

01

## Особенности возбуждения линий главной серии атомов подгруппы цинка электронным ударом. II. Цинк

© Г.Г. Богачев, Е.Ю. Ремета

Институт электронной физики НАН Украины,  
88017 Ужгород, Украина

e-mail: bogach.gen@gmail.com, remetoveyu@gmail.com

Поступила в редакцию 03.01.2020 г.

В окончательной редакции 31.03.2020 г.

Принята к публикации 02.06.2020 г.

С использованием техники пересекающихся пучков медленных электронов и атомов цинка измерены функции возбуждения четырех спектральных линий главной серии Zn I, отвечающих переходам  $4snp\ ^1P_1^o \rightarrow 4s^2\ ^1S_0$  для  $n = 4, 5, 6, 7$ . Их длины волн составляют 213.9, 158.9, 145.8, 140.4 nm соответственно. В диапазоне энергий 11–18 eV на этих функциях обнаружен эффект послестолкновительного взаимодействия электронов (медленного рассеянного и быстрого испущенного) при распаде автоионизационного состояния. При энергиях налетающих электронов  $\sim 11$ –13 и 15–18 eV такое взаимодействие приводит к дополнительному заселению исходных уровней для этих линий и соответственно к образованию максимумов на их функциях возбуждения вследствие захвата рассеянного электрона на указанные возбужденные уровни. Установлены термы автоионизационных состояний атома, ответственных за наблюдаемые максимумы. Совокупное влияние распада этих автоионизационных состояний и послестолкновительного взаимодействия выражается в сдвиге по энергии максимумов на функциях возбуждения относительно положений соответствующих автоионизационных состояний. В классическом приближении прямым вычислением оценены эффективные ширины электронного распада автоионизационных состояний. Для оценок использованы точная и приближенные формулы. Последние справедливы для различных соотношений между значением послестолкновительного сдвига максимумов на функциях возбуждения и энергией связи электрона на атомном уровне. Они используются для определения эффективных ширин при аппроксимации экспериментальных сдвигов по методу наименьших квадратов.

**Ключевые слова:** столкновения электронов с атомами, возбуждение, вакуумный ультрафиолет, автоионизационное состояние, послестолкновительное взаимодействие.

DOI: 10.21883/OS.2020.10.50008.1-20

### Введение

Из спектров поглощения паров цинка в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) получена информация о значительных вероятностях одноэлектронных переходов из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки атома цинка [1]. Благодаря этим переходам возбуждается множество атомных автоионизационных состояний (АИС), лежащих в ионизационном континууме. По своей вероятности такие переходы сравнимы с двухэлектронными переходами из валентной оболочки  $4s^2$ , которые также приводят к образованию АИС. При столкновениях электронов с атомами цинка АИС обоих типов возбуждаются весьма эффективно. Из спектров фотопоглощения и спектров испущенных электронов [2–4] найдено и идентифицировано большое число АИС, расположенных до энергий на  $\sim 14$  eV выше потенциала ионизации (ПИ)  $I = 9.3942$  eV. Наиболее низколежащие из них принадлежат электронным конфигурациям  $4p^2$ ,  $3d^9 4s^2 4p$  и  $4pns$  (см. ниже диаграмму уровней атома цинка на рис. 1). В работе [2] с использованием метода потерь энергии электронов при пересечении ими пучка паров цинка было исследовано возбуждение некоторых АИС атома цин-

ка. Разрешение получаемых спектров по энергии  $\Delta E_{1/2}$  составляло около 140 meV. Отмечается большая роль уровней автоионизационной конфигурации  $3d^9 4s^2 4p$  с полными моментами  $J = 1$ , эффективность возбуждения которых при энергиях 20, 60 и 80 eV сопоставима с возбуждением уровней с  $J \neq 1$ .

Сравнительно давно для оптических исследований процесса возбуждения атомов цинка электронным ударом был впервые использован [5] электронный пучок повышенной моноэнергетичности ( $\Delta E_{1/2} \sim 80$ –160 meV). Это позволило обнаружить на функциях возбуждения (ФВ) спектральных линий атома ряд дополнительных максимумов в области расположения АИС. Были исследованы пять наиболее интенсивных линий Zn I в видимой и ультрафиолетовой областях, исходящих главным образом с нижних триплетных уровней конфигураций  $4s5s$ ,  $4s6s$ ,  $4s4d$ ,  $4s5d$ . Здесь следует отметить, что наблюдавшиеся максимумы были приписаны только уровням короткоживущих отрицательных ионов, образованным на автоионизационной конфигурации  $3d^9 4s^2 4p$ .

В работе [6] были исследованы ФВ спектральных линий нескольких серий Zn I в диапазоне длин волн от 250.0 до 636.2 nm. Эти линии соответствуют перехо-

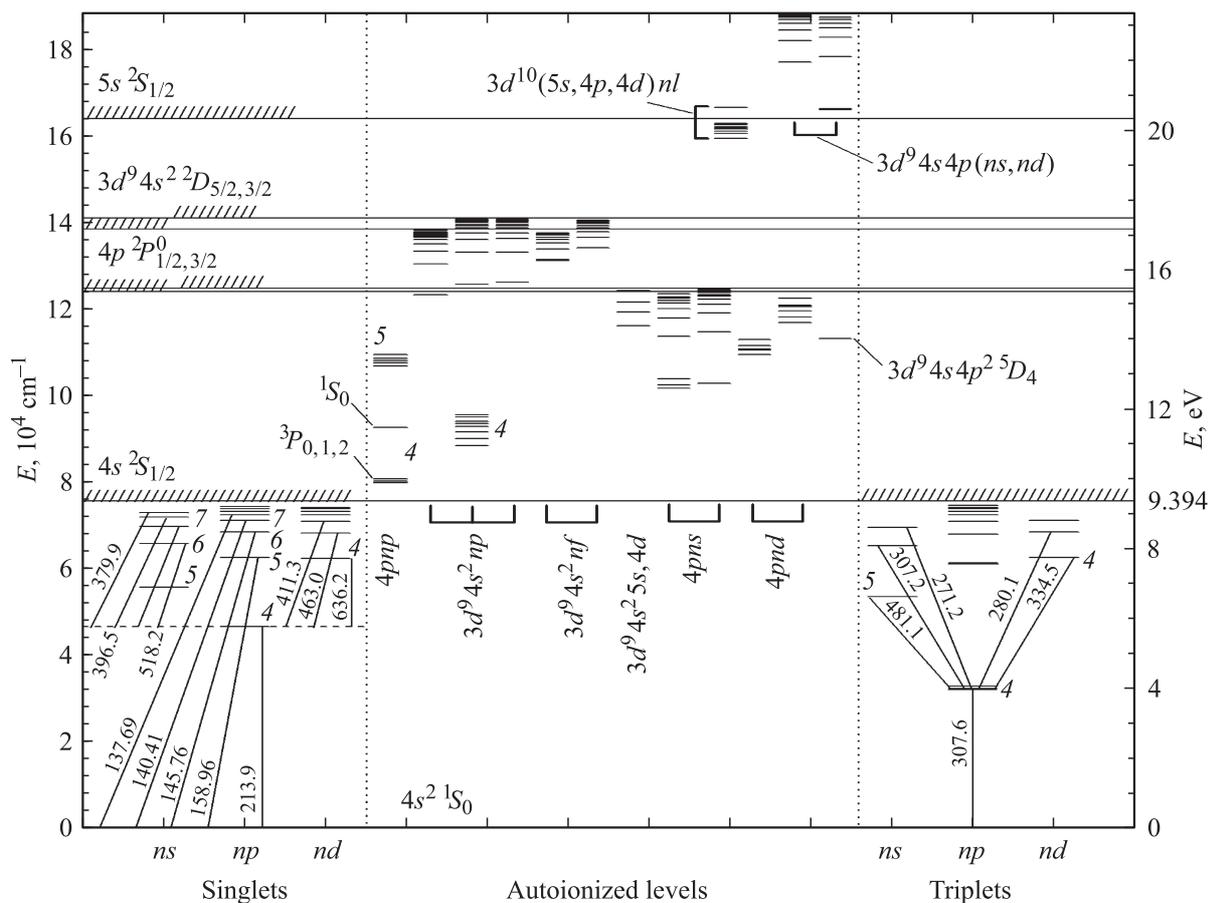


Рис. 1. Диаграмма уровней атома цинка.

дам с синглетных уровней  $4sns\ ^1S_0$  ( $n = 6-10$ ),  $4snd\ ^1D_2$  ( $n = 4-6$ ) на уровень  $4s4p\ ^1P_1^o$  и с триплетных уровней  $4sns\ ^3S_1$  ( $n = 6-8$ ),  $4snd\ ^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4-7$ ) на уровень  $4s4p\ ^3P_2^o$  (см. также [7]). Эксперименты были выполнены с  $\Delta E_{1/2}$  от 40 до 80 meV для энергий электронов, превышающих порог однократной ионизации на 18–19 eV. Максимумы на энергетических зависимостях сечений возбуждения интерпретировались как проявление послестолкновительного взаимодействия (ПСВ) медленного рассеянного и быстрого, испущенного при распаде АИС, электронов. Это взаимодействие приводит к захвату медленного электрона на дискретные уровни и появлению характерных максимумов на ФВ, положения которых по энергии не совпадают с энергиями АИС, а смещены в сторону больших энергий. Энергии максимумов были использованы для определения энергий и ширин одиночных АИС или их групп. Для этого авторы применяли приближенные формулы классического подхода. В [7] была также качественно проанализирована возможность обмена орбитальным угловым моментом между указанными электронами в непрерывном спектре при ПСВ — захват рассеянного электрона из парциальных  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -волн в связанные  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -состояния. Возможность обмена угловым моментом в ПСВ кратко обсуждалась ранее в подробном теоретическом обзоре эффекта ПСВ в

различных процессах фотон-атомных, электрон-атомных и ион-атомных столкновений [8]. Заметим, что в этой работе проявления ПСВ рассматриваются в основном на примере процессов ионизации. Тем не менее и для процесса возбуждения атомных состояний электронным ударом там отмечается роль ПСВ, когда энергия электрона выше ПИ.

Особо отметим большой цикл работ австралийской группы, посвященный исследованию особенностей в процессах возбуждения уровней и соответствующих излучательных переходов атома цинка электронами, в том числе поляризованными, с энергиями в автоионизационной области спектра при разрешении по энергии  $\Delta E_{1/2}$  от 80 до 250 meV [9–20]. В [9] резонансная структура ФВ уровней  $4s4p\ ^3P_{0,1,2}^o$  приписана отрицательным ионам, образованным на автоионизационных уровнях конфигураций  $3d^{10}4p^2$  и  $3d^94s^24p$ . В [10] обнаружены резонансы отрицательных ионов при энергиях  $10.98 \pm 0.02$  и  $11.33 \pm 0.02$  eV с ширинами  $0.25 \pm 0.03$  и  $0.33 \pm 0.05$  eV, образованные присоединением двух внешних электронов  $4p$  к возбужденному ионному остову  $Zn^+ 3d^94s^2$  с  $J = 5/2$  и  $J = 3/2$  соответственно (см. также [11] и поведение спиновой асимметрии в [12]). В [13] исследовали резонансную структуру ФВ спектральных линий, исходящих с уровней  $4s4p\ ^3P_1^o$ ,

$4s4p^1P_1^o$ ,  $4s4d^3D_{1,2,3}$ ,  $4s4d^1D_2$ ,  $4s5d^3D_{1,2,3}$  при возбуждении их электронами с энергиями от 4 eV до ПИ. Структура обязана образованию состояний отрицательного иона, энергии которых находили из профилей Фано. В [14–16] при возбуждении уровней  $4s4p^3,1P_1^o$ ,  $4snd^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4–6$ ) и  $4snd^1D_2$  ( $n = 4, 5$ ) установлено сильное возмущение атома цинка налетающим электроном (с энергиями в окрестности автоионизационных уровней  $3d^94s^24p$ ), что приводит к эффектам межэлектронной корреляции двух разных типов. Во-первых, это формирование и распад резонансных состояний отрицательного иона, во-вторых, ПСВ с обменом энергией и угловым моментом между достаточно медленными рассеянным электроном и электроном, испущенным при распаде АИС. Оба процесса приводят к дополнительному заселению исходных уровней. В [17] измерены ФВ пяти линий 307.6, 213.8, 481.0, 636.0, 334.2 nm, возникающих при распаде состояний  $4s4p^{1,3}P_1^o$ ,  $4s4d^{1,3}D$  и  $4s5s^3S_1$ , возбуждаемых электронами с энергиями от порогов до 50 eV. Здесь также даны теоретические исследования двумя современными методами — сходящейся сильной связи и  $R$ -матричным. Измерения и их интерпретация свидетельствуют о заметном вкладе в ФВ состояний отрицательного иона, образованных на АИС при энергиях выше ПИ с возбуждением электрона из  $3d$ -подоболочки. В [18] при энергиях налетающих электронов как ниже, так и выше ПИ резонансы отрицательных ионов цинка обнаружены в экспериментах по упругому рассеянию и пропусканию электронов, определены их энергии и ширины. Установлено, что резонансы в упругом рассеянии при энергиях выше ПИ вблизи 10–12 eV обязаны конфигурации  $3d^94s^24p^2$ , а вблизи 12.6–16 eV — конфигурациям  $3d^{10}4p5s^2$ ,  $3d^94s^2nl^2$  ( $n = 5, 6; l = 0, 1$ ). В [19] (см. также в [20] измерения с поляризованными электронами) исследовали резонансную структуру и каспы, связанные с образованием отрицательных ионов при возбуждении уровней  $4s4p^1P_1^o$  и  $4s4p^3P_{0,1,2}^o$  электронами с энергиями около порогов возбуждения низших АИС. При заданной энергии электронов, рассеянных на данный угол, регистрировали электроны, потерявшие энергию, соответствующую как прямому возбуждению состояний  $4s4p^{1,3}P^o$ , так и возбуждению через АИС. Было установлено, что большинство резонансов образовано уровнями иона  $Zn^-$  конфигураций  $3d^94s^24p4l$  ( $l = 1, 2$ ).

Как видим, эти работы [9–20], выполненные с хорошим разрешением по энергии, в основном посвящены изучению резонансов, обязанных состояниям иона  $Zn^-$ , при возбуждении разных уровней. Некоторые из этих уровней совпадают с теми, что исследуются нами. Только в работах [14,15] при возбуждении уровней трех конфигураций  $4snd^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4–6$ ) изучается проявление ПСВ — обмен энергией и угловым моментом между достаточно медленными рассеянным и испущенным при распаде АИС электронами.

По поводу упомянутого процесса возможной передачи углового момента при ПСВ укажем на обзор [8] и

работы [21,22]. В [8] в общем виде поднимается вопрос о передаче момента между медленным и быстрым электронами при ПСВ. В работах [14,15] оценивается обмен угловым моментом, до 2 единиц, между рассеянным и испущенным электронами при электронном возбуждении дискретных уровней атома цинка. Отметим, что угловые моменты испущенного и захваченного при ПСВ на дискретный возбужденный уровень атома медленного рассеянного электронов имеют вполне определенные значения. Это позволяет качественно судить о передаче углового момента между ними, несмотря на то, что до ПСВ медленный рассеянный электрон описывается несколькими  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -парциальными волнами. В работе [21] представлена квантово-механическая модель, и на ее основе проведен теоретический анализ передачи углового момента между фотоэлектроном и испущенным электроном в процессе фотоионизации атома аргона из глубокой  $K$ -подоболочки. Испущенный электрон с энергией  $\sim 200$  eV образуется в двухэтапном радиационно-электронном процессе распада дырки  $1s^{-1}$  с образованием двух дырок  $3p^{-2}$  — с эффективной шириной 101 meV. Этот процесс и следствия ПСВ исследуются экспериментально в [22] с применением методики совпадений. Теоретический анализ в [21] показал, что увеличение углового момента у фотоэлектрона происходит при его передаче от испущенного электрона вследствие ПСВ. Этот обмен моментами приводит к уменьшению параметра асимметрии  $d$  (анизотропии) фотоэлектрона от почти постоянного значения 2, в отсутствие ПСВ, на величину 0.15 при изменении его энергии в интервале от 0 до 2 eV. Эксперимент в [22] дал для параметра асимметрии уменьшение на  $0.17 \pm 0.06$  при 2 eV, а уточненное теоретическое значение при этой энергии фотоэлектрона равно 0.174 и получено с анализом влияния различных каналов протекания процесса фотоионизации. Процесс электронного возбуждения атома является более сложным и отличается от более простого процесса возбуждения или ионизации фотоном.

Таким образом, наблюдаемая структура на ФВ спектральных линий при энергиях выше ПИ может быть объяснена двумя различными механизмами дополнительного заселения исходных уровней. С одной стороны, это формирование и распад короткоживущих состояний отрицательных ионов с заселением исходных атомных уровней. На ФВ спектральных линий, исходящих с разных исходных уровней, структуры этого рода наблюдаются при одних и тех же энергиях электронов. С другой стороны, это процесс ПСВ [23], в результате которого происходит дополнительное заселение атомных уровней в два последовательных этапа — возбуждение атома в АИС налетающим электроном и электронный распад АИС с последующим кулоновским взаимодействием между медленным рассеянным и относительно быстрым испущенным электронами в непрерывном спектре в поле иона, что приводит к захвату рассеянного электрона на возбужденные уровни атома. Для случая линий главной се-

рии цинка этот процесс может быть представлен следующей схемой:  $e^- + \text{Zn}(4s^2\ ^1S_0) \rightarrow \text{Zn}(\text{AIS}) + e_{sc}^- \rightarrow \text{Zn}^+(4s^2\ ^1S_{1/2}) + e_{sc}^- + e_{ej}^- \rightarrow \text{Zn}(4snp\ ^1P_1^o) + e_{ej}^-$ . Здесь  $e_{sc}^-$  — электрон, рассеянный после возбуждения АИС,  $e_{ej}^-$  — электрон, испущенный при распаде АИС,  $e_{ej}^-$  — испущенный электрон после взаимодействия с рассеянным электроном в поле иона цинка. Возникающие при этом особенности на ФВ спектральных линий, исходящих с этих уровней, оказываются сдвинутыми относительно положений АИС в сторону больших энергий. Этот сдвиг тем больше, чем выше расположен исходный уровень линии (меньше его энергия связи) [23].

Целью данной работы является изучение особенностей при возбуждении спектральных линий с низколежащих уровней  $4snp\ ^1P_1^o$  атома цинка электронами с энергией выше ПИ. Этой работой мы продолжаем исследования процессов возбуждения спектральных линий в ВУФ области для атомов II группы — магния [24] и позже кадмия [25]. Нами представлены результаты исследования ФВ для спектральных линий главной серии атома цинка. Эти линии соответствуют переходам  $4snp\ ^1P_1^o \rightarrow 4s^2\ ^1S_0$  для  $n = 4, 5, 6, 7$ , их длины волн составляют 213.9, 158.9, 145.8, 140.4 nm соответственно. Разброс по энергии пучка возбуждающих электронов составлял  $\sim 0.6$  eV. Указано на ряд особенностей ФВ, обязанных состояниям ионов  $\text{Zn}^+$ , которые приводят к заселению исходных атомных уровней. На всех ФВ они проявляются при одних и тех же энергиях электронов. Также анализируется проявление ПСВ — установлены термы АИС атома, которые отвечают за наблюдаемые на ФВ максимумы; с использованием измеренных энергетических сдвигов максимумов на ФВ проведена оценка эффективных ширин электронного распада АИС по точным и приближенным формулам классического подхода; по методу наименьших квадратов проведена аппроксимация экспериментальных сдвигов для определения эффективных ширин АИС. На основе качественного рассмотрения указывается на возможный эффект обмена угловым моментом между испущенным и рассеянным электронами при ПСВ, которое приводит к захвату последнего на возбужденный  $4snp\ ^1P_1^o$ -уровень.

Предварительные результаты по возбуждению (от порогов до 26 eV) трех линий главной серии с длинами волн 158.9, 145.8, 140.4 nm были представлены в сообщениях [26,27]. Слабо выраженная особенность ФВ при энергии, близкой к порогу ионизации, трактовалась как возможное проявление трехэлектронного состояния  $4p^3$  отрицательного иона  $\text{Zn}^-$  (резонанс Фешбаха). Оценка его энергии по модифицированной формуле Ридберга дала значение 9.386 eV, что близко к ПИ. Электронный распад этого состояния может приводить к заселению уровней  $4snp\ ^1P_1^o$ . На ФВ линии, исходящей с уровня  $4s5p\ ^1P_1^o$ , наблюдались особенности в виде максимумов при энергиях  $\sim 11.5$  eV и 19.5 eV, что близко к АИС конфигураций  $3d^94s^24p$  и  $5snl, 5pnl$  соответственно.

Авторы связывали их происхождение с механизмом ПСВ.

Отметим, что прямое возбуждение электронами исходных  $4snp\ ^1P_1^o$ -уровней из основного состояния, дающее основной вклад в сечения возбуждения линий главной серии, эффективно осуществляется по дипольному переходу без изменения спина согласно схеме  $e^- + \text{Zn}(4s^2\ ^1S_0) \rightarrow \text{Zn}(4snp\ ^1P_1^o) + e_{sc}^-$ , где  $e_{sc}^-$  — рассеянный электрон. Прямое возбуждение уровней  $4sns\ ^1S_0, 4sns\ ^3S_1, 4snd\ ^1D_2$  и  $4snd\ ^3D_{1,2,3}$ , приводящее к испусканию спектральных линий, исследованных в [7] и [14–16], происходит по монопольному и квадрупольному переходам (как с изменением спина, так и без него) и, следовательно, не являющимися наиболее вероятными. Таким образом, по-видимому, при менее эффективном прямом возбуждении особенности, связанные с непрямыми каналами заселения уровней, должны проявляться на ФВ значительно лучше. В этом убеждает то, что таковые весьма отчетливо видны на ФВ спектральных линий с уровней  $4snp\ ^1P_1^o$  для  $n > 4$ , которые возбуждаются гораздо менее вероятно по сравнению с резонансной линией.

## О технике и методике эксперимента

Настоящая работа выполнена на установке, использованной нами ранее [25] для подобных измерений спектральных переходов в атоме кадмия. Она включала в себя источник излучения и спектрометр с фотоэлектрической регистрацией. В спектрометре был использован монохроматор, собранный нами по оптической схеме Сейя-Намиока. Диспергирующим элементом монохроматора служила вогнутая тороидальная дифракционная решетка для области ВУФ, изготовленная на слое алюминия и защищенная слоем фтористого магния. Радиусы кривизны ее были  $R_m = 500$  mm и  $R_s = 333$  mm, а плотность нарезки — 1200 lines/mm. Источником излучения служили электронный и атомный пучки, пересекающиеся под прямым углом. В качестве источника пучка электронов использовалась электронная пушка с ленточным оксидным катодом и тремя анодами в виде плоских диафрагм с прямоугольными отверстиями ( $1 \times 8$  mm<sup>2</sup>), которая формировала ленточный электронный пучок с плотностью тока  $\sim 10^{-3}$  A/cm<sup>2</sup>. В области энергий 6–10 eV ширина энергетического распределения электронов на полувысоте была  $\sim 0.6$  eV. Для получения атомного пучка использовался источник эффузионного типа с резистивным нагревом. Заметим, что в данном эксперименте тигель источника пучка атомов, куда загружалось рабочее вещество (металлический цинк), был изготовлен из титана, тогда как в [25] материалом служила нержавеющая сталь. Это позволяло избежать разрушения тигля из-за высокой агрессивности расплавленного цинка. Пучок атомов формировался эффузионным каналом круглого сечения диаметром 1 mm и дли-

ной 8 nm. Концентрация атомов в области столкновений не превышала  $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

В качестве детектора излучения использовался солнечнослепой фотоэлектронный умножитель, который работал в режиме счета фотонов. В отличие от [25], где область спектральной чувствительности детектора ограничивалась диапазоном 110–190 nm (CsJ-фотокатод), в данном эксперименте был использован детектор с расширенной областью чувствительности 110–320 nm ( $\text{Cs}_2\text{Te}$ -фотокатод). Благодаря этому для цинка была измерена ФВ резонансной линии, что не было сделано для кадмия. Процедура измерений и накопления данных была автоматизирована. Для этого использовался IBM-совместимый персональный компьютер с интерфейсными картами ввода-вывода и цифроаналогового преобразователя. Разработанное нами программное обеспечение для измерительной системы было выполнено на языке Pascal.

Отметим, что для привязки получаемых в эксперименте ФВ спектральных линий к шкале энергий использовалась процедура подгонки их припороговых участков по методу наименьших квадратов с применением алгоритма Левенберга-Марквардта как описано в [28]. Погрешность определения положения максимумов на ФВ была порядка 0.07 eV.

## Результаты и обсуждение

### Результаты измерений

На рис. 1 представлена диаграмма энергетических уровней атома цинка, где показаны также АИС, известные из [4], лежащие ниже и выше уровней первого возбужденного состояния иона  $\text{Zn}^+ 3d^{10}4p^2P_{1/2,3/2}^o$ .

На рис. 2 представлены измеренные ФВ для спектральных линий главной серии Zn I, исходящих с уровней  $4snp^1P_1^o$  ( $n = 4-7$ ), длины волн которых составляют 213.9, 158.9, 145.8, 140.4 nm соответственно. Там показаны также энергетические положения, до 21.5 eV, ряда АИС, образованных возбуждением обоих валентных электронов или одного электрона из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки. Показанные на рисунке интервалы погрешностей измерения ФВ соответствуют доверительной вероятности 0.68. Среди представленных на рис. 1 и 2 АИС отметим наличие высокоспинового состояния  $3d^94s4p^2^5D_4$  при энергии 14.045 eV, которое отсутствует в автоионизационном спектре атома кадмия.

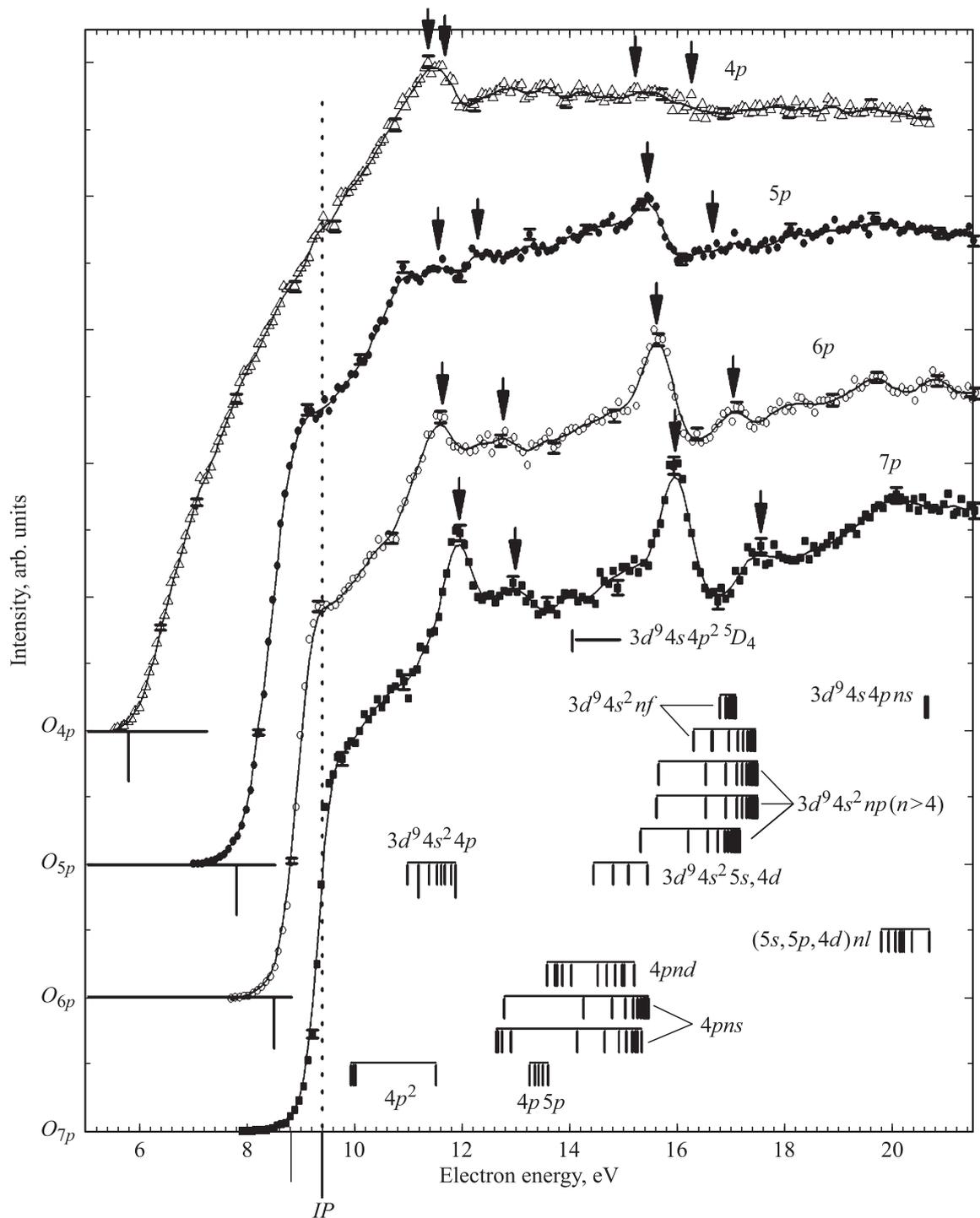
Все измеренные ФВ (рис. 2) демонстрируют более или менее выраженные максимумы в области энергий нахождения АИС. Представляет интерес анализ роли этих АИС в происхождении наблюдаемых максимумов. В частности, для линии Zn I 213.9 nm измеренная ФВ имеет наименьшее число четких особенностей — довольно широкий максимум около 11.5 eV и небольшой уступ при 9.5 eV на подъеме от ПИ. Имеется возможность прямого сравнения нашей ФВ с данными других авторов — и в первую очередь с данными [6],

полученными, в общем, сходной методикой. Там измерения выполнены с пучком налетающих электронов с  $\Delta E_{1/2} = 35 \text{ meV}$ , а для получения атомов мишени применена паровая ячейка. Измеренная в [6] до энергии 16 eV ФВ линии в своем общем поведении существенно подобна нашей и имеет четко выделяющийся широкий максимум при 11.3 eV. Учитывая, что в наших измерениях электронный пучок был значительно худшей монокинетичности ( $\Delta E_{1/2} \sim 0.6 \text{ eV}$ ), мы полагаем, что указанные особенности обязаны одному и тому же процессу, связанному с возбуждением АИС. В [6] все структуры на ФВ этой линии связываются с резонансами отрицательных ионов, которые формируются на АИС, правда, без их конкретного отождествления.

В работах австралийской группы [14,17,19] приведены данные о ФВ линии 213.9 nm, которые также получены с электронным пучком достаточно высокой монокинетичности — от 80 до 250 meV. Широкая особенность на этой ФВ, доминирующая в области энергий 10.8–11.5 eV, обнаруживает тонкую структуру, которая включает не менее шести близко лежащих резонансов (в виде уступов и провалов). В качестве механизма их образования рассматривается только процесс возбуждения и распада короткоживущих отрицательных ионов, принадлежащих, главным образом, электронной конфигурации  $3d^9ns^24p^2$  [19]. Заметим также, что кроме упомянутых структур на ФВ этой линии была найдена единственная небольшая изолированная особенность при энергии 16.16 eV в [14]. Она также связывается с образованием короткоживущего состояния иона  $\text{Zn}^-$ . Однако не делается попытки его классификации, только отмечается, что оно близко по энергии к автоионизационным конфигурациям  $3d^94s^2np$  или  $3d^94s^2nf$ .

Заметим, что механизм ПСВ вряд ли может давать существенный вклад в заселение исходного уровня линии 213.9 nm из-за его большой энергии связи и эффективного возбуждения из основного состояния. Это обстоятельство, видимо, и объясняет то, что структуры, имеющие место на ее ФВ, связываются с резонансами отрицательных ионов.

Особенности (максимумы) на остальных трех измеренных нами ФВ собраны в четыре группы в порядке возрастания энергии, при которой они имеют место на каждой из трех ФВ (на рис. 2 указаны стрелками). Так, в группу 1 включены максимумы с наименьшей энергией, в группу 2 — следующие по энергии и т.д. В табл. 1 приводятся энергии максимумов в отмеченных группах для всех четырех ФВ (вопрос о структурах ФВ линии Zn I 213.9 nm был рассмотрен выше, а указанные для них возможные значения энергий первых максимумов в группах помечены знаком вопроса). Их энергии лежат в следующих пределах: в группе 1 — от  $\sim 11.4$  до  $\sim 11.9$  eV (АИС конфигураций  $3d^94s^24p$  и  $3d^{10}4p^2$ ), в группе 2 — от  $\sim 11.85$  до  $\sim 13$  eV (также АИС конфигурации  $3d^94s^24p$ ), в группе 3 — от  $\sim 15.2$  до  $\sim 16$  eV (АИС конфигураций  $3d^94s^25s$ ,  $3d^94s^25s4d$ ,



**Рис. 2.** Функции возбуждения спектральных линий главной серии Zn I 213.9, 158.9, 145.8, 140.4 nm (переходы  $4snp\ ^1P_1^o \rightarrow 4s^2\ ^1S_0$  при  $n = 4, 5, 6, 7$  соответственно) и энергетические положения АИС атома [3,4]. Сплошной линией показан результат сглаживания по пяти точкам данных эксперимента для ФВ.

$4pnd$ ,  $4pns$ ) и в группе 4 — от  $\sim 16.2$  до  $\sim 17.5$  eV (АИС конфигурации  $3d^9 4s^2 np$ ,  $n > 4$ ). Все эти конфигурации образованы в основном за счет перехода одного электрона из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки на возбужденную  $nl$ -орбиталь в присутствии валентных  $4s^2$ -электронов. Некоторые АИС также образуются при

возбуждении двух валентных электронов. Отметим, что начальные максимумы групп 3 и 4, при  $\sim 15-16$  eV, лежат близко к порогам возбуждения уровней  $3d^{10} 4p(^2P^o)$  ( $\sim 15.41$  и  $15.51$  eV) и  $3d^9 4s^2(^2D)$  ( $\sim 17.17$  и  $17.51$  eV) иона  $Zn^+$ , где плотно расположены АИС, сходящиеся к этим порогам.

**Таблица 1.** Сведения об исследованных спектральных линиях главной серии Zn I, энергия возбуждения  $E_{ex}$  и энергия связи  $E_b$  их исходных уровней, экспериментальные значения энергий  $E_{max}$  для максимумов четырех групп, наблюдаемых на измеренных ФВ

$\lambda$ , nm	Исходный терм $4snp\ ^1P_1^o$	$E_{ex}$ , eV	$E_b$ , eV	$E_{max}$ , eV			
				Группа 1	Группа 2	Группа 3	Группа 4
213.9	$4s4p$	5.796	3.598	~11.36 ?	~11.68 ?	~15.22 ?	~16.26 ?
158.9	$4s5p$	7.800	1.594	11.55	12.28	15.44	16.65
145.8	$4s6p$	8.506	0.888	11.64	12.76	15.61	17.04
140.4	$4s7p$	8.830	0.560	11.93	12.98	15.96	17.54

Положения отмеченных максимумов в группах сдвигаются в сторону больших энергий с увеличением главного квантового числа  $n$  исходного уровня  $4snp\ ^1P_1^o$ . Поэтому представляется возможным связать происхождение максимумов на ФВ и их сдвиг с эффектом ПСВ [23]. Известно, что признаком ПСВ как дополнительного канала заселения атомного уровня является именно то, что при некоторой энергии налетающих электронов  $E$ , близкой к энергии АИС, наблюдается максимум на ФВ. Этот максимум соответствует наиболее вероятному обмену энергией между рассеянным электроном и электроном, испущенным в результате электронного распада АИС, с последующим захватом медленного рассеянного электрона в связанное атомное состояние. Энергетическое положение максимума определяется энергией и шириной АИС, энергией связи исходного уровня. Меньшей энергии возбуждения уровня (большая энергии связи) соответствует меньший сдвиг. Большой ширине АИС — малое время жизни состояния — соответствует больший сдвиг.

Приведем значения энергий максимумов, наблюдавшихся в [7] на ФВ для спектральных линий с нижних уровней атома цинка (приведены в eV):  $4s6s\ ^1S_0$  ( $b$  — 11.61,  $f$  — 16.25),  $4s6s\ ^3S_1$  ( $b$  — 11.51),  $4s4d\ ^1D_2$  ( $b$  — 11.31,  $f$  — 16.09) и  $4s4d\ ^3D_{1,2,3}$  ( $b$  — 11.52). Они близки к значениям энергий максимумов на ФВ для спектральной линии с уровня  $4s4p\ ^1P_1^o$  из групп 2 и 4 в нашем случае. Энергии максимумов на ФВ для спектральных линий с тех же уровней  $4s4d\ ^3D_{1,2,3}$  ( $T1$  — 12.10,  $T2$  — 13.12,  $T3$  — 13.69 eV),  $4s4d\ ^1D_2$  ( $S1$  — 11.94,  $S2$  — 12.98,  $S3$  — 13.69,  $S4$  — 14.24 eV) в [14] и с уровня  $4s4d\ ^3D_1$  (~ 12.2 и ~ 13.25 eV) в [15], как видно, хотя и отличаются, но довольно близки между собой. Однако энергии [14,15] в целом достаточно сильно отличаются от наших данных и данных из [7], кроме энергий максимумов  $T1$  и  $S1$ , которые несколько превышают соответствующие наши значения. По-видимому, это следствие разного строения исходных уровней для исследуемых спектральных линий в указанных работах, а также особенностей экспериментальных установок и методик измерений. Отметим также, что в [7] изучены уровни  $4s6s\ ^{1,3}S$ , а не более низколежащие  $4s5s\ ^{1,3}S$ .

Исходя из ПСВ-механизма появления максимумов на ФВ линий, следует ожидать, что их энергии на ФВ резонансной линии 213.9 nm, соответствующей возбуждению уровня  $4s4p\ ^1P_1^o$ , низшего в серии, должны быть близки к энергиям соответствующих АИС — не меньше их по величине — с учетом энергетического разброса в пучке электронов. Так, уровни конфигураций  $3d^94s^24p$  и  $3d^{10}4p^2$  участвуют в общем образовании широкого неразделенного максимума для групп 1 и 2. Максимум на ФВ линии с уровня  $4s4p\ ^1P_1^o$  при ~ 15.2 eV в группе 3 образуется при участии автоионизационных уровней конфигураций  $3d^94s^25s$ ,  $3d^94s^25s4d$ ,  $4pnd$ ,  $4pns$ . Аналогично на этом начальном уровне максимум при ~ 16.2 eV в группе 4, по-видимому, обязан автоионизационным уровням конфигураций  $3d^94s^25p$ .

Нельзя также исключать возможного формирования, с последующим электронным распадом, состояний отрицательного иона  $Zn^-$  при возбуждении АИС уровней конфигурации  $3d^94s^24p$ . Подобные состояния наблюдали в автоионизационной области спектра в работах [5,9,10,18,19]. Их интерпретировали как резонансы, обязанные образованию состояний отрицательных ионов на ФВ линий 481.1, 301.8/303.5, 518.2, 334.5, 280.0 nm (см. выше). Средняя энергия резонансных пиков составляла 10.87, 11.27 и 11.80 eV, что энергетически близко к некоторым уровням конфигураций  $3d^94s^24p$  (рис. 2).

Укажем еще на другие особенности, наблюдаемые на ФВ (рис. 2). При энергиях электронов, близких к ПИ, уступовидная особенность при энергии 9.8 eV наблюдается на всех ФВ. Ее происхождение, как уже было указано выше, вероятно, связано с состояниями отрицательного иона трехэлектронной конфигурации  $4p^3$  [26,27]. При энергии 10.86 eV на ФВ наблюдается небольшая особенность, обязанная, по-видимому, образованию состояния конфигурации  $3d^94s^24p^2$  иона  $Zn^-$  на нижнем уровне АИС  $3d^94s^24p\ ^3P_2^o$  (10.97385 eV [4]). Отметим также, что на ФВ линий не видно четкого проявления особенностей, обязанных АИС  $3d^94s4p^2\ ^5D_4$  при энергии 14.045 eV со спином 2, а имеются только небольшие максимумы при этой энергии. Возможным по аналогии с автоионизационной конфигурацией  $3d^{10}4p^2$  является образование состояний отрицательного иона конфигурации  $3d^94s4p^3$ . Указанные особенности, при-

писываемые состояниям отрицательного иона цинка, расположенным в автоионизационной области, не имеют выраженного энергетического сдвига, не вносят вклада в ПСВ и являются резонансами Фешбаха при возбуждении  $4snp\ ^1P_1^o$ -уровней.

### Результаты теоретических оценок

Энергетическое положение максимума  $E_{\max} = E_a + E_1$  определяется энергией  $E_a$  и шириной  $\Gamma_a$  отдельного АИС и энергией связи  $E_b$  начального уровня, на который при ПСВ захватывается электрон. Последняя равна разности энергий ионизации и возбуждения начального уровня, т.е. ее определяют по отношению к ПИ атома. Сдвиг максимума  $E_1$ , обусловленный ПСВ, удовлетворяет следующему уравнению (в классическом приближении) (все энергии в eV) [23]:

$$(3E_1 + E_b)\Gamma_a \left(\frac{R}{E_1}\right)^{1/2} = (E_1 + E_b)(5E_1 + E_b). \quad (1)$$

Здесь  $R$  — постоянная Ридберга (13.6058 eV).

При значениях сдвига  $E_1 \ll E_b/2$  получаем простое выражение [29]:

$$E_1 = \frac{\Gamma_a^2 R}{E_b^2}, \quad (2)$$

или несколько более сложное, но более точное (при  $E_1 \ll E_b$ ):

$$E_1 = \frac{E_b}{A} \left[ (1 + 2A\Gamma_a^2 R/E_b^3)^{1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где  $A$  — постоянная, принимающая значения  $A = 4, 8, 12$ . При этом большему значению  $A$  соответствует более точное приближение.

Формулы (2) и (3) удобно использовать как для прямого вычисления ширин отдельных АИС, так и для проведения аппроксимации по экспериментальным точкам. Также автоионизационные ширины будем находить из уравнения (1). В случае, когда начальный уровень имеет достаточно большую энергию возбуждения (малая величина энергии связи  $E_b$ ) и неравенство  $E_1 \ll E_b$  не выполняется, использование для оценок выражений (2) и (3) является достаточно формальным. Аналогично поступают при использовании формулы Баркера-Берри [30] для оценок увеличения энергии испущенного при автоионизационном распаде электрона, которое равно уменьшению энергии рассеянного электрона, из-за ПСВ в процессе ионизации атома.

Необходимо иметь в виду, что из-за малой монокинетичности пучка налетающих электронов сдвиг неразделенного максимума с ростом главного квантового числа  $n$  начального уровня является следствием ПСВ от всех тех АИС, которые попадают в энергетическую ширину пучка. Поэтому находимая по сдвигу всего

широкого максимума автоионизационная ширина является некой эффективной шириной от действия указанных АИС. Повышение монокинетичности электронного пучка приведет к наблюдению тонкой структуры широкого максимума, что позволит сделать более однозначным соответствие между ее особенностями и АИС. Предполагается, что немонокинетичность пучка электронов ( $\sim 0.6$  eV) в нашем эксперименте приводит к наблюдению широких неразделенных максимумов и их энергетическому сдвигу на ФВ начальных уровней за счет участия именно многих АИС. Энергетическое положение максимума определяется вероятностью возбуждения АИС, его образующих.

Выше упоминалась возможная, но незначительная роль ряда автоионизационных конфигураций в образовании максимумов на ФВ спектральной линии с нижнего уровня  $^1P_1^o$  (линия 213.9 nm). Наметим с учетом немонокинетичности пучка электронов возможные АИС, возбуждаемые из основного состояния  $4s^2\ ^1S_0$  атома цинка, с энергиями, не превышающими энергий первых максимумов в указанных группах на ФВ спектральной линии с уровня  $4s4p\ ^1P_1^o$  [3,4].

Максимуму при 11.36 eV могут соответствовать уровни автоионизационной электронной конфигурации, обязанной одноэлектронному переходу из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки, с энергиями, близкими энергии максимума:  $3d^9 4s^2 4p\ ^3P_2^o$  — 10.97385 eV,  $^3P_1^o$  — 11.18673 eV,  $^3P_0^o$  — 11.3789 eV,  $^3D_3^o$  — 11.53884 eV и возбуждению двух электронов валентной подоболочки  $3d^{10} 4p^2\ ^1S_0$  — 11.504 eV. Средняя энергия этих АИС с учетом статвесов  $2J + 1$  равна 11.2991 eV.

Максимуму при 11.68 eV могут соответствовать такие АИС, обязанные одноэлектронному переходу из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки или возбуждению двух электронов валентной подоболочки:  $3d^{10} 4p^2\ ^1S_0$  — 11.504 eV;  $3d^9 4s^2 4p\ ^3D_3^o$  — 11.53884 eV,  $^1D_2^o$  — 11.61894 eV,  $^3F_3^o$  — 11.6689 eV,  $^3D_1^o$  — 11.80442 eV,  $^1P_1^o$  — 11.8767 eV. Заметим, что два первых автоионизационных уровня, которые являются последними в предыдущем случае, также могут участвовать в образовании 1-го максимума. Средняя энергия этих АИС с учетом статвесов  $2J + 1$  равна 11.6575 eV.

Максимум при 15.22 eV расположен под порогами первого возбужденного состояния  $3d^{10} 4p^2 P_{1/2,3/2}^o$  с энергиями 15.40508 и 15.51345 eV иона  $Zn^+$ . К этим порогам сходятся автоионизационные уровни двухэлектронных конфигураций  $3d^{10} 4pns$ ,  $3d^{10} 4pnd$ , и вблизи расположены уровни трех конфигураций, обязанных переходам электрона из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки — сильного дипольного перехода на  $3d^9 4s^2 5p$  и слабых квадрупольного перехода на  $3d^9 4s^2 5s$  и монопольного — на  $3d^9 4s^2 4d$ . Поэтому максимуму могут соответствовать такие нечетные АИС с полным моментом, равным 1:  $3d^{10} 4p(^2P_{1/2}^o)ns$  ( $n = 8-17$ ) с энергиями от 14.91543 до 15.33834 eV и  $3d^{10} 4p(^2P_{3/2}^o)ns$  ( $n = 8-13$ ) с энергиями от 15.03619 до 15.38434 eV,

$3d^9(^2D_{5/2})4s^25p$  — 15.30833 eV. Средняя энергия этих АИС с учетом статвесов  $2J + 1$  составляет 15.2199 eV.

Максимум при 16.26 eV расположен ниже возбужденного состояния  $3d^94s^2^2D_{3/2,5/2}$  иона  $Zn^+$  с энергиями 17.17079 и 17.50793 eV. Ему могут соответствовать следующие нечетные АИС с полным моментом равным 1 и с различными полными орбитальными моментами, обязанные сильным дипольным переходом электрона из субвалентной  $3d^{10}$ -подоболочки:  $3d^9(^2D_{5/2})4s^26p$  — 16.19631 eV,  $3d^9(^2D_{5/2})4s^24f$  — 16.30895 eV и 16.30966 eV. Средняя энергия этих АИС с учетом статвесов  $2J + 1$  равна 16.2714 eV.

Как видим, электронное возбуждение АИС из основного состояния атома сопровождается следующими изменениями: 1) четности, 2) полного момента состояния — увеличивается на 1–2 единицы, 3) мультиплетности — на 1, 4) полного орбитального момента — увеличивается на 1–3 единицы. Возможно, что наиболее вероятно возбуждаемыми из намеченных АИС являются следующие, близкие к указанным выше средним энергиям ( $E_{ej} = E_a - I$  — энергия электрона, испущенного при распаде АИС):

для максимума 11.36 eV —  $3d^94s^24p^3P_2^o$  (10.97385 eV),  $3d^94s^24p^3P_1^o$  (11.18673 eV),  $3d^94s^24p^3P_0^o$  (11.3789 eV),  $E_{ej}$  от 1.57965 до 1.9847 eV;

для максимума 11.68 eV —  $3d^94s^24p^1P_1^o$  (11.8767 eV),  $E_{ej} = 2.4825$  eV;

для максимума 15.22 eV —  $3d^9(^2D_{5/2})4s^25p$  (15.30833 eV),  $E_{ej} = 5.91413$  eV;

для максимума 16.26 eV —  $3d^9(^2D_{5/2})4s^26p$  (16.19631 eV),  $E_{ej} = 6.80211$  eV.

От приведенных выше средних энергий АИС будем отсчитывать сдвиг положений наблюдаемых широких неразделенных максимумов в каждой группе. То есть считаем, что возможные положения максимумов на ФВ линии 213.9 nm с уровня  $4s4p^1P_1^o$  находятся при средних энергиях этих АИС (иначе говоря, соответствуют нулевому сдвигу).

В табл. 2 приведены энергетические сдвиги положений максимумов четырех групп и проведенные по ним оценки эффективных ширин от АИС, ответственных за суммарное ПСВ [8,22,24,26,29]. Эти ширини прямо определены с использованием формул (2), (3) и из уравнения (1). В табл. 2 также приведены автоионизационные ширини, определенные при аппроксимации кривых  $E_1(E_b)$  с использованием формул (2) и (3) (см. ниже рис. 3 и 4). Эффективные ширини в табл. 2 приведены в порядке увеличения точности их определения. Видим, что эти автоионизационные ширини, полученные по максимумам групп 1 и 3, для которых неравенство  $E_1 \ll E_b$  выполняется для трех начальных уровней, лежат в пределах от 0.303 до 0.388 eV и от 0.276 до 0.582 eV соответственно. При этом в случае второго и третьего максимумов этих групп приближенные значения, полученные по формуле (3) с  $A = 12$ , удовлетворительно совпадают с точными (из уравнения (1)).

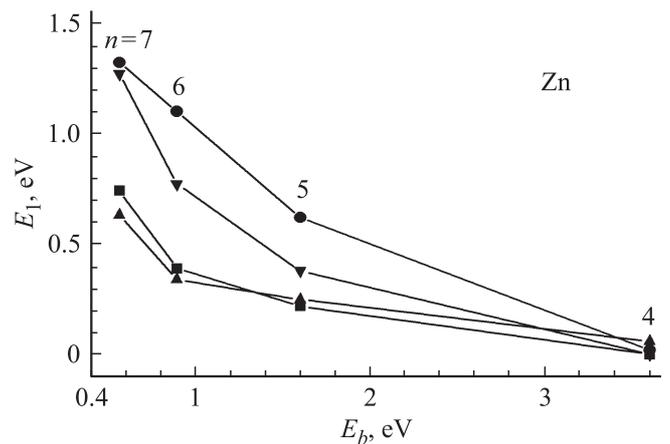


Рис. 3. Энергетические сдвиги  $E_1(E_b)$  положений максимумов четырех групп на ФВ линий атома цинка:  $\blacktriangle$  — группа 1,  $\bullet$  — группа 2,  $\blacksquare$  — группа 3,  $\blacktriangledown$  — группа 4.

Аналогичное (по соотношениям (3) с  $A = 12$  и (1)) достаточно удовлетворительное совпадение автоионизационных ширин имеется для каждого из максимумов на ФВ уровня  $4s5p^1P_1^o$ . Максимумы групп 2 и 4, имеющие большое смещение — неравенство  $E_1 \ll E_b$  выполняется для двух начальных уровней — характеризуются эффективными автоионизационными ширини, которые лежат в пределах от 0.642 до 0.928 eV и от 0.422 до 0.884 eV соответственно.

На рис. 3 приведены зависимости  $E_1(E_b)$  сдвигов широких максимумов от энергии связи начальных уровней  $4snp^1P_1^o$  ( $n = 4-7$ ). Как видим, имеется довольно быстрый рост смещения максимумов вследствие ПСВ с уменьшением энергии связи начальных уровней. Особенно большое смещение имеется для максимумов групп 1, 3 и 4 при переходе от уровня  $4s6p$  к  $4s7p$ .

На рис. 4 для максимумов всех четырех групп приведены аппроксимационные кривые  $E_1(E_b)$ , проведенные с использованием формул (2) и (3) (табл. 2 и рис. 3). Полученные значения эффективной автоионизационной ширини, обусловленной АИС, ответственными за максимумы групп, приведены в табл. 2. Сопоставляя данные рис. 4 с данными табл. 2, видим, что эффективная ширини, полученная по формуле (2), меньше их по величине, а полученная по формуле (3) близка к среднему значению от всех ширин для данного  $A$ . В целом можно заключить, что для данной группы максимумов эффективная ширини, найденная по приближенной формуле (3) с  $A = 12$ , больше средней автоионизационной ширини, полученной по (3) для каждого уровня, и меньше средней, вычисленной для каждого уровня по уравнению (1).

Таким образом, все намеченные выше АИС для четырех групп максимумов суммарно распадаются по двухэлектронному переходу в основное состояние  $3d^{10}4s^2S_{1/2}$  иона  $Zn^+$  с достаточно большими эффективными ширини — 0.303, 0.662, 0.332 eV и 0.553 eV

**Таблица 2.** Энергии связи  $E_b = I - E_{\text{ex}}$  исходных уровней, экспериментальные значения сдвигов по энергии  $E_1$  (eV) для максимумов четырех групп на ФВ спектральных линий и вычисленные эффективные ширины  $\Gamma_a$  (eV) АИС

Исходный уровень $4snp^1P_1^o$	$E_b$ , eV	Формула	Группа 1	Группа 2	Группа 3	Группа 4
4s4p	3.598	—	$E_1 \cong 0.0$	$E_1 \cong 0.0$	$E_1 \cong 0.0$	$E_1 \cong 0.0$
4s5p	1.594	—	$E_1 = 0.25$	$E_1 = 0.62$	$E_1 = 0.22$	$E_1 = 0.38$
		(2)	$\Gamma_a = 0.216$	0.340	0.203	0.266
		(3) A = 4	$\Gamma_a = 0.248$	0.454	0.229	0.324
		(3) A = 8	$\Gamma_a = 0.276$	0.544	0.253	0.372
		(3) A = 12	$\Gamma_a = 0.301$	0.621	0.274	0.415
(1)	$\Gamma_a = 0.303$	0.642	0.276	0.422		
4s6p	0.888	—	$E_1 = 0.34$	$E_1 = 1.10$	$E_1 = 0.39$	$E_1 = 0.77$
		(2)	$\Gamma_a = 0.140$	0.252*	0.150	0.211*
		(3) A = 4	$\Gamma_a = 0.187$	0.471*	0.206	0.349*
		(3) A = 8	$\Gamma_a = 0.223$	0.616*	0.250	0.447*
		(3) A = 12	$\Gamma_a = 0.255$	0.733*	0.287	0.526*
(1)	$\Gamma_a = 0.263$	0.862	0.298	0.584		
4s7p	0.560	—	$E_1 = 0.63$	$E_1 = 1.32$	$E_1 = 0.74$	$E_1 = 1.27$
		(2)	$\Gamma_a = 0.121^*$	0.174*	0.131*	0.171*
		(3) A = 4	$\Gamma_a = 0.217^*$	0.417*	0.249*	0.403*
		(3) A = 8	$\Gamma_a = 0.283^*$	0.563*	0.327*	0.543*
		(3) A = 12	$\Gamma_a = 0.335^*$	0.679*	0.390*	0.654*
(1)	$\Gamma_a = 0.388$	0.928	0.582	0.884		
Аппроксимация		(2)	$0.125 \pm 0.009$	$0.190 \pm 0.022$	$0.135 \pm 0.007$	$0.179 \pm 0.011$
		(3) A = 4	$0.211 \pm 0.011$	$0.435 \pm 0.024$	$0.232 \pm 0.013$	$0.370 \pm 0.024$
		(3) A = 8	$0.262 \pm 0.016$	$0.562 \pm 0.043$	$0.287 \pm 0.026$	$0.472 \pm 0.049$
		(3) A = 12	$0.303 \pm 0.021$	$0.662 \pm 0.062$	$0.332 \pm 0.037$	$0.553 \pm 0.070$

Примечание. \* Эффективные ширины вычислены с использованием выражений (2) и (3), когда неравенство  $E_1 \ll E_b$  не выполняется.

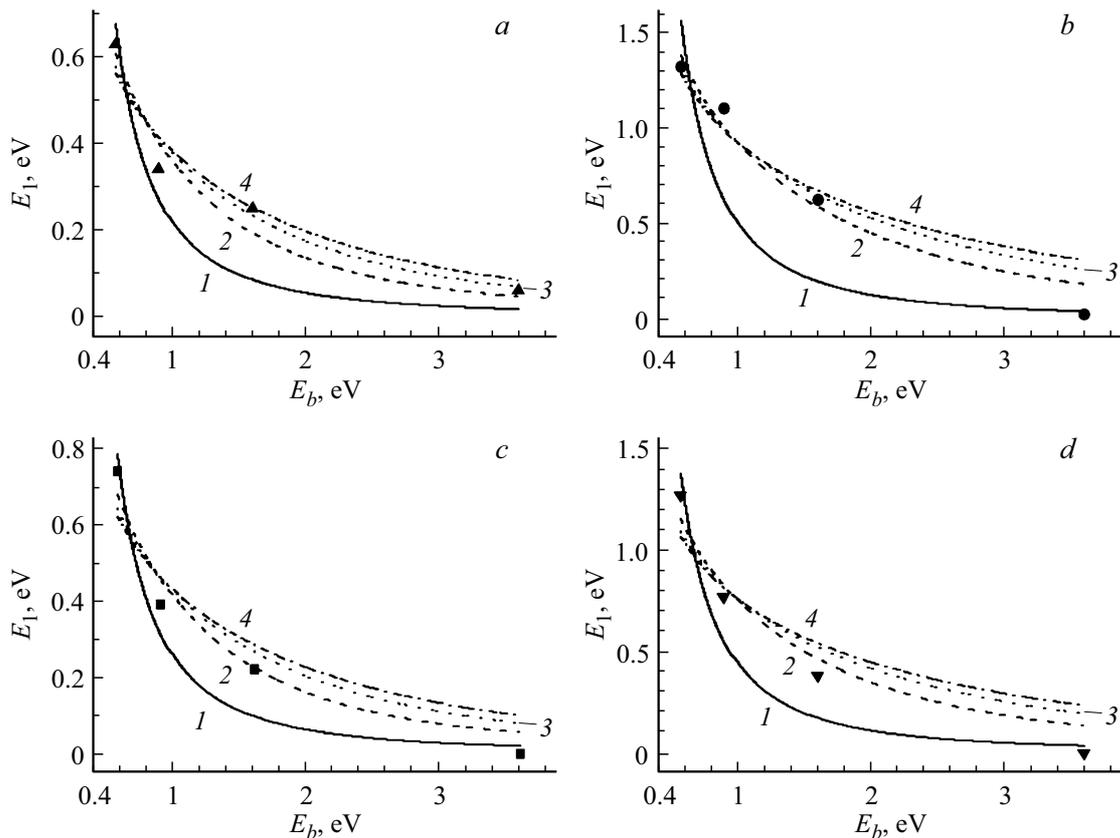
(см. нижнюю строку в табл. 2). Послестолковительное взаимодействие в непрерывном спектре, следующее за распадом АИС, приводит к передаче энергии от медленного рассеянного электрона с учетом немонотонности к испущенным электронам (более медленным для максимумов групп 1 и 2 с энергиями  $E_{ej} \sim 1.6-2.5$  eV и более быстрым — для групп 3 и 4 с энергиями  $E_{ej} \sim 6-7$  eV) и последующему захвату рассеянного электрона в связанные состояния  $4snp^1P_1^o$ .

В сообщении [26] приведены энергии  $E_{\text{max}}$  трех групп максимумов на ФВ спектральных линий, исходящих с уровней  $4snp^1P_1^o$  ( $n = 5, 6, 7$ ) (см. также [27]). Энергии первых максимумов в группах равны 11.5, 12.8 и 15.8 eV (табл. 1). С использованием описанной выше аппроксимационной процедуры (формула (3) для  $A = 8, 12$ ) для трех автоионизационных уровней конфигураций  $3d^9 4s^2 4p$  или  $3d^{10} 4p 5p$ ,  $3d^{10} 4p 5s^1 3P^o$  и  $3d^9 4s^2 5p$  в [26] была дана первая оценка их энергий и ширин. В частности, при  $A = 12$  получены такие значения (в eV):  $E_{a,1} = 11.60 \pm 0.21$ ,  $\Gamma_{a,1} = 0.465 \pm 0.113$ ;  $E_{a,2} = 12.84 \pm 0.05$ ,  $\Gamma_{a,2} = 0.353 \pm 0.033$ ;  $E_{a,3} = 15.84 \pm 0.05$ ,  $\Gamma_{a,3} = 0.353 \pm 0.033$ . Видим некоторое подобие с полученными в настоящей работе

эффективными автоионизационными ширинами, обусловленными АИС.

Выше отмечалось, что заселение различных исходных уровней для спектральных линий атома цинка посредством ПСВ исследовано в следующих работах: [6,7] —  $4sns^1,3S$  ( $n = 6-10$ ),  $4snd^1D_2$  и  $^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4-7$ ); [14] —  $4snd^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4-6$ ) и  $4s5d^1D_1$ ; [15] —  $4snd^3D_1$  ( $n = 4-6$ ). Возбуждение этих уровней также происходит через АИС различных конфигураций —  $4p5s$ ,  $4p5p$ ,  $4p4d$ ,  $3d^9 4s^2 5p$ ,  $3d^9 4s^2 6p$ ,  $4s4p^2$  [7] и  $3d^9 4s^2 4p$  [7,14,15]. Наша работа по наблюдению особенностей ФВ уровней  $4snp^1P_1^o$  ( $n = 4-7$ ) дополняет указанные измерения. Видим, что непрямым путем через одни и те же АИС или их группы происходит дополнительное заселение различных исходных уровней конфигураций  $4sns$ ,  $4snp$ ,  $4snd$  с разными четностями, полным и одноэлектронным орбитальными моментами.

Как было указано выше, появление максимумов второй группы в нашем случае, группы (b) в [7] и T1, S1 в [14,15] можно считать, по-видимому, обязанным одним и тем же АИС —  $3d^9 4s^2 4p^3 P_{0,1,2}^o$ ,  $^3D_3^o$ ,  $^1D_2^o$  (и дополнительно уровни  $^3D_1^o$ ,  $^3F_3^o$ ,  $^1P_1^o$  в случае наших изме-



**Рис. 4.** Аппроксимация энергетических сдвигов  $E_1(E_b)$  для максимумов четырех групп: *a* — группа 1; *b* — группа 2; *c* — группа 3; *d* — группа 4. Кривые, проведенные по формулам (2) и (3): 1 — (2); 2 — (3),  $A = 4$ ; 3 — (3),  $A = 8$ ; 4 — (3),  $A = 12$ .

рений). В [7] (см. вычисления там) с использованием выражений (1)–(3) из различных исследованных серий спектральных линий для этих АИС определены следующие значения их энергий и ширин: по исходным уровням  $4sns\ ^1S_0$  ( $n = 6-10$ ) –  $E_a$  от 11.49 до 11.64 eV, ширина  $\Gamma_a$  от 33 до 131 meV; по  $4sns\ ^3S_1$  ( $n = 6-8$ ) –  $E_a$  от 11.11 до 11.47 eV, ширина  $\Gamma_a$  от 87 до 372 meV; по  $4snd\ ^1D_2$  ( $n = 4-6$ ) –  $E_a \approx 11.30$  eV, ширина  $\Gamma_a$  от 44 до 65 meV; по  $^3D_{1,2,3}$  ( $n = 4-7$ ) –  $E_a$  от 11.46 до 11.58 eV, ширина  $\Gamma_a$  от 43 до 145 meV. Полученная по (3) с  $A = 12$  эффективная ширина по нашим данным равна  $662 \pm 62$  meV (табл. 2). Оценка по (1) характеристик АИС в [7] по данным [14] дала  $E_a = 11.91$  eV и  $\Gamma_a = 488$  meV, а по формулам (2) и (3) вычисленные значения  $E_a$  и  $\Gamma_a$  сопоставимы с приведенными выше из [7]. Как видим, автоионизационная ширина достаточно большая, как и в нашем случае.

Аналогично появление максимумов группы (*f*) в [7] связано с АИС  $3d^9(^2D_{3/2})4s^25p[1/2]_1^o$  и  $[3/2]_1^o$ ,  $3d^9(^2D_{5/2})4s^25p[3/2]_1^o$  и  $6p[3/2]_1^o$ , а максимумов четвертой группы в нашем случае, по-видимому, с  $3d^9(^2D_{5/2})4s^26p$  и  $3d^9(^2D_{5/2})4s^24f$ . В [7] (см. вычисления там, по (1)–(3)) для АИС получены следующие значения их энергий и ширин: по исходным уровням  $4sns\ ^1S_0$  ( $n = 6-10$ ) –  $E_a$  от 16.01 до 16.28 eV, ширина  $\Gamma_a$  от 41 до 216 meV; по  $4snd\ ^1D_2$  ( $n = 4-6$ ) –  $E_a$

от 15.85 до 16.06 eV, ширина  $\Gamma_a$  от 92 до 287 meV. Полученная по (3) с  $A = 12$  аппроксимационная эффективная ширина из наших данных равна  $553 \pm 70$  meV (табл. 2). Как видим, полученные нами в данной работе для второй и четвертой групп максимумов эффективные, обусловленные многими АИС, автоионизационные ширины несколько превышают приведенные в [7].

В работах [7,14,15] указывалось, что при малых энергиях рассеянного и испущенного электронов передача энергии при ПСВ может также сопровождаться передачей орбитального момента (см. упоминание об этом в [8] и теоретическое и экспериментальное исследование в работах [21,22] на примере фотоионизации атома аргона из К-подоболочки). Передача момента эффективна для низколежащих АИС, ответственных за максимумы второй группы в нашем случае, группы (*b*) [7] и  $T1, S1$  [13,14]. Общие АИС  $3d^94s^24p\ ^3P_{0,1,2}^o$  ( $E_{ej}$  изменяется от 1.9847 до 1.57965 eV),  $^3D_3^o$  ( $E_{ej} = 2.1446$  eV),  $^1D_2^o$  ( $E_{ej} = 2.2247$  eV) участвуют в непрямом заселении уровней  $4sns\ ^1,3S$ ,  $4snd\ ^1D_2$ ,  $^3D_{1,2,3}$  в [7];  $4snp\ ^1P_1^o$  ( $n = 4-7$ ) в настоящей работе;  $4snd\ |^1,3D_1, ^3D_{1,2,3}$  в [13,14]. Распад этих АИС дает нечетные значения орбитального момента испущенного электрона  $l_{ej} = 1$  (для термов  $^3P_1^o$ ,  $^3P_0^o$ ), 1, 3 (для  $^3P_2^o$ ,  $^1D_2^o$ ), 3 (для  $^3D_3^o$ ), а медленный рассеянный электрон имеет малые мо-

менты  $l_{sc} = 0, 1, 2$ . Обмен энергией при ПСВ и захват рассеянного электрона на нечетные уровни  $4snp\ ^1P_1^o$  и четные уровни  $4sns\ ^1S_0, 4snd\ ^3D_{1,2,3}$  может приводить к изменению четности испущенного электрона при четных и нечетных  $l_{sc}$  соответственно. Тем самым при ПСВ в рассматриваемых нами случаях может измениться орбитальный момент  $l_{ej}$  испущенного электрона. Конкретные значения момента  $l_{ej}$  определяются из сохранения полного момента частиц, участвующих в процессе ПСВ.

## Заключение

Для четырех наиболее интенсивных линий главной серии атома Zn I 213.9, 158.9, 145.8, 140.4 nm с использованием пересекающихся электронного и атомного пучков были исследованы ФВ при энергиях электронов до  $\sim 22$  eV.

На измеренных ФВ были впервые обнаружены четыре группы широких максимумов при энергиях налетающих электронов  $\sim 11-12$  и  $\sim 15-16$  eV выше ПИ, появление и смещение которых объясняется ПСВ. Максимумы двух групп при меньших энергиях обусловлены уровнями автоионизационной конфигурации  $3d^9 4s^2 4p$ , тогда как максимумы двух других более высокоэнергетических групп — уровнями лежащих выше автоионизационных конфигураций  $3d^{10} 4pns$  и  $3d^9 4s^2 nl$  ( $n > 4, l = 0-3$ ), которые сходятся соответственно к ионизационным порогам  $3d^{10} 4p^2 P^o$  и  $3d^9 4s^2 D$ , возбужденным состояниям иона  $Zn^+$ .

По формулам, количественно описывающим это взаимодействие в классическом приближении, сделана оценка эффективных ширин электронного распада АИС атома цинка, суммарное действие которых ответственно за широкие максимумы и приводит к их энергетическому сдвигу. Получены значения ширин порядка сотен миллиэлектронвольт, что связано с большими значениями измеренных сдвигов максимумов на ФВ. Указано на возможность обмена орбитальным моментом при ПСВ между рассеянным и испущенным электронами, который может быть достаточно эффективным при малых энергиях электронов.

Несмотря на невысокое энергетическое разрешение ( $\sim 0.6$  eV), на ФВ впервые был обнаружен ряд особенностей при энергиях  $\sim 9.8, 10.86$  и  $14.045$  eV. Их появление связывается с процессами формирования на автоионизационных уровнях  $^3P_{0,1,2}$  и  $^1D_2$  конфигурации  $4p^2$  короткоживущих состояний трехэлектронной конфигурации  $4p^3$  отрицательного иона.

Существенное повышение монокинетичности пучка налетающих электронов и уменьшение шага измерений по энергии даст возможность получить более детальную структуру ФВ и позволит разделить вклады от разных АИС.

## Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность коллегам Г.Н. Огурцову и С.А. Шейнерману (Россия) за полезное обсуждение ряда вопросов.

## Финансирование работы

Работа частично была выполнена в рамках программы INTAS (grant Ref. No 03-51-4706).

## Список литературы

- [1] Козлов М.Г. // Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете. М.: Наука, 1981. 264 с.
- [2] Predojević B., Šević D., Pejcev V., Marinković B.P., Filipović D.M. // J. Phys. B. 2003. V. 36. N 11. P. 2371. doi 10.1088/0953-4075/36/11/319
- [3] Sugar J., Musgrove A. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1995. V. 24. N 6. P. 1803. doi 10.1063/1.555971
- [4] Mansfield M.W.D. // J. Phys. B. 1981. V. 14. N 16. P. 2781. doi 10.1088/0022-3700/14/16/008
- [5] Шпенник О.Б., Запесочный И.П., Совтер В.В., Контрош Е.Э., Завилопуло А.Н. // ЖЭТФ. 1974. Т. 65. № 5. С. 1797; Shpenik O.B., Zapesochnyi I.P., Sovter V.V., Kontrosh E.E., Zavilopulo A.N. // Sov. Phys. JETP. 1974. V. 38. N 5. P. 898.
- [6] Эрдевди Н.М., Шпенник О.Б., Звенигородский В.В., Контрош Е.Э. // Опт. и спектр. 2010. Т. 109. № 6. С. 1109; Erdevdy N.M., Shpenik O.B., Zvenigorodsky V.V., Kontros J.E. // Opt. Spectrosc. 2010. V. 109. N 6. P. 868. doi 10.1134/S0030400X1012009X
- [7] Шпенник О.Б., Эрдевди Н.М., Ремета Е.Ю. // Опт. и спектр. 2011. Т. 110. № 3. С. 385; Shpenik O.B., Erdevdi N.M., Remeta E.Y. // Opt. Spectrosc. 2011. V. 110. N 3. P. 351. doi 10.1134/S0030400X11030209
- [8] Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. // УФН. 1989. Т. 158. № 7. С. 353. doi 10.3367/UFN.0158.198907a.0353; Kuchiev M.Yu., Sheinerman S.A. // Sov. Phys. Usp. 1989. V. 32. N 7. P. 569. doi 10.1070/PU1989v032n07ABEH002731
- [9] Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L. // J. Phys. B. 2007. V. 40. N 7. P. 1323. doi 10.1088/0953-4075/40/7/001
- [10] Pravica L., Cvejanović D., Williams J.F., Napier S.A. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. N 3. P. 030701(R)-1. doi 10.1103/PhysRevA.75.030701
- [11] Williams J.F., Pravica L., Cvejanović D., Napier S., Samarin S., Piwinski M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. V. 235. N 1. P. 012005-1. doi 10.1088/1742-6596/235/1/012005
- [12] Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L., Samarin S.N., Sergeant A.D., Guagliardo P., Wilkie P. // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 185. N 1. P. 012032-1. doi 10.1088/1742-6596/185/1/012032
- [13] Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L. // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. N 2. P. 022702-1. doi 10.1103/PhysRevA.78.022702
- [14] Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L. // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. N 3. P. 032706-1. doi 10.1103/PhysRevA.78.032706

- [15] *Cvejanović D., Napier S.A., Williams J.F., Pravica L., Samarin S.N., Sergeant A.D., Guagliardo P., Wilkie P.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 185. N 1. P. 012005-1. doi 10.1088/1742-6596/185/1/012005
- [16] *Pravica L., Williams J.F., Samarin S., Cvejanović D.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 388. N 4. P. 042032-1. doi 10.1088/1742-6596/388/4/042032
- [17] *Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L., Fursa D., Bray I., Zatsarinny O., Bartschat K.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. N 4. P. 042702-1. doi 10.1103/PhysRevA.79.042702
- [18] *Napier S.A., Cvejanović D., Burrow P.D., Williams J.F., Michejda J.A., Pravica L.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. N 4. P. 042710-1. doi 10.1103/PhysRevA.80.042710
- [19] *Napier S.A., Cvejanović D., Williams J.F., Pravica L.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. N 3. P. 032701-1. doi 10.1103/PhysRevA.81.032701
- [20] *Cvejanović D., Napier S.A., Williams J.F., Pravica L.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. V. 212. N 1. P. 012012-1. doi 10.1088/1742-6596/212/1/012012
- [21] *Gerchikov L., Guillemin R., Simon M., Sheinerman S.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. N 6. P. 063425. doi 10.1103/PhysRevA.95.063425
- [22] *Guillemin R., Gerchikov L., Sheinerman S., Zmerli M., Marin T., Journal L., Travnikova O., Marchenko T., Lassalle-Kaiser B., Piancastelli M.N., Simon M.* // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. N 6. P. 063409. doi 10.1103/PhysRevA.99.063409
- [23] *Nienhuis G., Heideman H.G.M.* // J. Phys. B. 1975. V. 8. N 11. P. 2225. doi 10.1088/0022-3700/8/13/014
- [24] *Богачев Г.Г., Ремета Е.Ю.* // Опт. и спектр. 2007. Т. 103. № 5. С. 733; *Bogachev G.G., Remeta E.Y.* // Opt. Spectrosc. 2007. V. 103. N 5. P. 709. doi 10.1134/S0030400X07110045
- [25] *Богачев Г.Г., Ремета Е.Ю.* // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. В. 2. С. 176. doi 10.21883/OS.2020.02.48957.266-19; *Bohachov H.G., Remeta E.Yu.* // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. N 2. P. 172. doi 10.1134/S0030400X2002006X
- [26] *Bogachev H., Remeta E., Borovik V., Zatsarinny O.* // 37th Meeting of the Division of Atomic, Molecular and Optical Physics (DAMOP 2006). Knoxville, Tennessee, USA. 16–29 May 2006. V. 51. N 3. Abstract O1.00028. P. 88.
- [27] *Bogachev H., Remeta E., Zatsarinny O.* // Abstracts of XXV Int. Conf. of Photonic, Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC), 2007, July 25-31, Freiburg, Germany, P. We091.
- [28] *Hanel G., Gstir B., Fiegele T., Hagelberg F., Becker K., Scheier P., Snegursky A., Märk T.D.* // J. Chem. Phys. 2002. V. 116. N 6. P. 2456. doi 10.1063/1.1428341
- [29] *Вукстич В.С., Ремета Е.Ю., Эрдевди Н.М., Шпенник О.Б.* // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. № 4. С. 583; *Vukstich V.S., Remeta E.Y., Erdevidi N.M., Shpenik O.B.* // Opt. Spectrosc. 2008. V. 104. N 4. P. 524. doi 10.1134/S0030400X08040073
- [30] *Barker R.B., Berry H.W.* // Phys. Rev. 1966. V. 151. N 1. P. 14. doi 10.1103/PhysRev.151.14