посвящена теоретическому исследованию взаимодействия свободного и связанного в атоме электрона с сильным полем излучения.

Актуальность темы диссертации определяется важностью понимания различных многофотонных процессов, сопровождающих взаимодействие интенсивного лазерного излучения с атомами, в том числе с высоковозбужденными атомами, и важностью разработки ме-

тодов расчета этих процессов для решения задач научного и прикладного характера в проблеме взаимодействия мощного электромагнитного излучения с веществом.

Целью работы являлось:

- 1) выяснение различия в классическом и квантовом описании плоской электромагнитной волны при ее взаимодействии с свободным электроном;
- 2) строгая математическая постановка и решение задач о взаимодействии электрона с полем некоторых модельных потенциалов в присутствии сильной электромагнитной волны и выяснение на этих задачах специфических особенностей, связанных с их многофотонностью;
- 3) распространение метода квазиэнергий на задачи ионизации сильным полем излучения и задачи рассеяния в присутствии такого поля путем сведения их к решению соответствующих уравнений метода сильной связи;
- 4) нахождение квазиклассического предела уравнений метода сильной связи и разработка квазиклассической теории для описания многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах;
- 5) расчет на основе квазиклассической теории сечений многофотонной ионизации по теории возмущений и сравнение их с имеющимися квантовомеханическими сечениями с целью выяснения точности квазиклассического приближения;
- 6) расчет вне рамок теории возмущений вероятностей и сечений ряда многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах и объяснение на их основе некоторых экспериментальных результатов.

Научная новизна и практическая ценность работы. Впервые найдено обобщение известного решения Волкова, описывающего движение электрона в классическом поле плоской электромагнитной волны, на случай квантованного электромагнитного поля. Найдены также решения уравнения Дирака для электрона в квантованном поле монохроматической волны плюс постоянное магнитное поле и в поле двух волн.

Впервые математически строго поставлены и решены задачи об отражении электрона от непроницаемой стенки в присутствии монохроматической волны, ионизации системы, связанной короткодействующим потенциалом, под действием циркулярно поляризован-

ной электромагнитной волны и рассеяния электрона на δ -потенциале в присутствии такой волны. В сечениях рассеяния обнаружены зависимости от частоты и интенсивности поля резонансы.

Найдено обобщение рядов Неймана для специальных функций Бесселя, аргумент которых содержит индекс под корнем и которые часто встречаются при теоретическом исследовании многофотонных процессов.

Впервые выведены уравнения метода сильной связи для описания взаимодействия электрона с центральным полем атома и сильным полем электромагнитной волны, проведен анализ проблемы удовлетворения граничных условий. Впервые рассмотрен квазиклассический предел уравнений метода сильной связи, получено в этом случае их общее решение и проблема расчета различных многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах сведена к решению сравнительно простых граничных задач.

Впервые получено простое и достаточно точное выражение для сечений N -фотонной ионизации атома водорода.

Впервые в приближении эквидистантности уровней найдена волновая функция высоковозбужденных состояний атомов в сильном поле излучения и на ее основе вычислены вероятности радиационных переходов между высоковозбужденными состояниями атомов в присутствии сильного микроволнового поля.

Впервые вне рамок теории возмущений найдены сечения вынужденного тормозного излучения при рассеянии электрона на кулоновском центре.

Разработанный в диссертации метод получения решений уравнения Дирака в квантованном поле плоской электромагнитной волны был затем использован другими авторами (Федоров и Казаков, Абакаров и Олейник, Вагров и Гитман, Вергоу и Эхлотцки) для решения аналогичных задач.

Развитая в работе квазиклассическая теория для решения уравнений метода сильной связи может быть использована и уже использовалась (Никитин и Уманский) для решения задач теории атомных столкновений.

Найденное в диссертации выражение для сечений N -фотонной ионизации было использовано (Делоне и Крайнов) для оценки границы классического механизма диффузионной ионизации атомов.

Полученные в диссертации конкретные результаты позволили объяснить ряд экспериментальных данных, относящихся к радиационным переходам в высоковозбужденных атомах в присутствии сильного микроволнового поля.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертации, докладывались на Всесоюзных конференциях по теории атомов и атомных спектров в Воронеже (1980 г.) и в Минске (1983 г.), на Всесоюзных конференциях по физике электронных и атомных столкновений в Тбилиси (1976 г.) и в Ленинграде (1981 г.), на заседаниях секции атомных столкновений Совета по физике плазмы АН СССР в Кишиневе (1974 г.), в Риге (1975 г.) и Черногловке (1975 г.), на заседаниях секции по фотопроцессам Совета по физике электронных и атомных столкновений АН СССР в Риге (1982 г.) и в Ужгороде (1983 г.), на Международной конференции по взаимодействию электрона с сильным электромагнитным полем в Венгрии (Балатонфьред, 1972 г.), на VI Международной конференции по атомной физике в Риге (1978 г.).

Объем и структура. Диссертация состоит из введения, обзора литературы (глава I), четырех глав, содержащих оригинальные результаты, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 219 страниц машинописного текста, в том числе 9 рисунков и 6 таблиц и список литературы, включающий 249 наименований.

Защищаемые положения.

1. Квазиклассическая теория многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах, ее основные уравнения, решения этих уравнений и уравнения, следующие из проблемы удовлетворения граничных условий.

2. Полученные на основе квазиклассической теории конкретные результаты: сечения N -фотонной ионизации, волновая функция высоковозбужденных состояний атомов в низкочастотном поле, вычисленные с ее помощью вероятности радиационных переходов между высоковозбужденными состояниями атомов в присутствии такого поля и объяснение соответствующих экспериментальных результатов, сечения свободно-свободных переходов при рассеянии электрона на кулоновском центре в присутствии сильного поля излучения.

3. Решения уравнения Дирака для электрона, взаимодействующего с квантованным полем плоской электромагнитной волны.

4. Решение задачи об ионизации системы, связанной короткодействующими силами, под влиянием циркулярно поляризованной электромагнитной волны и сечения рассеяния электрона на короткодействующем потенциале в присутствии такой волны.

5. Уравнения метода сильной связи для описания многофотонных процессов в атомах.

6. Обобщение рядов Неймана.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В первой главе диссертации дан обзор работ по исследованию взаимодействия сильного поля излучения со свободным электроном и решению ряда модельных многофотонных задач. Значительная часть главы посвящена обсуждению методов расчета многофотонных процессов в атомах: теории возмущений и методам, не основанным на ней, таким как методу разложения по собственным состояниям невозмущенной системы, методу комплексных координат и методу квазиэнергий. Обсуждаются методы расчета многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах, когда применение вышеупомянутых методов затруднительно. Очерчен также круг вопросов, рассматриваемых в диссертации, и их место в общей проблематике взаимодействия свободного и связанного в атоме электрона с сильным полем излучения.

Во второй главе изложен метод решения уравнения Дирака с квантованным полем электромагнитной волны. Найдены решения уравнения Дирака для электрона в квантованном поле монохроматической и плоской волн и в поле монохроматической волны плюс постоянное магнитное поле, направленное вдоль распространения волны. Показано, что с помощью унитарных преобразований для этих задач в уравнении Дирака можно отделить спиновые переменные и координаты электрона и сами задачи свести к проблеме диагонализации квадратичных форм для операторов рождения и уничтожения фотонов. В случае с магнитным полем задача сводится к нахождению собственных значений и собственных функций для двух осцилляторов, связанных билинейными силами. В случае плоской

волны билинейными силами связано бесконечное число осцилляторов. Проведена диагонализация этих квадратичных форм и в результате найдена волновая функция системы, состоящей из электрона и квантованной волны. Показано, что специальные комбинации этих решений, соответствующих когерентной волне, в пределе больших чисел фотонов переходят в известные решения Волкова и Редмонда, описывающие движение электрона в классических полях.

Рассмотрено решение уравнения Клейна-Гордона для электрона в поле (классическом и квантованном) двух циркулярно поляризованных электромагнитных волн. Показано, что в классическом случае задача сводится к решению уравнения Матье. В квантовом случае необходимо диагонализировать биквадратную форму из операторов рождения и уничтожения фотонов. Найдено, что в задаче имеется сохраняющаяся величина: в зависимости от взаимной поляризации волн сохраняется либо полное число фотонов или их разность. Отмечена эквивалентность решения данного парциального дифференциального уравнения решению вырожденных уравнений Гойна. Найдены полиномиальные решения этих уравнений.

В третьей главе рассмотрены задачи взаимодействия электрона с полем некоторых модельных потенциалов в присутствии сильной электромагнитной волны.

Одна из таких задач - это отражение электрона от непроницаемой стенки в присутствии электромагнитной волны. К ней близко стоит модельная задача со ступенчатым потенциалом, используемым для описания многоквантового поверхностного фотоэффекта в металлах. В строгой математической постановке задача об отражении электрона от непроницаемой стенки в присутствии монохроматического поля сводится к решению бесконечной неоднородной системы алгебраических уравнений. Исследована сходимость метода численного решения этой системы в зависимости от интенсивности поля. Найдено, что вероятности испускания и поглощения фотонов электроном при его отражении от стенки имеют аномалии на пороге открывающегося нового канала.

Рассмотрена задача об ионизации системы, связанной трехмерными короткодействующими силами, под влиянием циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Уравнение Шредингера переписано в виде интегрального уравнения и показано, что последнее имеет решение при условии, что квазиэнергия E удовлетворяет

следующему трансцендентному уравнению на собственные значения:

$$F(E) = 0, \quad (1),$$

$$F(E) = 1 - \sum_{N=-\infty}^{\infty} \left(\frac{E_N}{E_0}\right)^{1/2} \sum_{S=|N|}^{\infty} \frac{(-1)^{N+S} (F_0 v_N / \omega^2)^{2S}}{(2S+1)(S-|N|)!(S+|N|)!}, \quad (2),$$

$$E_N = E + N\omega = v_N^2/2, \quad (3),$$

где E_0 - энергия единственного уровня в δ -потенциале в отсутствии волны, F_0 и ω - амплитуда напряженности и частота внешнего поля (используется атомная система единиц). Найдены также другие представления для функции $F(E)$. Так как при выводе (2) на волновую функцию накладывалось граничное условие, соответствующее задаче ионизации, то квазиэнергия E получается комплексной: ее действительная часть дает сдвиг уровня, а мнимая часть - ширину уровня. В случае слабого поля при больших и малых частотах найдены аналитические выражения для сдвига и ширины. Случай малых частот соответствует туннельной ионизации, и ширина уровня является экспоненциально малой величиной. При средних полях трансцендентное уравнение (1) решалось численно. Сдвиг уровня является отрицательной величиной при малых частотах поля, но с увеличением частоты становится положительным и приближается к величине, равной энергии колебания электрона в поле волны. Найдена также вероятность ионизации по разным каналам, соответствующим поглощению различного числа фотонов. Оказывается, что сдвиг уровня слабо влияет на вероятность ионизации по каналу N , исключая область вблизи порога N -фотонной ионизации.

Решена также задача о рассеянии электрона на короткодействующем потенциале в присутствии циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Найдено, что сечения поглощения ($N > 0$) и испускания ($N < 0$) N фотонов при этом имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_N(\vartheta_0) = & \frac{\pi v_N}{|E_0|(2E)^{1/2}} \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} J_{\ell}^2\left(\frac{F_0 v}{\omega^2} \sin \vartheta_0\right) \\ & \cdot \int_0^{\pi} d\vartheta \sin^2 \vartheta J_{\ell-N}^2\left(\frac{F_0 v_N \sin \vartheta}{\omega^2}\right) / |F(E + \ell\omega)|^2, \quad (4), \end{aligned}$$

где E - и v - энергия и скорость падающего электрона, ϑ_0 - угол между направлениями падающего электрона и распространения

волны, J_l - функции Бесселя. Установлена справедливость оптической теоремы для данной многоканальной задачи.

При некоторой энергии E и некоторых отрицательных значениях l величина $E+l\omega$ становится близкой к собственному значению уравнения (I). Поэтому из-за знаменателей $|F(E+l\omega)|^2$ в выражении (4) сечения $G_N(\nu_0)$ проявляют резонансную структуру. Резонансы отстоят друг от друга на расстоянии $N\omega$ и соответствуют переходу электрона в связанное в δ -потенциале состояние, которое в присутствии переменного поля является квазистационарным. Расчет показывает, что высота и ширина резонансов очень резко зависит от напряженности поля. В сечениях, полученных в борновском приближении, резонансы отсутствуют. Найден коэффициент поглощения света при рассеянии электрона на δ -потенциале. Этот коэффициент является положительным всюду, исключая областей вблизи резонансов, где он принимает большие отрицательные значения.

Так как при расчетах различных многофотонных процессов приходится иметь дело с функциями Бесселя вида $J_n(z\sqrt{1+n\alpha})$ и их различными суммами, то в этой же главе обобщены известные ряды Неймана на случай таких функций Бесселя. Найдены разложения степени, синуса, косинуса, функции Бесселя и произведения двух функций Бесселя от переменной z по функциям $J_{\lambda_n}(z\mathcal{L}_n)$ и их произведениям, где $\mathcal{L}_n = (1+n\alpha)^{1/2}$. Обобщены разложения Шлемилха и теорема умножения для функций Бесселя. Последняя, в частности, принимает вид

$$J_\nu(\lambda z) = \lambda^\nu (1-\lambda^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(z/2)^n (\alpha_n^2 - \lambda^2)^{n-1}}{n! \mathcal{L}_n^{2+n}} J_{\nu+n}(z\mathcal{L}_n) \quad (5).$$

При $\alpha = 0$ (5) переходит в обычную теорему умножения.

В четвертой главе решение уравнения Шредингера для электрона в центрально симметричном поле атома $V(r)$ и в поле монохроматической волны ищется в виде ряда Фурье по переменному полю и ряда по сферическим функциям. В результате получены уравнения для радиальных функций, аналогичные уравнениям метода сильной связи, широко используемым в теории атомных столкновений. Так как переменное поле присутствует во всем пространстве, то возникают некоторые трудности с удовлетворением граничных условий для радиальных волновых функций на больших расстояниях. Эти

трудности можно обойти, если перейти к колеблющейся системе координат. Уравнения метода сильной связи в этой системе координат имеют аналогичный вид, но потенциал, ответственный за связь каналов, становится более сложным.

Первоначально введенное понятие квазиэнергии как характеристики дискретных состояний атома в монохроматическом электромагнитном поле обобщено на случай ионизации и задач рассеяния в присутствии поля. Получены выражения для сечений $\sigma_N(\alpha)$ поглощения N фотонов через элементы S -матрицы при рассеянии электрона на центрально симметричном потенциале в присутствии монохроматической волны. Сечения зависят от угла α между направлениями поляризации поля и падающего электрона.

В пятой главе развита квазиклассическая теория многофотонных процессов в высоковозбужденных атомах. Квазиклассическое приближение применимо, если энергия электрона по абсолютной величине меньше энергии на первой боровской орбите. Этому условию удовлетворяют энергии начального, промежуточных и конечного состояний как в случае многофотонных переходов между высоковозбужденными состояниями атомов, так и в случае их многофотонной ионизации. Квазиклассически можно рассматривать и рассеяние электрона на положительном ионе в присутствии переменного поля, если энергия электрона удовлетворяет этому условию.

Основой развития квазиклассической теории многофотонных процессов в ридберговских атомах является применение квазиклассического приближения к выведенным в предыдущей главе уравнениям метода сильной связи. Для этого в радиальной волновой функции каждого канала выделена быстро осциллирующая часть, связанная с классическим движением электрона в поле $V(r)$, а для медленно изменяющихся амплитуд $a_{N\ell}^{\pm}(r)$ получены следующие уравнения

$$\pm i \frac{da_{N\ell}^{\pm}(r)}{dr} = -\frac{F_0 r}{2} \sum \left[\frac{l_m^2 - M^2}{(2l_m - 1)(2l_m + 1)} \right]^{1/2} \frac{a_{N\ell'}^{\pm}(r)}{(K_{N\ell} K_{N\ell'})^{1/2}} e^{\pm i(S_{N\ell'} - S_{N\ell})} \quad (6),$$

$$S_{N\ell}(r) = \int_{r_1}^r dr K_{N\ell}(r), \quad (7),$$

$$K_{N\ell}^2(r) = 2[E_N - V(r) + (\ell + 1/2)^2/2r^2], \quad (8),$$

$$E_N = E + N\omega, \quad (9),$$

где ℓ - орбитальное квантовое число, M - магнитное квантовое число, являющееся сохраняющейся величиной в рассматриваемом случае линейной поляризации поля, ℓ_m - максимальное из ℓ и ℓ' , r_1 - ближайшая к ядру точка поворота. Сумма в (6) содержит четыре члена с $N' = N \pm 1$ и $\ell' = \ell \pm 1$. Амплитуды $\alpha_{Ne}^-(r)$ и $\alpha_{Ne}^+(r)$ имеют смысл амплитуд вероятности возбуждения состояния с энергией E и моментом ℓ при движении электрона соответственно к ядру и от него.

Существенным моментом развиваемой квазиклассической теории является удовлетворение граничных условий для амплитуд $\alpha_{Ne}^{\pm}(r)$, следующих из граничных условий для радиальных волновых функций в квазиклассическом случае. Во-первых, радиальная волновая функция должна экспоненциально убывать слева от r_1 , что приводит к условию

$$\alpha_{Ne}^+(r_1) = \alpha_{Ne}^-(r_1). \quad (10).$$

В задаче ионизации должна отсутствовать сходящаяся волна во всех открытых каналах:

$$\alpha_{Ne}^-(\infty) = 0, \quad E_N > 0. \quad (11).$$

В случае задачи рассеяния для открытых каналов

$$\alpha_{Ne}^-(\infty) = \delta_{N0} \delta_{\ell\ell_0}, \quad E_N > 0, \quad (12),$$

где ℓ_0 - орбитальное квантовое число исходного канала. Для закрытых каналов радиальная волновая функция должна экспоненциально убывать также справа от второй точки поворота r_2 , что приводит к условию

$$\alpha_{Ne}^+(r_2) e^{i S_{Ne}(r_2)} + \alpha_{Ne}^-(r_2) e^{-i S_{Ne}(r_2)} = 0, \quad E_N < 0. \quad (13).$$

Квазиклассика применима, когда величины S_{Ne} , имеющие смысл действия, велики. Если разности $S_{N\ell'} - S_{Ne}$ тоже велики, то из-за быстрых осцилляций правых частей уравнений (6) амплитуды $\alpha_{Ne}^{\pm}(r)$ будут малы и их расчет можно проводить по теории возмущений. В случае многофотонных переходов возбуждается большое число состояний, и поэтому разности $S_{N\ell'} - S_{Ne}$ должны быть малыми. Тогда из величины S_{Ne} можно выделить общее при всех N и ℓ большое слагаемое S_0 , соответствующее классическому движению электрона в поле $V(r)$:

$$S_{Nl} \approx S_0 + N\omega\tau - m\varphi(\tau), \quad (14),$$

$$m = l - L \ll L. \quad (15).$$

Здесь τ и $\varphi(\tau)$ - классическое время и угол, L - среднее значение орбитального момента. В результате система уравнений (6) может быть заменена более простой системой

$$i \frac{d a_{Nm}(\tau)}{d\tau} = - \frac{v(\tau) F_0 (1 - \frac{M^2}{L^2})^{1/2}}{4} \sum a_{N'm'}(\tau) e^{i(N'-N)\omega\tau + i(m-m')\varphi(\tau)}, \quad (16),$$

где функция $a_{Nm}(\tau)$ равна $a_{Nm}^-(\tau)$ и $a_{Nm}^+(\tau)$ соответственно при $\tau < 0$ и $\tau > 0$.

Уравнения (16) подобны уравнениям параметра удара, широко используемым для расчета сечений возбуждения атомов при атомных столкновениях. Там, однако, падающая частица описывается чисто классически и является только источником зависящего от времени поля, действующего на атом при ее полете по классической траектории. При этом достаточно ограничиться одним частным решением этих уравнений. Решение же уравнений (16), удовлетворяющее граничным условиям (II) - (13) вместе с упомянутым выше разложением волновой функции в двойной ряд определяет квазиклассическую волновую функцию системы, состоящей из электрона в поле $V(r)$ и взаимодействующего с ним поля излучения. Существенными являются граничные условия (13), для удовлетворения которых необходимо найти общее решение системы уравнений (16). Но учет именно этих условий позволяет рассматривать с помощью уравнений (16) также задачи на собственные значения, ионизацию, переходы в дискретном спектре и влияние дискретного спектра на сечения рассеяния.

Так как высоковозбужденные состояния атомов водородоподобны, то в диссертации рассмотрен только случай кулоновского поля притяжения, когда $V(r) = -1/r$. Классическое движение в кулоновском поле притяжения описывается гиперболой в случае задач рассеяния, эллипсом в случае переходов в дискретном спектре и параболой в случае задачи ионизации при частотах поля, больших расстояния между уровнями, равного n^{-3} , где n - главное квантовое число начального состояния.

Применение итерационной процедуры к уравнениям (16) с учетом граничных условий (II) и (13) позволяет найти приближенное

выражение для $\alpha_{Nm}(\tau)$ и в результате сечения N -фотонной ионизации высоковозбужденных состояний атомов. Получены выражения для дифференциальных и парциальных сечений N -фотонной ионизации в случае $\omega \gg n^{-3}$. Найдено, что сечение N -фотонной ионизации, усредненное по всем состояниям n -оболочки атома имеет вид

$$\bar{\sigma}_N(n) = \frac{\alpha F_0^{2N-2} T_N |R_N|^2}{n^5 (N!)^2 \omega^{(10N-1)/3}}, \quad (17),$$

где α - постоянная тонкой структуры, T_N - числа, приведенные в диссертации и имеющие различные значения в случае линейной и циркулярной поляризации поля. Резонансные множители R_N , для которых получено рекуррентное соотношение, представляют собой комбинации $\text{ctg} \pi \gamma_k$ с $k = 1, \dots, N-1$, где

$$\gamma_k = (1/n^2 - 2k\omega)^{-1/2}, \quad (18),$$

и имеют различный вид в зависимости от того, находятся ли промежуточные состояния в дискретном или непрерывном спектре. При $N=1$ множитель $R_1 = 1$ и выражение (17) совпадает с известной формулой Крамерса для обычного фотоэффекта. При $N=2$

$$R_2 = \begin{cases} 1 & , \quad 1/2n^2 < \omega, \\ i \text{ctg} \pi \gamma_1 & , \quad 1/4n^2 < \omega < 1/2n^2. \end{cases} \quad (19)$$

В случае $N=2$ получены также поправки к сечениям (17), улучшающие поведение сечений в межрезонансных минимумах. Эти поправки соответствуют учету следующих членов в разложении (14) и в аналогичном разложении для K_{Nl} при переходе от уравнений (6) к уравнениям (16). С учетом этих поправок ниже порога однофотонной ионизации

$$\bar{\sigma}_2(n) = \frac{\alpha F_0^2}{n^5 \omega^{19/3}} [c_0 \text{ctg}^2 \pi \gamma_1 - c_1 \omega^{1/3} \text{ctg} \pi \gamma_1 + c_2 \omega^{2/3}], \quad (20)$$

$$c_0 = 0,8058, \quad c_1 = 1,612, \quad c_2 = 1,299.$$

Выражение (17) описывает также процесс надпороговой ионизации. В частности, выше порога однофотонной ионизации

$$\bar{\sigma}_2(n)/I = 0,681 \cdot 10^{-52} \lambda^{19/3} / n^5, \quad (21),$$

где левая часть выражена в $\text{ом}^4 \text{Вт}^{-1}$, длина волны λ - в А ,

а интенсивность I - в Вт.

Из сравнения на рис. I результатов квантовомеханического расчета¹⁾ с предсказаниями формулы (20) следует достаточно высокая точность последней. Эта формула дает удовлетворительное со-

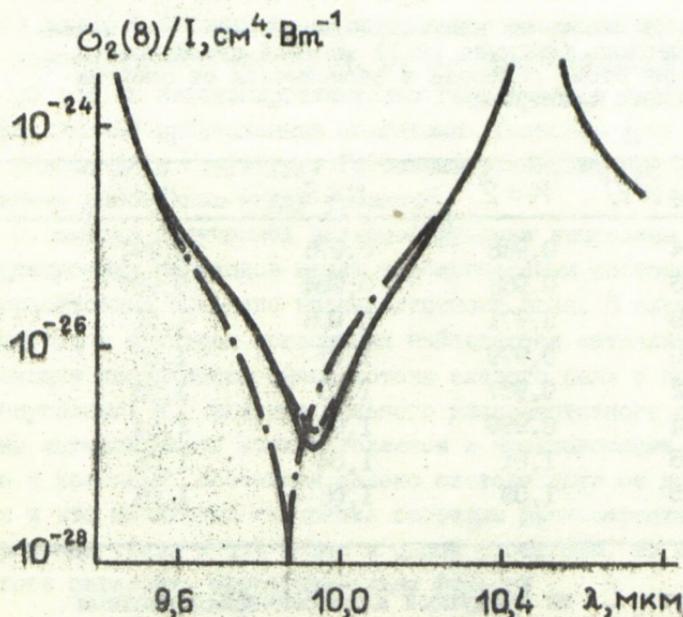


Рис. I. Сечение $\sigma_2(s)$ двухфотонной ионизации атома водорода из оболочки $n=8$, деленное на интенсивность поля излучения I , в зависимости от его длины волны $\lambda, \mu\text{м}$. Сплошная кривая - квантовомеханический расчет, штриховая кривая - расчет по формуле (20), штрихпунктирная кривая - расчет по формуле (20) без последних двух поправочных членов.

гласие с квантовомеханическими расчетами даже при $n=1$. В таблице I приведено отношение квантовомеханических и квазиклассических сечений двухфотонной ионизации выше порога однофотонной ионизации.

В этой же главе найдено общее решение уравнений (16). Произвольные постоянные в этом решении должны определяться так, чтобы удовлетворялись граничные условия (11)-(13). В случае

1) Justum Y., Maquet A. J.Phys.B, 1977, v.10, No.8, p.L287-L290.

переходов в дискретном спектре и ионизации проблема удовлетворения граничных условий сведена к нахождению коэффициентов d_N

Таблица I.

Изменение отношения квантовомеханического²⁾ и квазиклассического (формула (21)) сечений двухфотонной ионизации атома водорода в зависимости от энергии вылетевшего электрона

E_e (eV)	$n=2$	$n=3$	$n=4$
4	0,968	0,975	0,991
6	0,965	0,984	0,997
8	0,971	0,995	1,01
10	0,979	1,01	1,02
12	0,987	1,01	1,03
14	0,999	1,03	1,04
16	1,01	1,04	1,05
20	1,03	1,05	1,06

и квазиэнергии E из следующей алгебраической системы

$$d_N e^{-2i\pi} \gamma_N = \sum_{N'=-\infty}^{N_0} J_{N-N'}(w) d_{N'} , \quad (22)$$

$$\gamma_N = (-2E - 2N\omega)^{-1/2} , \quad (23)$$

где N_0 равно целой части от $-E/\omega$, а аргумент w функций Бесселя пропорционален напряженности поля и выражается через классические интегралы, определяющие компоненту Фурье с частотой ω для дипольного излучения при движении электрона в кулоновском поле.

При частотах ω , меньших или порядка расстояния между уровнями, приближенно $\gamma_N \approx \gamma_0 + N\omega\gamma_0^3$, где $\gamma_0 = (-2E)^{-1/2}$, и N_0 в (22) можем устраним к бесконечности. Это приближение

2) Klarsfeld S., Maquet A. J.Phys.B, 1979, v.12, No:18, p.L553-L556.

соответствует приближению эквидистантности высоковозбужденных уровней. В таком приближении найдено решение системы (22) и в результате также квазиклассическая волновая функция высоковозбужденных состояний атома в присутствии сильного низкочастотного поля. Квазиэнергия электрона при этом совпадает с энергией невозмущенного состояния, но волновая функция представляет собой ряд по квазиэнергетическим гармоникам и смесь состояний с различными орбитальными моментами. Волновая функция проявляет резонансную структуру. Резонансы возникают при частотах, кратных расстоянию между уровнями.

С помощью полученной волновой функции вычислены вероятности радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов в присутствии сильного низкочастотного поля. В случае такого процесса в спектрах поглощения наблюдаются сателлиты, соответствующие поглощению одного фотона слабого поля и поглощению (испусканию) k фотонов сильного низкочастотного поля. Вычислены интенсивности этих сателлитов в предположении, что начальные и конечные состояния далеко отстоят друг от друга по энергии и что начальные состояния заселены равновероятно. Если поляризации обеих полей лежат в одной плоскости, то интенсивность k -го сателлита пропорциональна функции

$$F_k(x) = \int_0^1 dz (1/3 + z^2) J_k^2(xz). \quad (24).$$

Параметр x пропорционален напряженности низкочастотного поля F_0 , но сложным образом зависит от его частоты ω и главных квантовых чисел n_i и n_f начального и конечного состояний, При $\omega n_f^3 \ll 1$.

$$x = \frac{3F_0(n_f^2 - n_i^2)}{2\omega} \left[1 + \frac{35}{72} \omega^2 n_f^6 \right]. \quad (25).$$

Перед квадратной скобкой в (25) стоит разность отношений крайних штарковских компонент для конечного и начального состояний к энергии фотона. Второй член в квадратных скобках есть первая поправка по ωn_f^3 .

На рис. 2 сравниваются экспериментальные данные ³⁾ на атоме водорода с функцией $F_1(x)$. Расхождение теории с экспериментом наблюдается при больших мощностях микроволнового источ-

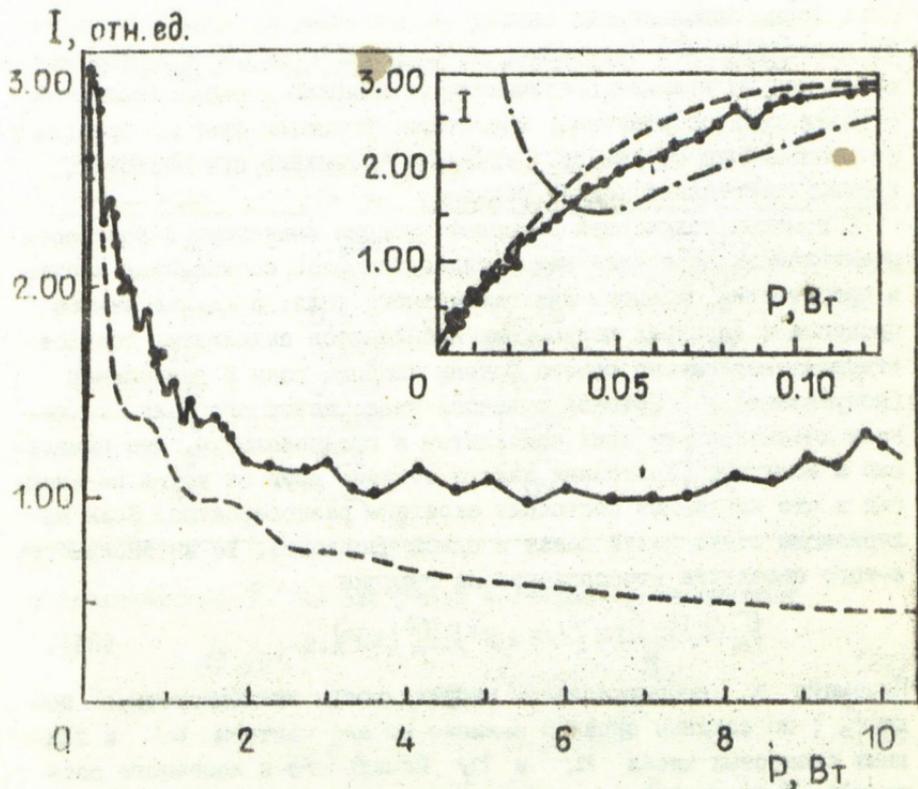


Рис. 2. Относительная интенсивность I спутника при $K = -1$, $\nu_i = 10$ и $\nu_f = 44$ как функция мощности микроволнового источника, частота которого $\omega = 7,829$ Гц. Вставка показывает эту зависимость при малых мощностях. Точки и сплошная кривая - эксперимент, штриховая кривая - функция $F_2(x)$, нормированная на экспериментальную кривую в максимуме.

3) Bayfield J., Gardner L., Gulkok Y. Phys.Rev.A, 1981, v.24, No.1, p.138-143.

ника. Из (24) найдены также те $\chi_{\max}(k)$, при которых функции $F_k(x)$ достигают максимума. Отсюда можно найти ту мощность $P_{\max}(k)$, которая соответствует максимуму вероятности возбуж-

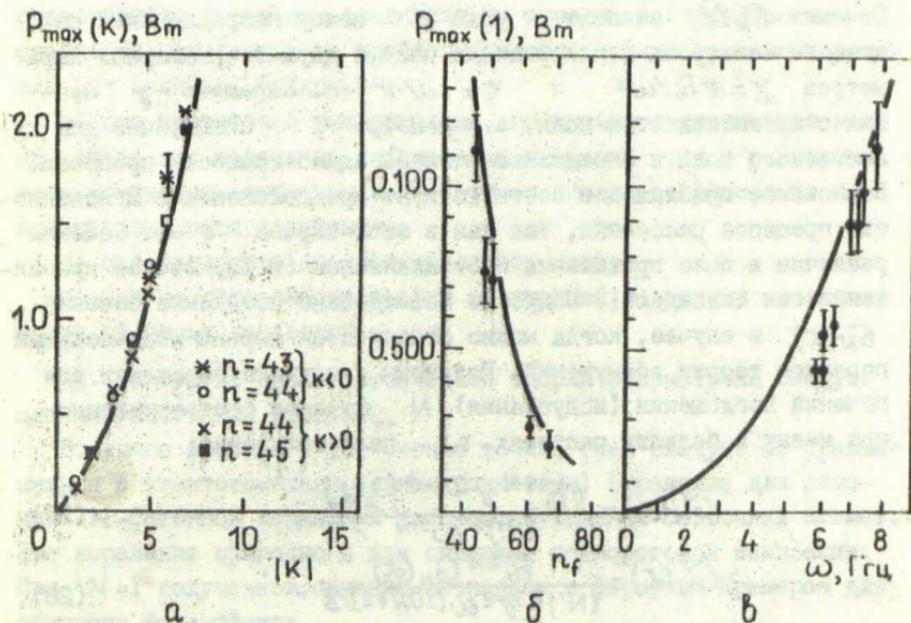


Рис. 3. а) Мощность микроволнового источника $P_{\max}(k)$ соответствующая максимуму возбуждения k -того спутника, как функция k .
 б) Зависимость $P_{\max}(1)$ от главного квантового числа n_f .
 в) Зависимость $P_{\max}(1)$ от частоты микроволнового источника.
 Точки - эксперимент; сплошные кривые - формула (26).

дения k -того спутника:

$$P_{\max}(k) = 1,19 \cdot 10^3 \omega^2 \chi_{\max}^2(k) / (n_f^2 - n_i^2)^2, \quad (26),$$

где P выражено в Вт, а ω - в Гц. На основе (26) построены кривые на рис.3, где нанесены также экспериментальные данные³⁾.

Вне рамок теории возмущений получены выражения для сечений свободно-свободных переходов при рассеянии электрона на кулоновском потенциале в присутствии электромагнитной волны. Пренебрегается влиянием дискретного спектра на сечения рассеяния. Сечения $\tilde{G}_N(\alpha)$ зависят от угла α между направлениями падающего электрона и поляризации поля и двух безразмерных параметров $\gamma = vF_0/\omega^2$ и $\xi = \omega/v^3$. Параметр γ связан с интенсивностью поля, а параметр ξ специфичен для кулоновского поля и определяет степень адиабатичности процесса. Борновское приближение соответствует предположению о мгновенности процесса рассеяния, так как в этом случае $\xi = 0$. Сечения различны в поле притяжения и отталкивания (в борновском приближении они совпадают). Подробно исследовано поведение сечений $\tilde{G}_N(\alpha)$ в случае, когда можно ограничиться первым исчезающим порядком теории возмущений. Получены следующие выражения для сечений поглощения (испускания) N фотонов соответственно при малых и больших частотах ω поля излучения:

$$\tilde{G}_N(\alpha) = \frac{\pi F_0^{2N} \gamma^{2N-2} P_N(\alpha)}{(N!)^2 \omega^{4N}}, \quad (27)$$

$$\tilde{G}_N(\alpha) = \frac{F_0^{2N} G_N(\alpha)}{(N!)^2 \gamma^2 \omega^{(10N+2)/3}}, \quad (28),$$

где $P_N(\alpha)$ и $G_N(\alpha)$ - полиномы степени N от $\cos^2 \alpha$. Из свойств полиномов $P_N(\alpha)$ и $G_N(\alpha)$ следует, что сечения $\tilde{G}_N(0)$ в случае поляризации поля вдоль падающего пучка заметно превосходят, особенно при больших N , соответствующие сечения $\tilde{G}_N(\pi/2)$ при поляризации поля, перпендикулярной падающему пучку.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В заключении сформулированы основные результаты диссертации, перечисленные ниже.

I. Разработаны основы квазиклассической теории многофотонных процессов в ридберговских атомах. Эта теория имеет следующие положительные стороны:

а) как показывает сравнение с имеющимися квантовомеханическими расчетами по теории возмущений, она обладает высокой то-

чностью для ридберговских состояний атомов, а в случае атома водорода достаточно точно даже для основного состояния;

б) она проста, так как ее основные уравнения имеют точные аналитические решения и расчет различных многофотонных процессов сводится к решению сравнительно простых алгебраических уравнений, следующих из проблемы удовлетворения граничных условий для волновой функции;

в) она достаточно универсальна, поскольку с ее помощью можно решать как задачи на собственные значения, так и рассматривать ионизацию, переходы в дискретном спектре и рассеяние в присутствии поля излучения;

г) она учитывает дискретный спектр атома;

д) она не основана на теории возмущений и поэтому позволяет выйти за рамки последней.

2. На основе квазиклассической теории рассмотрены следующие многофотонные процессы.

Получено простое и достаточно точное (как следует из сравнения с квантовомеханическими расчетами) выражение для сечений N -фотонной ионизации высоковозбужденных состояний атомов. Это выражение пригодно и для описания надпороговой ионизации. При $N=1$ полученное сечение совпадает с формулой Крамерса для обычного фотоэффекта.

На основе приближения эквидистантности уровней найдена квазиклассическая волновая функция высоковозбужденных состояний атомов в присутствии сильного низкочастотного поля. С помощью ее вычислены вероятности радиационных переходов между высоковозбужденными состояниями атомов в присутствии микроволнового поля. В таком процессе возникают сателлиты в спектре поглощения. Рассчитаны интенсивности сателлитов в зависимости от частоты и напряженности поля, главного квантового числа атома и номера сателлита. Они находятся в хорошем согласии с экспериментально измеренными интенсивностями.

Найдены вне рамок теории возмущений сечения свободно-свободных переходов при рассеянии электрона на кулоновском потенциале в присутствии сильной электромагнитной волны. Показано, что известные сечения борновского приближения соответствуют предположению, что процесс рассеяния является мгновенным.

3. Найдено решение уравнения Дирака для электрона в квантованном поле монохроматической волны, плоской волны, двух волн и монохроматической волны плюс магнитное поле, направленное вдоль распространения волны. Показано, что решения Волкова и Редмонда, описывающие электрон в классических полях, следуют из специальных комбинаций полученных решений в пределе больших чисел фотонов.

4. Найдено точное решение задачи об ионизации системы, связанной короткодействующими силами, под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Исследована зависимость сдвига и ширины уровня от напряженности и частоты поля волны.

Получены точные выражения для сечений рассеяния частиц на короткодействующем потенциале в присутствии циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Найдено, что в сечениях рассеяния появляется серия резонансов, расстояние между которыми равно энергии фотона. Высота и ширина резонансов сильно зависят от напряженности поля. В борновском приближении резонансы отсутствуют.

Кроме того, в работе получены еще следующие частные результаты.

1. Выведены уравнения метода сильной связи для описания многофотонных процессов в атомах как в неподвижной, так и в колеблющейся системе координат. Проведен анализ проблемы удовлетворения граничных условий.

2. Обобщено понятие квазиэнергии на задачи ионизации переменным полем и рассеяния в присутствии такого поля.

3. Поставлена и решена задача об отражении электрона от стенки в присутствии электромагнитной волны. Найдены особенности в вероятностях поглощения (испускания) фотонов, которые возникают на пороге открывающегося нового канала.

4. Построены полиномиальные решения вырожденных уравнений Гойна, описывающих взаимодействие электрона с полем двух монохроматических волн.

5. Найдено обобщение рядов Неймана для специальных функций Бесселя, встречающихся при теоретическом исследовании многофо-

тонных процессов.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Берсон И.Я. Электрон в квантованном поле монохроматической электромагнитной волны. - ЖЭТФ, 1969, т.56, вып.5, с.1627-1633.
2. Берсон И.Я. Электрон в квантованном поле плоской электромагнитной волны. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 1970, № 3, с.3-8.
3. Berzon I., Valdmanis J. Electron in the field of two monochromatic electromagnetic waves. - J.Math.Phys., 1973, v.14, No.10, p.1481-1484.
4. Берсон И., Валдманис Я. Электрон в поле двух монохроматических электромагнитных волн. - В кн.: Конференция по взаимодействию электрона с сильным электромагнитным полем излучения: Аннотации докл. Балатонфюред, 1972, с.15.
5. Берсон И.Я. Движение электрона в электромагнитной волне и параллельном ей магнитном поле. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 1969, № 5, с.3-8.
6. Берсон И.Я., Бондарс Х.Я. Отражение электрона от стенки в присутствии электромагнитной волны. - Квантовая электроника, 1974, т.1, № 7, с.1612-1616.
7. Berzon I.J. Multiphoton ionization and stimulated bremsstrahlung radiation in the case of short-range potentials. - J.Phys. B, 1975, v.8, No.18, p.3078-3088.
8. Берсон И.Я. Одно обобщение рядов Неймана. - Латв. матем. ежегодник. Рига: Зинатне, 1976, № 20, с.33-38.
9. Берсон И.Я. Рассеяние частиц в присутствии сильной электромагнитной волны. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 1975, № 6, с.9-17.
10. Берсон И.Я. Рассеяние частиц в присутствии сильной электромагнитной волны. - В кн.: VI Всесоюз. конф. по физике электр. и атом. столкн.: Тезисы докл. Тбилиси, 1975, с.38.
11. Берсон И.Я. Квазиклассическое приближение для вынужденного тормозного излучения. - ЖЭТФ, 1981, т.80, вып.5, с.1727-1736.

12. Берсон И.Я. Квазиклассическое приближение для многоканальных задач рассеяния. - Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 1968, № 4, с.47-54.
13. Berson I. Multiphoton ionization of high Rydberg states. - Phys.Lett. A, 1981, v.84, No.7, p.364-366.
14. Берсон И.Я. Многофотонная ионизация ридберговских состояний и вынужденное тормозное излучение в кулоновском поле. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, т.45, № 12, с.2289-2292.
15. Берсон И.Я. Квазиклассическое приближение для многоканальных задач в резонансном случае. Приложение к многофотонной ионизации. - В кн.: VIII Всесоюз. конф. по физике элект. и атом. столкн.: Тезисы докл. Л., 1981, с.252.
16. Берсонс И.Я. Многофотонная ионизация высоковозбужденных состояний атомов. - ЖЭТФ, 1982, т.83, вып.4, с.1276-1286.
17. Берсонс И.Я. Радиационные переходы между высоковозбужденными состояниями атомов в присутствии сильного микроволнового поля. - ЖЭТФ, 1983, т.85, вып.1, с.70-79.
18. Берсонс И.Я. Радиационные переходы между высоковозбужденными состояниями атомов в присутствии сильного микроволнового поля. - В кн.: Всесоюз. конф. по теории ат. и атом. спектр.: Тезисы докл. Минск, 1983, с.81.

I. Berson

БЕРСОНС Иммант-Янис Язепович
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВОБОДНОГО И СВЯЗАННОГО
В АТОМЕ ЭЛЕКТРОНА С СИЛЬНЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А в т о р е ф е р а т

Подписано к печати 31.01.84. ЯТ.05030 Заказ № 049
Тираж 100 экз. Бумага типогр. №1. Печать офсетная.
1,1 уч. изд. л. Бесплатно. Ротапринт ИФ АН ЛССР,
Рижский район, Саласпилс