

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭМИССИИ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ТРЕХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ Ва

А.Ю.Елизаров

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 24 мая 1995 г.

Выполнено исследование углового распределения фотоэлектронов, полученных в результате ионизации атомов Ва. Возбуждение атомов осуществлялось при помощи двухфотонного процесса линейно поляризованным излучением лазера на красителях состояния $6p^2(^1S_0)$ атома Ва. Излучением того же лазера это состояние ионизовалось. Поворот плоскости поляризации излучения позволял исследовать угловое распределение фотоэлектронов при фиксированном положении времяпролетного анализатора энергии электронов. Из аппроксимации экспериментально полученной угловой зависимости величины электронного сигнала, соответствующей основному состоянию иона, получен параметр, описывающий анизотропию углового распределения эмиссии фотоэлектронов.

1. Исследование анизотропии углового распределения фотоэлектронов в течение последних десяти лет используется для изучения процесса ионизации атомов [1–3]. Возможность постановки полного квантовомеханического эксперимента по фотоионизации представляет особый интерес в этих исследованиях. Для проведения такого эксперимента необходимо осуществить измерения углового распределения и спиновой ориентации фотоэлектронов. В настоящее время измерение спина фотоэлектронов представляет сложную экспериментальную задачу, которая сопряжена с большой экспериментальной погрешностью.

В работе [4] был предложен метод постановки полного квантовомеханического эксперимента по фотоионизации на основе измерения углового и энергетического распределений электронов для оптически ориентированных атомов. Такие эксперименты могут быть выполнены при двухступенчатом процессе возбуждения поляризованным излучением и в настоящее время используются для изучения фотоионизации [5–7].

В настоящей работе представлены наши экспериментальные результаты исследования углового распределения электронов при ионизации атомов Ва из возбужденного состояния $6p^2(^1S_0)$. Схема возбуждения атомов Ва представлена на рис.1.

2. Исследование трехфотонной ионизации атомов Ва производилось в вакуумной камере, откаченной до давления $5 \cdot 10^{-7}$ торр. В области взаимодействия с лазерным излучением формировался пучок атомов Ва, создаваемый эффузионным источником. Геометрия атомов пучка определялась диафрагмой диаметром $d_1 = 2$ мм на выходе источника на расстоянии 40 мм от области взаимодействия с лазерным излучением. Диаметр лазерного пучка в области взаимодействия с атомами Ва составлял по оценкам 0,5 мм. Концентрация атомов в пучке в области взаимодействия с лазерным излучением составляла 10^{11} ат/см³.

Возбуждение и ионизация атомов Ва осуществлялось излучением импульсного лазера на красителях, ориентированного перпендикулярно направлению

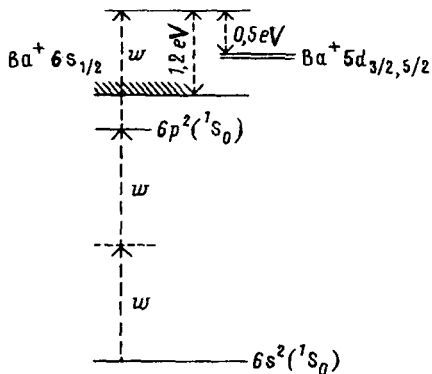


Рис.1. Схема энергетических уровней атома Ва и использованных переходов

потока атомов Ва. Для накачки лазера на красителях в качестве задающего генератора использовалась вторая гармоника излучения лазера на алюмоиттриевом гранате ИЗ-25. Самодельный лазер на красителях [8] имеет следующие параметры: спектральная ширина линии генерации 2см^{-1} , область сканирования частот $550 - 680\text{нм}$, энергия излучения в импульсе $1,5\text{мДж}$, длительность лазерного импульса 20нс . Линейная поляризация излучения выделялась при помощи призмы Глана. Вращение поляризации осуществлялось при помощи сдвоенного ромба Френеля. Степень линейной поляризации составляла 98% .

Область взаимодействия атомов с лазерным излучением экранировалась от магнитного поля Земли при помощи тройного пермаллового экрана, толщина каждого экрана – 2мм . Остаточное магнитное поле в области дрейфа электронов – 2мГц . Длина свободного дрейфа электронов составляла 10см . Диаметр диафрагмы, обеспечивающей угловое разрешение $\pm 5^\circ$, равнялся 2мм . В качестве системы регистрации использовался осциллограф С7-19 с полосой 5ГГц . Сигнал регистрировался на фотопленку. В работе [9] приводится описание конструкции времяпролетного анализатора энергии электронов.

3. Трехфотонная ионизация атомов Ва осуществлялась по следующей схеме:

$$\text{Ba}[6s^2(1S_0)] \xrightarrow{2\omega(581,9\text{нм})} \text{Ba}^*[6p^2(1S_0)], \quad (1)$$

$$\text{Ba}^*[6p^2(1S_0)] \xrightarrow{\omega(581,9\text{нм})} \text{Ba}^+[6s(2S_{1/2})], 5d(2D_{3/2,5/2}) + e^-[\epsilon p_{1/2}, \epsilon f_{3/2}, \epsilon f_{5/2}].$$

Энергия непрерывного спектра, соответствующая трехфотонной ионизации, совпадает с положением края контура автоионизационного резонанса конфигурации $6p8s(3P_1)$ [10], что существенно усложняет теоретическое рассмотрение процесса ионизации.

Использование линейно поляризованного излучения на первой ступени возбуждения позволило создать ансамбль ориентированных атомов в состоянии $6p^2(1S_0)$. Деполяризация ориентированных атомов в возбужденном состоянии может быть вызвана диполь-дипольным взаимодействием и эффузией излучения. Преимуществом двухфотонного возбуждения перед двухступенчатым [11], которое можно осуществить через промежуточное состояние $6s6p(1P_1)$, является отсутствие деполяризации ансамбля ориентированных атомов, так как запрещен однофотонный переход в основное состояние.

При помощи поворота плоскости поляризации излучения измерялось угловое распределение фотоэлектронов, соответствующих $6s$ -состоянию иона. В силу изотропности ориентации состояния $6p^2(^1S_0)$ аналитическое выражение для углового распределения электронов имеет следующий вид [12]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \beta P_2(\cos \theta)], \quad (2)$$

где σ_s – полное сечение, β – параметр анизотропии углового распределения, $P_2(\cos \theta)$ – полином Лежандра второй степени, θ – угол между осью анализатора энергии электронов и направлением поляризации лазерного излучения.

На рис.2 представлен энергетический спектр электронов, полученный при значении угла $\theta = 0^\circ$ и 90° . Электронный спектр состоит из двух пиков, соответствующих основному состоянию $6s(^2S_{1/2})$ и двум возбужденным состояниям $5d(^2D_{3/2,5/2})$ Ba^+ .

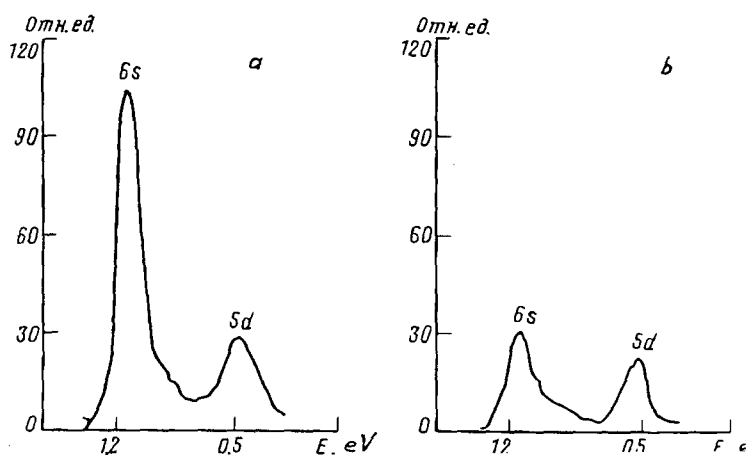


Рис.2. Электронный сигнал от энергоанализатора, полученный при двух значениях угла между осью анализатора энергии электронов и направлением поляризации лазерного излучения θ : а – 0° и б – 90°

Для электронов, соответствующих $6s$ -состоянию иона, исследовалось угловое распределение фотоэлектронов. В соответствии с выражением (2) была осуществлена аппроксимация экспериментальной зависимости интенсивности электронного сигнала от угла поворота плоскости поляризации излучения. В результате аппроксимации было получено значение параметра $\beta = 0,74 \pm 0,1$.

Постановка полного квантовомеханического эксперимента по фотоионизации требует измерения углового распределения с высокой точностью при низкой концентрации атомов в пучке. Это условие должно быть выполнено для того, чтобы избежать возможного экранирования электронов зарядом ионов [4]. В нашем случае повышение точности измерения параметра β сопряжено пока еще с трудностями в системе регистрации, к которой предъявляются исключительно высокие требования.

Автор выражает благодарность Н.А.Черепкову и У.Хайнцману за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-03-09326).

1. R.-L.Chen, O.C.Mullins, and R.S.Berry, Phys. Rev. A **28**, 2078 (1983).

2. P.Meulen, M.O.Krause, and C.A.Lange, Phys. Rev. A **46**, 2468 (1992).
3. B.Wolf, H.Rottke, D.Feldmann, and K.H.Welge, Z. Phys. D. **10**, 35 (1988).
4. H.Klar and H.Kleinpoppen, J. Phys. B **15**, 933 (1982).
5. O.C.Mullins, R.-L.Chen, J.E.Hunter et al., Phys. Rev. A **31**, 321 (1985).
6. C.Kerling, N.Bevering, and U.Heinzman, J. Phys. B **21**, 347 (1991).
7. M.Meyer, B.Muller, A.Nunnemann et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2963 (1987).
8. А.Ю.Елизаров, ЖТФ **55**, 2075 (1985).
9. А.Ю.Елизаров, ЖТФ, в печати.
10. R.D.Hudson, V.L.Carter, and P.A.Young, Phys. Rev. A **2**, 643 (1970).
11. А.Ю.Елизаров, Н.А., Черепков, Письма в ЖЭТФ **44**, 3 (1986).
12. C.N.Yang, Phys. Rev. **74**, 764 (1948).

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.1, стр.26 - 30

© 1995г. 10 июля

МОЩНЫЙ САМОСТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ПРОДОЛЬНЫЙ РАЗРЯД МУЛЬТИАТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

П.А.Бохан, Д.Э.Закревский

*Институт физики полупроводников СО РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 25 мая 1995 г.

Осуществлен и исследован мощный импульсно–периодический продольный разряд мультитатмосферного давления в смесях гелия с парами металлов. Показано, что пар металла как контролирующая ионизацию примесь (КИП–вещество) обеспечивает функционирование однородного разряда в трубке большого диаметра (~3 см) по крайней мере до давления смеси 5 атм и погонной мощности возбуждения ~25 кВт/м. Полученный разряд применен для накачки мощных ионных лазеров на парах металлов.

1. В связи с открытием лазеров в последние 25–30 лет физика газовых разрядов претерпевает бурное развитие по широкому фронту направлений. Имеется в виду, с одной стороны, развитие физики мощных (десятки и сотни киловатт) непрерывных разрядов, применяемых для накачки ионных лазеров и функционирующих при низких давлениях газа (менее 100 Па) [1,2], с другой, – исследования физики разрядов высокого давления (более 1 атм) с большим энерговкладом в одиночном импульсе ($E \geq 1$ Дж/см²) [3–6]. Считается, что проблема создания мощных лазеров высокого давления является, скорее, проблемой организации разрядов, чем поиска рабочей среды [7].

В данном сообщении мы приводим результаты по наблюдению и изучению разряда еще одного типа — мощного импульсно–периодического продольного разряда мультитатмосферного давления, пригодного для возбуждения лазеров. Наиболее интересным и перспективным свойством такого разряда является его внутренняя способность сохранять объемный (неконтрагированный) характер