

*Научная статья*

ББК 74.262.23

УДК 372.853+537.563.5

И. Г. Кирин

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ИЗУЧЕНИЕ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМАРНЫХ ПАРОВ»

Описывается лабораторная работа, предназначенная для исследования многофотонной ионизации в условиях резонансного возбуждения атомарных паров перестраиваемым по частоте лазерным излучением. В качестве объектов исследования выбраны атомарные пары калия и рубидия. Для демонстрации резонансного характера многофотонной ионизации представлены результаты исследований зависимости величины ионного сигнала от частоты лазерного излучения, вызывающего этот сигнал. Приведены аналитические выражения для описания наблюдаемых в экспериментах схем процессов резонансной ионизации. Лабораторная работа входит в комплекс работ по изучению резонансной нелинейной оптики для студентов, обучающихся по физическим специальностям вузов.

*Ключевые слова:* многофотонная ионизация, атомарные пары, резонансное возбуждение, лабораторная работа.

I. G. Kirin

## LABORATORY WORK «STUDY OF MULTIPHOTON IONIZATION UNDER CONDITIONS OF RESONANT EXCITATION OF ATOMIC VAPORS»

The developed laboratory work is described, designed to study multiphoton ionization under conditions of resonant excitation of atomic vapors by frequency-tunable laser radiation. Atomic pairs of potassium and rubidium were chosen as objects of study. To demonstrate the resonant nature of multiphoton ionization, the results of studies of the dependence of the magnitude of the ion signal on the frequency of laser radiation causing this signal are presented. Analytical expressions are given to describe the experimentally observed patterns of resonant ionization processes. Laboratory work is part of a set of works on the study of resonant nonlinear optics for students studying physics at universities.

*Keywords:* multiphoton ionization, atomic pairs, resonant excitation, laboratory work.

DOI: 10.62957/2307-5457-2024-3-31-41

### Актуальность

Исследования резонансного процесса многофотонной ионизации атомов представляют очевидный общезначимый интерес. При этом основной задачей является развитие теории, позволяющей описать

зависимость вероятности ионизации от частоты и напряженности сильного внешнего поля для практического использования, например, в резонансной ионизационной спектроскопии атомов и молекул [1, 2].

Резонансный процесс ионизации определяет максимальное нелинейное поглощение атомарной среды для интенсивного света [3]. Известны научные работы, посвященные резонансной многофотонной ионизации [3, 4], а вот лабораторных работ, посвященных изучению такой ионизации, практически нет. И, соответственно, разработка лабораторных работ, посвященных изучению многофотонной резонансной ионизации, представляет собой актуальную задачу.

### Краткие сведения из теории

Первые теоретические исследования по изучению нелинейной ионизации атомов, которая носит характер многофотонной ионизации и туннельного эффекта, были сделаны А. В. Келдышем в 1964 году. Он показал, что эти два процесса являются предельными случаями нелинейной ионизации атома [1, 2]. Исследованию прямого процесса многофотонной ионизации атомов посвящено множество работ, которые отражены в монографиях и обзорах [1, 2, 4].

При поглощении атомом кванта внешнего поля может возникнуть ситуация, при которой энергия одного или нескольких квантов оказывается равной энергии промежуточного связанного состояния атома. В этом случае ионизация носит резонансный характер [3, 4]. Практически экспериментальное наблюдение резонансной ионизации обычно ограничено диапазоном расстройек  $\Delta$ , не превышающим ширину резонансного уровня  $\Gamma$ :

$$|\Delta| \approx \Gamma. \quad (1)$$

В атомарных парах, выбранных как модельный объект в настоящей лабораторной работе, наиболее часто реализуется трехфотонная ионизация.

Вероятность такой трехфотонной резонансной ионизации определяется формулой [5–8]:

$$W^{(3)} \approx \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_n \Gamma_i} \sigma_2^{(2)} \sigma^{(1)} I^{(3)}, \quad (2)$$

где  $\Gamma_i = \tilde{\gamma}_i + \sigma^{(1)} I$ ,  $\tilde{\gamma}_i$  — радиационная ширина уровня,  $I$  — интенсивность лазерного излучения,  $\Delta \nu_n$  — ширина лазерного излучения,  $\sigma^{(2)}$ ,  $\sigma^{(1)}$  — сечения двух- и однофотонных переходов [5, 17].

### Объект исследования

В качестве объекта исследований в настоящей лабораторной работе выбраны атомарные пары калия и рубидия.

Выбор этих объектов исследования позволил экспериментально исследовать с учетом расположения их энергетических уровней наиболее распространенные схемы процессов резонансной трехфотонной ионизации в атомарных парах.

Так, выбор калия в качестве объекта исследования в лабораторной работе обусловлен тем, что в этих атомарных парах основной энергетический уровень  $4S_{1/2}$ . При одночастотной (вырожденной) накачке лазерным излучением, возможен двухфотонный переход  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$ . Процесс же резонансной ионизации вырожденной накачкой в этих парах реализуется как трехфотонный процесс, происходящий по схеме: двухфотонный резонансный переход  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$ , в результате которого происходит заселение энергетического уровня  $6S_{1/2}$  и далее с этого энергетического уровня происходит процесс ионизации за счет однофотонного перехода с уровня  $6S_{1/2}$  (рис. 1.1). В этой схеме резонансной трехфотонной ионизации отстройка частоты накачки от промежуточного резонанса  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$  составляет  $\sim 700 \text{ см}^{-1}$ , и соответственно вклад этого однофотонного резонанса в процесс многофотонной ионизации пренебрежимо мал.

Выбор рубидия в качестве объекта исследования в лабораторной работе обусловлен тем, что в этих атомарных парах основной энергетический уровень  $5S_{1/2}$ . При одночастотной накачке лазерным излучением возможен двухфотонный переход  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ . В этом случае отстройка частоты накачки от промежуточного резонанса  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$  составляет  $\sim 35 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1.3), и соответственно вклад этого однофотонного резонанса в процесс многофотонной ионизации значителен. Как следствие, возможны разные схемы процесса многофотонной ионизации, они представлены на рис. 1.2, 1.3 и 1.4.

Исследования процесса резонансной многофотонной ионизации в парах натрия и цезия очень затруднены из-за сложной технической реализации необходимых для этого специальных кювет. Это обусловлено высокой температурой плавления натрия и низкой у цезия.

Существенный момент проведения исследований по резонансной многофотонной ионизации — эксперименты с низкими давлениями паров. Это обусловлено тем, что с повышением давления при двухфотонной одночастотной вырожденной накачке атомарных паров калия и рубидия возникают такие процессы как четырехфотонная параметрическая суперлюминесценция, четырехфотонные параметрические процессы, генерация вынужденного инфракрасного излучения, самофокусировка, самоискривление, столкновительная ионизация [5–17]. Все перечисленные процессы сильно вуалируют процесс резонансной ионизации. Соответственно это и ограничивало диапазон возможных давлений для исследования резонансной многофотонной ионизации.

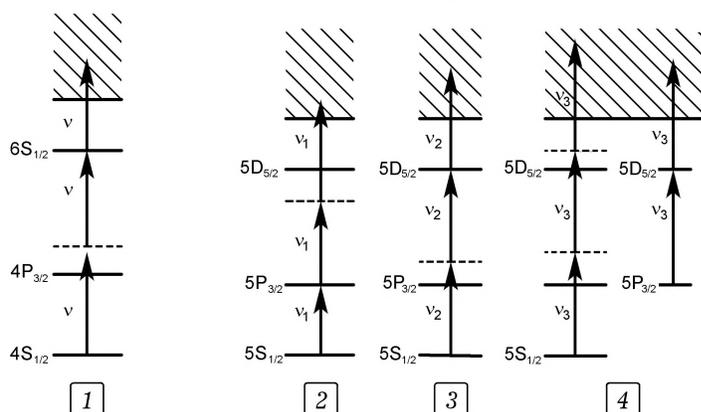


Рис. 1. Схемы трехфотонной ионизации атомов: 1 — калия; 2, 3, 4 — рубидия для различных частот накачки (2 — с промежуточным однофотонным резонансом; 3 — с промежуточным двухфотонным резонансом; 4 — с частотой накачки, равной частоте перехода  $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ )

### Техника эксперимента. Лабораторная установка

В общем случае экспериментальные исследования резонансной многофотонной ионизации предполагают использование перестраиваемых лазеров на красителях с накачкой стандартными мощными твердотельными или газовыми лазерами или их гармониками и специальных стеклянных кювет с электродами для регистрации электронов и ионов.

Лабораторная установка, на которой проводилось настоящее исследование, была построена на основе рубинового лазера (рис. 2). В ее составе применялся импульсный перестраиваемый лазер на красителе 1 мощностью  $\sim 1$  МВт со спектральной шириной линии  $\sim 0,4$  см $^{-1}$ , производства НПЦ «Лазеры и аппаратура», Москва (или множественных аналогов, выпускаемых Минском) накачиваемый излучением рубинового лазера 2 (возможно использование лазера на гранате LQ129 с генератором второй гармоники производства SOLAR лазер системс, или множественных аналогов типа ЛТИПЧ, выпускаемых Минском). Спектральная область перестройки излучения лазера на красителе с использованием органического красителя 1785 составляла 715–800 нм, длительность импульса  $\sim 35$  нс. Линейно-поляризованное излучение лазера на красителе фокусировалось линзой 3 с фокусным расстоянием 50 см в центр стеклянной кюветы 4 (длина кюветы 15 см) с парами калия или рубидия. Длина волны излучения лазера на красителе фиксировалась спектрографом 5, а его мощность измерялась измерителем мощности 7, в качестве которого использовался промышленный измеритель мощности ФОГ.

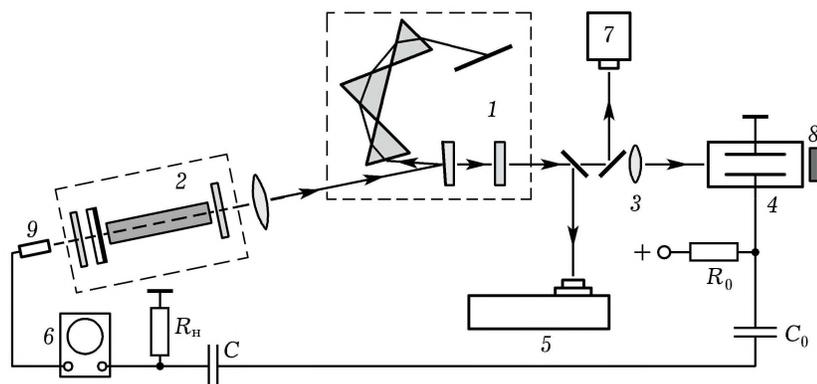


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — перестраиваемый по частоте лазер на красителе; 2 — рубиновый лазер; 3 — линза; 4 — стеклянная кювета с парами металлов; 5 — спектрограф ДФС-8; 6 — осциллограф С8-2; 7 — измеритель мощности лазерного излучения; 8 — поглотитель лазерного излучения; 9 — коаксиальный фотоэлемент ФЭК-2 (или любой другой с временным разрешением не хуже 10–30 мкс)

Для получения паров калия или рубидия использовались специальные стеклянные кюветы (рис. 3). Они представляли собой стеклянный цилиндр 1 из молибденового стекла длиной 15 см и диаметром 2 см. Входное 2 и выходное 3 окна кювет были также из молибденового стекла. Кюветы имели отросток 4, в который закладывался исследуемый калий или рубидий, они предварительно тщательно очищались в перегонном устройстве и загонялись в специальные ампулы. Перед заполнением кюветы обезгаживались при температуре 330°C. После закладки металла кюветы вновь обезгаживались и откачивались, а затем отпайвались от вакуумной системы. Все эти операции проводились под высоким вакуумом ( $10^{-6}$  Тор).

Кюветы помещались в асбестовую печку 5, снабженную нагревательной спиралью. В стенках печки устанавливались входное 6 и выходное 7 стеклянные окна.

Чтобы избежать конденсации щелочного металла на окнах и боковых стенках кюветы, отросток помещался в отдельную маленькую печь 8, температура которой поддерживалась на 30–50°C ниже, чем температура цилиндра. Маленькая печь была съемная и после экспериментов отделялась от печки 5. Таким образом, по окончании экспериментов пары калия или рубидия конденсировались в отростке кюветы, что исключало возможность их осаждения на окнах. Давление паров определялась по температуре печи 8.

Температура в печках 5 и 8 измерялась с помощью ртутных термометров 9, точность измерения которых составляла 0,5°C.

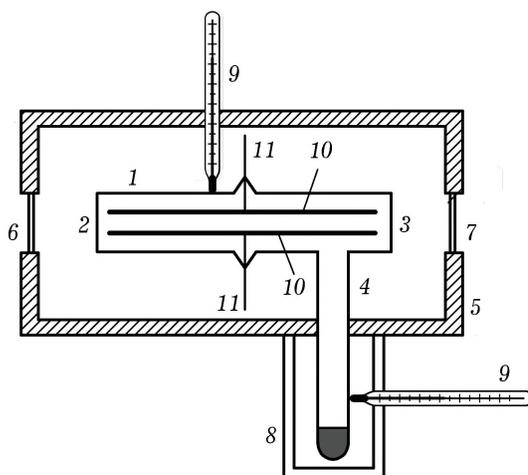


Рис. 3. Стеклоянная кювета для получения паров щелочных металлов: 1 — стеклянный цилиндр; 2, 3 — стеклянные входное и выходное окна; 4 — отросток с исследуемым металлом; 5 — асбестовая печка; 6, 7 — стеклянные входное и выходное окна печи; 8 — съемная печка; 9 — термометры; 10 — латунные пластины; 11 — молибденовые вводы

При длительной работе (около 50 часов рабочего времени) при давлении паров выше  $p = 0,5$  Тор наблюдалось небольшое затемнение окон кювет. В этом случае проводилась замена кювет.

Кюветы позволяли получить давление паров в диапазоне давлений от  $p = 10^{-2}$  до  $p = 1$  Тор.

Давление паров калия и рубидия определялось температурой наиболее холодной части стеклянной кюветы — отростком (4, рис. 2) по формуле:

$$p(T) = e^{-a/T+d}, \quad (3)$$

где  $p$  — давление паров в Тор,  $T$  — температура в градусах Кельвина,  $a$  и  $d$  — константы. Для калия  $a = 10210,4$  и  $d = 16,539$ ; для рубидия  $a = 9140,07$  и  $d = 16,0628$ . Число атомов в единице объема вычисляется по формуле:

$$N = 9,66084 \cdot 10^{18} \cdot \frac{p}{T}. \quad (4)$$

Для регистрации электронов и ионов, образованных в поле лазерного излучения, в кюветы впаивались латунные пластины 10 на молибденовых вводах 11. Размер пластин  $6 \times 1,5$  см, расстояние между ними 1 см.

Для фиксации электронов и ионов, образованных под действием лазерного излучения, к пластинам прикладывалось постоянное

напряжение для вытягивания заряженных частиц из области взаимодействия. Сигнал с пластин подавался на вход осциллографа через разделительную емкость. Чувствительность системы регистрации оценивалась по формуле:

$$U = \frac{\Delta q}{C_{\text{п}} + C_0} e^{-t/R_{\text{н}}(C_{\text{п}} + C_0)}, \quad (5)$$

где  $U$  — напряжение на нагрузочном сопротивлении;  $\Delta q$  — заряд, образованный в пространстве между электродами;  $C_{\text{п}}, C_0$  — емкости схемы (паразитная) и регистрирующего конденсатора. Количество ионов, образованных в поле лазерного излучения используемой установки:  $N_{\text{ион}} = 2,8 \cdot 10^8 U$ .

### Экспериментальные результаты

#### Калий

Эксперименты по исследованию трехфотонной ионизации калия проводились в окрестности двухфотонного перехода  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$  при интенсивности лазерного излучения  $I_{\text{л}} \sim 100 \text{ МВт/см}^2$  и ширине линии излучения  $\Delta\nu \sim 0,4 \text{ см}^{-1}$ .

Начиная с давления паров калия  $p = 0,3 \text{ Тор}$ , для частоты накачки, резонансной двухфотонному переходу  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$ , на осциллографе  $b$  фиксировался сигнал, обусловленный многофотонной ионизацией.

Как видно из рис. 4.1, максимальная амплитуда ионного сигнала наблюдается вблизи точного двухфотонного резонанса и смещена от частоты перехода  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$  на  $\sim 0,6 \text{ см}^{-1}$ .

Сдвиг максимума ионного сигнала объясняется влиянием квадратичного эффекта Штарка. Величину двухфотонного штарковского сдвига можно оценить по формуле [5]:

$$\Omega = \frac{1}{2\pi c \hbar} \cdot (\chi_1 - \chi_2) \cdot |E|^2, \quad (6)$$

где  $E$  — напряженность поля лазерного излучения,  $(\chi_1 - \chi_2)$  — разность поляризуемостей основного и возбужденного состояний.

Проведенная по этой формуле оценка величины двухфотонного штарковского сдвига в условиях эксперимента для интенсивности лазерного излучения  $I_{\text{л}} = 100 \text{ МВт/см}^2$ ,  $|E|^2 = 2,09 \cdot 10^5 \text{ ед. CGSE}$ ,  $(\chi_1 - \chi_2) \sim 3,7 \cdot 10^{-22} \text{ ед. CGSE}$  дает  $\Omega \sim 0,8 \text{ см}^{-1}$ , что удовлетворительно совпадает с полученным экспериментальным сдвигом.

Для вычисления вероятности трехфотонной ионизации использовалась формула (2), в которой сечение двухфотонного перехода  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$  рассчитывалось по формуле:

$$\sigma^{(2)} = \alpha^2 \tau a_0^4 \varepsilon_{ik} r^2, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $\tau = 8\pi^2/\hbar mc^4$ ;  $a_0$  — борковский радиус;  $\varepsilon_{ik}$  — энергия двухфотонного перехода, в нашем случае  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$ ;  $r$  — составной матричный элемент двухфотонного перехода.

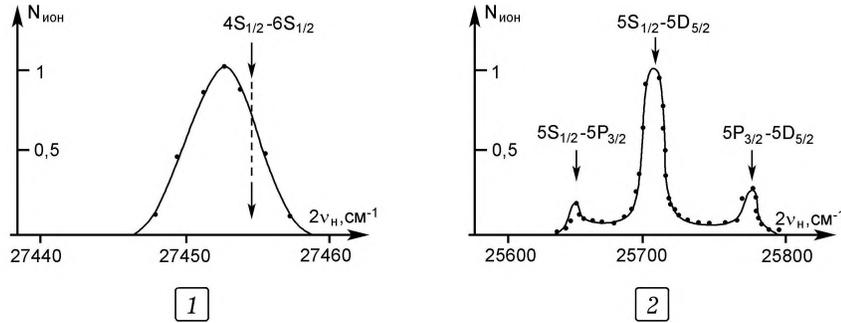


Рис. 4. Зависимость амплитуды тока ионного сигнала от удвоенной частоты накачки лазерного излучения в атомах: 1 — калия; 2 — рубидия. Для атомов рубидия пики слева и справа от центрального максимума связаны с промежуточными однофотонными переходами, указанными на рисунке

Расчет по формуле (7) дает:  $\sigma^{(2)} \sim 7 \cdot 10^{-50} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ . Расчет для сечения однофотонной ионизации с уровня  $6S_{1/2}$  калия дает  $\sigma^{(1)} \sim 3,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ . Соответственно, расчет вероятности трехфотонной ионизации с промежуточным резонансным переходом  $4S_{1/2} - 6S_{1/2}$  в калии по формуле (2) при  $I_H = 100 \text{ МВт/см}^2$ ,  $\sigma^{(2)} \sim 7 \cdot 10^{-50} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ ,  $\sigma^{(1)} \sim 3,3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\Gamma_i \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$  и  $\Delta\nu_H = 0,4 \text{ см}^{-1}$  дает  $W^{(3)} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Для этой вероятности количество образующихся ионов в единице объема за время длительности импульса лазерного излучения  $\tau \sim 35 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  и количество нейтральных атомов  $N_0 \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  равно  $N_i \sim 2,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что составляет  $N_i \sim 0,1N_0$ .

При оценках  $N_i$  не учитывался вклад прямого процесса трехфотонной ионизации, который на несколько порядков меньше вклада резонансной трехфотонной ионизации.

### Рубидий

Эксперименты по исследованию трехфотонной ионизации атомов рубидия проводились с использованием соответствующей стеклянной кюветы, при интенсивности накачки  $I_H \sim 70 \text{ МВт/см}^2$  и ширине линии лазерного излучения  $\Delta\nu_H \sim 0,4 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 4.2 представлена частотная зависимость амплитуды ионного тока, связанного с трехфотонной резонансной ионизацией атомов рубидия в окрестности двухфотонного перехода  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$  при низких давлениях паров  $p \sim 0,02 \text{ Тор}$  и  $I_H \sim 70 \text{ МВт/см}^2$ .

В представленной на рис. 4.2 частотной зависимости присутствуют три максимума ионного сигнала с соотношением амплитуд 1 : 6 : 2. Наибольший ионный сигнал, который возникает в условиях двухфотонного резонансного возбуждения, связан с трехфотонной ионизацией.

Установлено, что первый максимум соответствует трехфотонной ионизации с промежуточным однофотонным резонансным переходом  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$  и протекает по схеме, показанной на рис. 1.2. Второй максимум протекает по схеме, показанной на рис. 1.3, с промежуточным двухфотонным резонансным переходом  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ . Третий максимум соответствует нерезонансному возбуждению (отсутствует переход, связанный с основным уровнем) атома рубидия и протекает по схеме, показанной на рис. 1.4. Резонансная ионизация в этом случае возможна только в случае заселения и наличия возбужденных атомов на уровне  $5P_{3/2}$ . В этой схеме отстройка частоты накачки от однофотонного резонансного перехода  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$  составляет  $70 \text{ см}^{-1}$ , и заселение и наличие возбужденных атомов на уровне  $5P_{3/2}$  объясняется как результат воздействия сильного нерезонансного оптического возбуждения атомов. И далее происходит двухфотонная ступенчатая резонансная ионизация атома рубидия с уровня  $5P_{3/2}$  через уровень  $5D_{5/2}$ .

Вероятность трехфотонной ионизации с промежуточным однофотонным резонансом (рис. 1.2) можно оценить с помощью следующего выражения:

$$W_1^{(3)} \approx \sigma_1^{(1)} \cdot \frac{1}{\Gamma_i} \cdot \sigma_2^{(2)} \cdot I^3, \quad (8)$$

где  $\sigma_1^{(1)}$  — сечение однофотонного перехода  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ , а  $\sigma_2^{(2)}$  — сечение двухфотонного перехода с уровня  $5D_{5/2}$  в континуум;  $\Gamma_i$  — ширина однофотонного перехода. Вероятность трехфотонной ионизации с промежуточным двухфотонным переходом (рис. 1.3) приближенно можно оценить с помощью выражения:

$$W_2^{(3)} \approx \sigma_2^{(2)} \cdot \frac{1}{\Gamma_i} \cdot \sigma_2^{(1)} \cdot I^3, \quad (9)$$

где  $\sigma_2^{(2)}$  — сечение двухфотонного перехода  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ ,  $\sigma_2^{(1)}$  — сечение однофотонного перехода с  $5D_{5/2}$  в континуум. Формула (9) является приближением формулы (2).

И, наконец, вероятность трехфотонной ионизации в третьем случае (рис. 1.4) можно оценить с помощью выражения:

$$W_3^{(3)} \approx \sigma_{31}^{(1)} \cdot \sigma_{32}^{(1)} \cdot \frac{1}{\Gamma_i} \cdot \sigma_{33}^{(1)} \cdot I^3, \quad (10)$$

где  $\sigma_{31}^{(1)}$  — сечение нерезонансного перехода  $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ;  $\sigma_{32}^{(1)}$  — сечение перехода  $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ;  $\sigma_{33}^{(1)}$  — сечение перехода с  $5D_{5/2}$  в

континуум;  $\Gamma_i$  — ширины однофотонных переходов (выбирают максимальную).

Оценка вероятности трехфотонной ионизации с промежуточным двухфотонным переходом  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$  по формуле (9) дает следующие результаты. Для сечения двухфотонного перехода  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$  атома рубидия  $\sigma^{(2)} \sim 7 \cdot 10^{-46}$  см<sup>4</sup>·с, а для сечения однофотонной ионизации с уровня  $5D_{5/2}$   $\sigma^{(1)} \sim 3 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup> [5] вероятность трехфотонной ионизации, с учетом насыщающей интенсивности двухфотонного перехода  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$  равной  $I_{\text{нас}} = 2$  МВт/см<sup>2</sup> и с учетом  $\Gamma_i \sim 10^7$  см<sup>-1</sup>, составит  $W_2^{(3)} \sim 10^6$  с.

Для этой вероятности количество образующихся ионов в единице объема  $N_i$  за время длительности импульса лазерного излучения  $\tau \sim 35 \cdot 10^{-9}$  с и количества нейтральных атомов  $N_o \sim 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> равно  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что составляет  $N_i \sim 0,02N_o$ .

Оценки вероятностей трехфотонной ионизации по формулам (8) и (10) с промежуточным однофотонным переходом  $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$  (схема процесса показана на рис. 1.2) и с заселением уровня  $5P_{3/2}$  (схема процесса показана на рис. 1.4) качественно подтверждают экспериментально наблюдаемое соотношение максимумов амплитуд ионного сигнала — 1 : 6 : 2.

В процессе выполнения лабораторной работы студенты исследуют частотные зависимости ионных сигналов для калия и рубидия, оценивают по приведенным выше формулам вероятности трехфотонной ионизации и делают выводы.

### Выводы

Резонансная многофотонная ионизация в атомарных парах щелочных металлов имеет трехфотонный характер. Она протекает по различным схемам, включающим разные комбинации одно- и двухфотонных переходов в зависимости от структуры энергетических уровней конкретного химического элемента. Теоретическое описание различных вариантов протекания многофотонной ионизации атомарных паров достаточно хорошо описывается развитой на сегодняшний день теорией.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н. Б. Многофотонная ионизация атомов // УФН. — Т. 115, вып. 3. — С. 361–402.
2. Делоне Г. А., Манаков Н. Л., Пискова Г. К. Рапорт Л. П. Многофотонная ионизация атомов. — М.: Наука, Труды ФИАН СССР, 1981. — Т. 115. — 176 с.
3. Делоне Г. А., Делоне Н. Б. Многофотонная резонансная ионизация атомов // ЖЭТФ. — 1972. — Т. 68, № 42. — С. 1272–1283.
4. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 320 с.
5. Кирич И. Г. Четырехфотонная параметрическая суперлюминесценция: монография. — Оренбург: ОГУ, 2018. — 114 с.

6. Кирин И. Г., Тихоненко В. В. Исследование влияния многофотонной ионизации на характеристики оптически накачиваемых лазеров на парах щелочных металлов // Тезисы докладов 6-й республиканской конференции молодых физиков. Институт ядерной физики АН УзССР, 1981. — С. 303.
7. Бахрамов С. А., Кирин И. Г., Хабибуллаев П. К. О влиянии резонансной трехфотонной ионизации на преобразование частоты в парах щелочных металлов // Известия Академии наук УзССР. Серия физико-математических наук. — 1981. — № 5. — С. 69–73.
8. Бахрамов С. А., Кирин И. Г., Хабибуллаев П. К. Влияние резонансной трехфотонной ионизации на преобразование частоты в парах щелочных металлов // Квантовая электроника. — 1981. — № 12, Т. 9. — С. 2356–2391.
9. Кирин И. Г. Лабораторная работа: изучение четырехфотонной параметрической суперлюминесценции // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 36. — М.: ИСРО РАО, 2022. — С. 53–54.
10. Кирин И. Г. Лабораторная работа «Изучение четырехфотонных параметрических процессов» // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 35. — М.: ИСРО РАО, 2022. — С. 47–49.
11. Кирин И. Г. Лабораторная работа «Изучение самофокусировки в условиях двухфотонного резонанса» // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 38. — М.: ИСРО РАО, 2023. — С. 70–72.
12. Кирин И. Г. Лабораторная работа «Изучение самофокусировки и самодефокусировки в условиях однофотонного резонанса» // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 37. — М.: ИСРО РАО, 2023. — С. 65–66.
13. Кирин И. Г. Лабораторная работа «Изучение самоискривления пучков лазерного излучения в условиях однофотонного резонансного возбуждения атомарных паров рубидия» // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 39. — М.: ИСРО РАО, 2024. — С. 64–65.
14. Кирин И. Г. Лабораторная работа «Изучение самоискривления пучков лазерного излучения в условиях двухфотонного резонанса возбуждения атомарных паров калия» // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 40. — М.: ИСРО РАО, 2024. — С. 71–73.
15. Бахрамов С. А., Илькова Л. Ш., Кирин И. Г., Тартаковский Г. Х. ИК лазеры на парах металлов // В книге: Оптика лазеров. Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции. Отделение Общей физики и Астрономии АН СССР; Научный совет АН СССР по проблеме «Когерентная и нелинейная оптика»; Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова. — 1979. — С. 115.
16. Бахрамов С. А., Кирин И. Г., Тартаковский Г. Х., Хабибуллаев П. К. Исследование гиперкомбинационного рассеивания в парах калия // В сборнике: Нелинейная оптика. Труды VI Вавиловской конференции. Сибирское отделение Института теплофизики Академии наук СССР. — 1979. — С. 153–157.
17. Кирин И. Г. Эффекты самовоздействия в условиях резонанса: монография: Оренбургский гос. ун-т. — Оренбург: ОГУ, 2021. — 139 с.

Оренбургский государственный  
университет

Поступила в редакцию 25.02.24.