

РОЛЬ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ И СТРУКТУРЫ АТОМА В ПРОЦЕССЕ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне, Н.П.Донская, К.Б.Петросян

Введение. К настоящему моменту опубликовано много экспериментальных данных о процессе многофотонной ионизации изолированного атома в сильном электромагнитном поле оптической частоты. Потенциалы ионизации исследованных атомов, частоты излучения и напряженности полей, использованные в этих работах, соответствовали условиям, при которых функциональная зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения должна иметь вид степенного закона многофотонного процесса $W = AF^k$, где F — интенсивность излучения. В соответствии с теорией, в которой предполагается, что процесс ионизации определяется начальным и конечным состояниями электрона, а промежуточные состояния существенной роли не играют, [1], величина $k = K_0$, где K_0 — число квантов, поглощение которых необходимо в соответствии с законом сохранения энергии. Расчеты по теории возмущений, учитывающей конкретный спектр промежуточных состояний для случая, когда не принимается во внимание зависимость штарковского смещения и уширения уровней от напряженности поля, так же дают $k = K_0$ [2]. Исследования функциональной зависимости проведены для атомов благородных газов, ионизация которых наблюдалась при очень большой напряженности поля $2 + 5 \cdot 10^7$ в/см [3–5]. Одной из особенностей процесса ионизации в этих условиях является существенное отклонение показателя степени k от K_0 во всех исследованных случаях, причем всегда $k < K_0$. С нашей точки зрения, качественно подтвержденной экспериментом [5], причиной этого эффекта является существенное воздействие сильного поля на структуру атома. В частности, в сильном поле из-за штарковского расщепления, сдвига и ионизационного уширения верхние, близко расположенные уровни в атоме могут перекрываться. Электрон, попавший в эту область в результате поглощения $k < K_0$ квантов, с вероятностью, близкой к единице, уходит в непрерывный спектр. Поэтому полная вероятность будет определяться поглощением меньшего числа квантов. Суще-

ственное изменение степенной зависимости вероятности ионизации от интенсивности излучения может произойти также из-за уменьшения расстройки между энергией квазирезонансного уровня и энергией целого числа квантов вследствие уширения и сдвига квазирезонансного уровня в сильном поле [6].

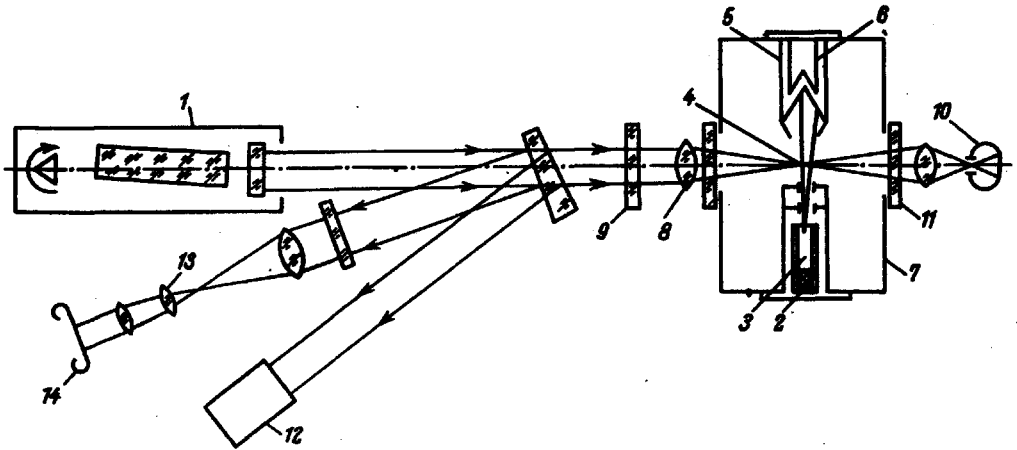


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – металлический натрий, 3 – пары натрия, 4 – пучок атомов натрия, 5 – конденсатор, 6 – охлаждение водой, 7 – вакуумная камера, 8 – фокусирующий объектив, 9 – аттенуатор излучения, 10 – калориметр, 11 – окна вакуумной камеры, 12 – коаксиальный фотозлемент, 13 – микроскоп, 14 – фото-пленка

Для проверки этих гипотез представлялось интересным исследовать процесс многофотонной ионизации в относительно слабых полях, когда перечисленными выше явлениями можно пренебречь. С этой целью исследовалась пятифотонная ионизация атома Na ($I = 5,12 \text{ эВ}$) в поле излучения лазера на стекле с неодимом, ($\hbar\omega = 1,18 \text{ эВ}$).

Постановка эксперимента. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Использовался лазер, работающий в режиме гигантского импульса с модуляцией добротности вращающейся призмой. В качестве выходного зеркала в резонаторе использовалась плоско-параллельная стеклянная пластинка. Пучок атомов с плотностью 10^{12} ат/см^3 создавался в камере с помощью многоканального источника. Напротив источника располагался конденсатор для пучка, охлаждаемый проточной водой. Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 130 \text{ мм}$ и относительным отверстием $1/15$ в центр пучка атомов. В камере поддерживалось давление $10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$ Ионы, образованные в области фокусировки, ускорялись между двумя электродами, форми-

ровались в пучок ионнооптической системой диафрагм, делились по массам в пролетном массспектрометре и детектировались электронным умножителем.

Для определения напряженности электрического поля в каждом импульсе лазера измерялась энергия и пространственно-временное распределение интенсивности излучения в области фокусировки. Метод измерения пространственно-временного распределения излучения подробно описан в [3]. Измерение спектральных характеристик лазерного излучения производилось при помощи перестроенного спектрографа СТЭ-1. Дисперсия прибора измерялась по линиям неоновой лампы и составляла $20 \text{ \AA}/\text{мм}$. Измеренная длина волны излучения в максимуме интенсивности составляла 10594 \AA ; полуширина линии 15 \AA .

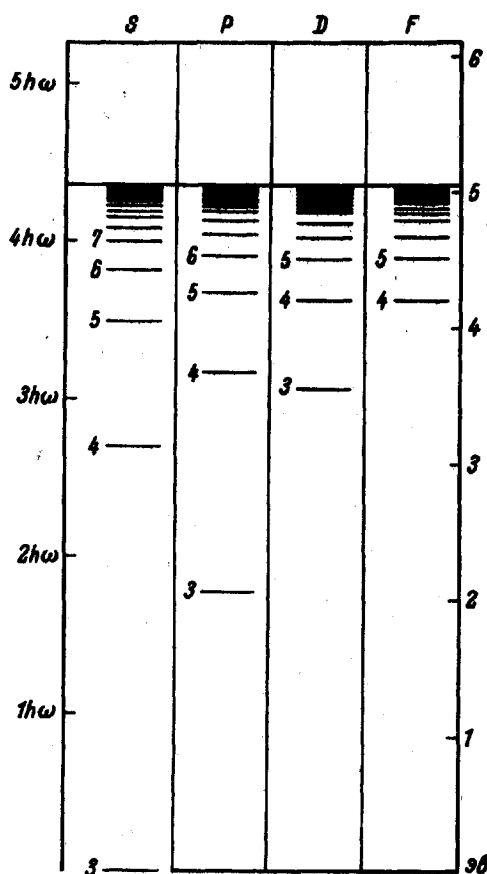


Рис. 2. Схема уровней атома натрия. Справа — шкала в электронвольтах, слева — в квантах излучения лазера на стекле с неодимом

Измерялась зависимость амплитуды ионного сигнала от напряженности электрического поля в области фокусировки лазерного излучения. Интенсивность лазерного излучения аттенюировалась фильтрами из стандартного набора цветного стекла, линейность ослабления которых проверялась экспериментально.

Результаты эксперимента. Ионизация натрия наблюдалась при напряженности электрического поля в диапазоне от 2 до $5 \cdot 10^6$ в/см. Величина K , определяемая как средневзвешенное значение серии измерений, равна $K = 4,89 \pm 0,11$. Приведена средневзвешенная квадратичная ошибка.

Таким образом, при напряженности поля $2 + 5 \cdot 10^6$ в/см наблюдается степенная зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения с показателем степени $K = K_0$. Напомним, что эта напряженность поля примерно на порядок меньше, чем напряженности, при которых наблюдалась ионизация благородных газов.

Обсуждение результатов. Рассмотрим схему атомных уровней Na. Как видно на рис. 2 только поглотив четыре кванта излучения неодимового лазера, электрон попадает в область часто расположенных уровней в атоме. При этом расстояние до ближайшего уровня 7S в спектре атома, на который разрешен переход, ~ 250 см⁻¹. Расстояние между уровнями в этой области ~ 500 см⁻¹. Штарковский сдвиг уровня 7S рассчитывался, используя метод Бейтса и Дамгаард для вычисления дипольных моментов, и составлял ~ 10 см⁻¹ в поле $5 \cdot 10^6$ в/см. Уширение уровня 7S в таком поле определялось, используя метод Берджеса - Ситона для вычисления вероятности ионизации и составляло ~ 10 см⁻¹.

Сравнивая все перечисленные величины, мы видим, что в поле $2 + 5 \cdot 10^6$ в/см уровни атома относительно слабо возмущены, а расстройка между энергией электрона, поглотившего четыре кванта и энергией уровня 7S достаточно велика. Таким образом, в этом случае ни эффект перекрытия уровней, ни резонансные эффекты не играют роли. Сравнение данных эксперимента и этих расчетов позволяют сделать вывод, что в том случае, когда расстройки между энергией целого числа квантов и энергией дискретных уровней в атоме велики и относительно слабо изменяются полем излучения, функциональная зависимость вероятности ионизации от интенсивности определяется величиной K_0 .

Авторы благодарны Т.М.Бархударовой, З.П.Березкиной, В.П.Соловьеву за помощь в проведении эксперимента, Г.С.Воронову за ценные обсуждения и профессору М.С.Рабиновичу за постоянное внимание к работе.

Физический институт
им.П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 ноября 1968 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш, ЖЭТФ, 47, 1945, 1964; А.И.Никишев, В.И.Ритус. ЖЭТФ, 46, 776, 1964; 50, 255, 1966; 52, 223, 1967; А.М.Переломов, В.С.Попов; М.В.Терентьев. ЖЭТФ, 50, 1393, 1966; 51, 309, 1966; 52, 514, 1967.
- [2] A. Gold, B. Bebb. Phys., Rev., 143, 1, 1965; I. Gontie, M. Trahin, Phys. Rev., 172, 83, 1968.
- [3] Г.С.Воронов, Н.Б.Делоне. ЖЭТФ, 50, 78, 1966; Г.С.Воронов, Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне. ЖЭТФ, 51, 1860, 1966; Т.Б.Быстрова, Г.С.Воронов, Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне. Письма в ЖЭТФ, 5, 223, 1967.
- [4] G. Mainfray, G. Manus, J. Morelleg, P. Agostini, G. Barjot, J. Vonnal, 1968 QE Conf., Miani 1968.
- [5] Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне. ЖЭТФ, 54, 1067, 1968.
- [6] Г.С.Воронов. ЖЭТФ, 51, 1496, 1966; I. Gontie, M. Thrain, Compt. Rend., 267, ser. B, 357, 1968.