

УДК 539.184.5

ОДНОФОТОННАЯ ДВУКРАТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ

Килин В. А., Килин Р. Ю.

ФГБОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», Томск, Россия (634050, Томск, пр. Ленина, 30), e-mail: vak@tpu.ru

В рамках низшего не исчезающего порядка многочастичной теории возмущений рассматривается процесс двукратной ионизации атома одним фотоном. Получены выражения для амплитуд и сечений для случая ионизации атомов с заполненными оболочками. Рассчитаны сечения двукратной ионизации внешних оболочек атома Ne в форме длины и форме скорости с использованием потенциалов «замороженных» ионных остовов Ne^+ и Ne^{++} для нахождения каждой из волновых функций фотоэлектронов в нерелятивистском приближении Хартри – Фока. Термовая структура состояний описана в приближении LS-связи. На основании анализа полученных результатов показано, что для лучшего согласия рассчитываемых и экспериментальных данных необходим выход за рамки примененных приближений и сформулирована идея построения однопараметрического потенциала, эффективно учитывающего корреляции высших порядков в расчете сечений однофотонной двукратной ионизации атомов.

Ключевые слова: кратная фотоионизация, сечение ионизации, ионный потенциал, теория возмущений.

ONE-PHOTON DOUBLE IONIZATION OF ATOMS

Kilin V. A., Kilin R. Y.

National Research Tomsk Polytechnic University. 634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30, e-mail: vak@tpu.ru

The lowest-order many-body perturbation theory has been applied to the investigation of the double ionization of atoms by single photon. Analytical expressions are obtained for the amplitudes and cross sections for the ionization of closed-shell atoms. The length form and the velocity form of the cross sections have been calculated using potentials of “frozen” ionic cores of Ne^+ and Ne^{++} to find the photoelectron wave functions in non-relativistic Hartree-Fock approximation. The LS coupling has been used to describe the term structure of the involved states. By the analysis of obtained results it is found that more exact approaches are required for reaching a better agreement of theoretical results with experimental data, and an idea of developing a new single-parametric potential, which effectively takes into account higher orders correlations in calculation of one-photon double ionization cross sections, is presented.

Key words: multiple photoionization, ionization cross section, ionic potential, perturbation theory.

Введение

Взаимодействие атома с электромагнитным полем для энергий фотонов порядка порога ионизации валентных и субвалентных оболочек достаточно хорошо описывается в дипольном приближении. Обычно рассматривается однократная фотоионизация атома или фотовозбуждение одного из его электронов на дискретный уровень. Однако при энергии выше порога двукратной ионизации может также иметь место дву- и более кратная ионизация (возбуждение) атома единичным фотоном. В частности, при достаточно большой энергии ионизирующего излучения, затрагивающего субвалентные и внутренние оболочки атома, процесс множественной ионизации можно достаточно хорошо моделировать многоступенчатым процессом: на первом этапе фотоионизируется внутренняя оболочка, а затем происходит Оже-распад образовавшейся вакансии или даже каскад последовательных Оже-распадов. При энергиях фотона, не затрагивающих напрямую внутренние оболочки,

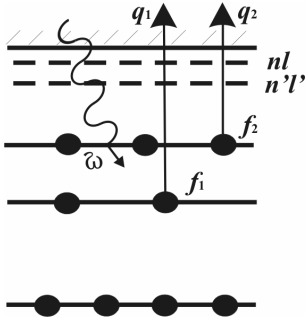


Рис.1. Модель ДФИ

ступенчатая модель уже не имеет места, и множественная ионизация происходит из-за коллективного характера взаимодействия атомных электронов, рис.1. В этом случае энергия возбуждения может быть произвольно распределена между несколькими электронами, покидающими атом при кратной ионизации.

Двукратная фотоионизация (ДФИ) атома изучалась экспериментально и теоретически начиная с конца 1970-х годов. Однако полученные результаты значительно разнятся. По-видимому, наиболее точными являются данные последних лет [2, 3, 9]. Поэтому дальнейшее исследование ДФИ остается актуальной задачей.

Основные положения теории

Пусть в результате взаимодействия с фотоном из атома с заполненными оболочками удаляются два электрона q_1 и q_2 из оболочек f_1 и f_2 . Задавая начальное состояние нулевого приближения волновой функцией основного состояния атома в приближении ХФ, $\Psi_i^{(0)} = \Phi_0 = \Psi^{(HF)}$ (вакуумное состояние), конечное состояние можно построить в виде $\Psi_{f_1 f_2}^{(0)} = a_{f_1} a_{f_2} a_{q_1}^+ a_{q_2}^+ \Phi_0$, где a и a^+ – операторы рождения дырок и частиц. При построении $\Psi_{f_1 f_2}^{(0)} [LS]$ в приближении LS -связи примем следующий порядок сложения угловых моментов: $((f_1, f_2)[L_{ic} S_{ic}] (q_1, q_2)[L_q S_q]) [LS]$. Здесь $L_{ic} S_{ic}$ – терм иона-остатка, $L_q S_q$ – орбитальный и спиновый моменты пары фотоэлектронов. $LS = {}^1P$ для атома с заполненными оболочками.

Канальное дифференциальное сечение ДФИ фотоном с энергией ω выражается через парциальные амплитуды M

$$\frac{d\sigma_{ic,q}^{++}(\omega, \varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{4\pi}{\omega c} \left[\left| M_{ic,q}(l_{q_1}, l_{q_2}) \right|^2 + \left| M_{ic,q}(l_{q_2}, l_{q_1}) \right|^2 \right] \delta(\omega - I_{ic}^{++} - \varepsilon_1 - \varepsilon_2). \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и l_{q_1} и l_{q_2} – энергии и орбитальные моменты фотоэлектронов, $c=137$ – скорость света, I_{ic}^{++} – потенциал двукратной ионизации атома (используется атомная система единиц).

Полное дифференциальное сечение является суммой канальных сечений

$$\frac{d\sigma^{++}(\omega)}{d\varepsilon_1} = \sum_{ic} \frac{d\sigma_{ic}^{++}(\omega)}{d\varepsilon_1} = \sum_{ic,q} \frac{d\sigma_{ic,q}^{++}(\omega)}{d\varepsilon_1}. \quad (2)$$

Полное абсолютное сечение ДФИ является интегральной характеристикой вида

$$\sigma^{++}(\omega) = \int_0^{\Delta E_{ic}} \frac{d\sigma^{++}(\omega)}{d\varepsilon_1} d\varepsilon_1. \text{ Энергия перехода } \Delta E_{ic} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \omega - I_{ic}^{++}, \text{ как отмечено выше, может}$$

распределяться между фотоэлектронами произвольным образом.

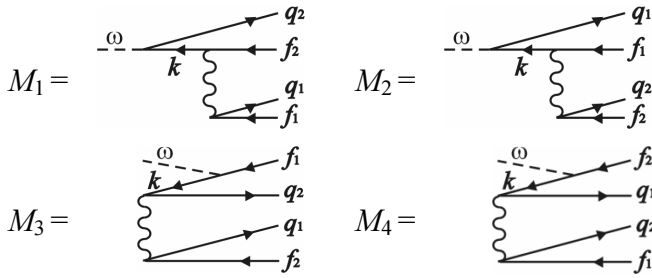


Рис. 2. Диаграммы для ДФИ (плюс обменные).

В низшем неисчезающем порядке теории возмущений (ТВ) по остаточному взаимодействию $u = H - H^{(HF)}$

амплитуда ДФИ-перехода равна сумме вкладов, графически представленных фейнмановскими диаграммами на рис. 2.

Им соответствуют аналитические

выражения – парциальные амплитуды

$$M_1 = \sum_k \frac{\langle q_2 | d | k \rangle \langle k q_1 | u | f_2 f_1 \rangle}{\varepsilon_{f_1} + \varepsilon_{f_2} - \varepsilon_{q_1} - \varepsilon_k},$$

$$M_2 = \sum_k \frac{\langle q_1 | d | k \rangle \langle k q_2 | u | f_1 f_2 \rangle}{\varepsilon_{f_1} + \varepsilon_{f_2} - \varepsilon_{q_2} - \varepsilon_k},$$

$$M_3 = \sum_k \frac{\langle k | d | f_1 \rangle \langle q_1 q_2 | u | f_2 k \rangle}{\varepsilon_{f_2} + \varepsilon_k - \varepsilon_{q_1} - \varepsilon_{q_2}},$$

$$M_4 = \sum_k \frac{\langle k | d | f_2 \rangle \langle q_2 q_1 | u | f_1 k \rangle}{\varepsilon_{f_1} + \varepsilon_k - \varepsilon_{q_1} - \varepsilon_{q_2}},$$

где суммирование по $k = \{n_k l_k, m_k, \mu_k\}$ проводится по всем дырочным ($k \leq F$) и частичным ($k > F$) состояниям, включая интегрирование по непрерывному спектру.

Окончательные формулы для парциальных амплитуд получены в методике, изложенной в [1], и выражаются через n_j -символы и приведенные дипольные и кулоновские матричные элементы. Для примера, угловые множители имеют вид

$$Y_2^{(dir)} = Y^{(0)} (-1)^{l_{f_2}} \begin{pmatrix} l_{f_1} & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_{q_2} & l_k & l_{f_2} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l_k & l_{f_1} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l_k & l_{f_2} & l_{q_2} \\ L_{ic} & l & l_{f_1} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L_{ic} & L_q & 1 \\ l_{q_1} & l & l_{q_2} \end{Bmatrix},$$

$$Y_2^{(exch)} = Y^{(0)} (-1)^{l_{f_2} + L_{ic} + S_{ic}} \begin{pmatrix} l & 1 & l_{f_1} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_{f_2} & l_k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_{q_2} & l_k & l_{f_1} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l_k & l_{f_2} & l \\ L_{ic} & l_{q_2} & l_{f_1} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & l_{q_1} & 1 \\ L_q & L_{ic} & l_{q_2} \end{Bmatrix},$$

где $Y^{(0)} = \frac{[[l_{f_1}][l_{f_2}][L_{ic}][S_{ic}][l_{q_1}][L_q][l_{q_2}][l]]}{\sqrt{3}} \delta(S_{ic}, S_q)$, $[a] = (2a+1)^{1/2}$. Они определяют правила

отбора по одноэлектронным $l_{f_1}, l_{f_2}, l_{q_1}, l_{q_2}$ и промежуточным L_{ic}, S_{ic}, L_q, S_q моментам.

Следует отметить специфичную трудность при расчете вклада парциальных амплитуд M_1 , и M_2 от промежуточных состояний p_1 и p_2 непрерывного спектра, связанную с вычислением приведенного дипольного матричного элемента вида $\langle p_1 || r || p_2 \rangle$. Такие интегралы расходятся в силу *sin*-образного асимптотического поведения радиальной части функций непрерывного спектра, но эта проблема оказалась преодолимой.

При расчете сечений ДФИ в ХФ базисе строгое определение потенциала, в котором движутся фотоэлектроны, оказывается неоднозначным в силу невозможности вычислять ВФ двух фотоэлектронов одновременно, хотя каждый фотоэлектрон движется не только в поле $V^{(N-2)}$ двукратного иона-остатка, но и в поле второго фотоэлектрона. Можно предполагать, что при малых расстояниях между фотоэлектронами, а также вблизи ядра суммарный

потенциал похож на $V^{(N-1)}$, а по мере удаления электронов от ядра и друг от друга он стремится к $V^{(N-2)}$. К тому же, медленный электрон экранирует поле двухзарядного иона, в результате чего быстрый электрон движется в поле с потенциалом, похожим на $V^{(N-1)}$. Напротив, медленный электрон движется в поле, близком к $V^{(N-2)}$. Ситуация может еще более усложняться из-за анизотропии углового распределения фотоэлектронов.

Основные результаты и выводы

Ниже представлены результаты расчета сечений ДФИ внешних оболочек неона, полученные с использованием потенциалов $V^{(N-1)}$ и $V^{(N-2)}$ для каждого из фотоэлектронов, и выполнен их сравнительный анализ. Рассмотрены переходы в шесть LS -состояний $1s^2 2s^2 2p^4 [^3P, ^1D, ^1S]$, $1s^2 2s^1 2p^5 [^3P, ^1P]$ и $1s^2 2s^0 2p^6 [^1S]$. Возможно и формирование короткоживущих возбужденных состояний Ne^{++} конфигураций $1s^2 2s^2 2p^3 nl$, $1s^2 2s^1 2p^4 nl$, $1s^2 2s^0 2p^5 nl$, когда возбуждается сразу 3 электрона, что гораздо менее вероятно. Здесь такие каналы ДФИ не рассматриваются. Относительные вклады канальных сечений η_{ic} (%) в полные абсолютные $V^{(N-1)}$ и $V^{(N-2)}$ -сечения при выбранных значениях энергии ω возбуждающего фотона и относительные вклады η_{q_1, q_2} (%) компонент в сечения каналов приведены в таблицах 1 и 2, соответственно, I_{ic}^{++} – потенциалы двукратной ионизации.

Таблица 1. Относительные вклады η_{ic} канальных сечений в полное абсолютное $V^{(N-1)}$ -сечение ДФИ неона при $\omega=110.8$ эВ и $\omega=217.0$ эВ и относительные вклады η_{q_1, q_2} компонент в сечения каналов при $\Delta E_{ic}=5$ эВ, 50 эВ и 100 эВ

Состояние конечного иона	I_{ic}^{++} (эВ)	Фотоэлектронная пара $(q_1, q_2) 2S+1L$	ω , эВ		ΔE_{ic} , эВ		
			110.8	217.0	5.0	50.0	100.0
			η_{ic} (%)		η_{q_1, q_2} (%)		
$2s^2 2p^4 [^3P]$	62.53	$(s, p) ^3P$	28.5	28.0	14.6	4.3	3.1
		$(p, d) ^3P, ^3D$			74.9	66.7	58.7
		$(d, f) ^3P, ^3D$			10.6	28.7	37.3
		$(f, g) ^3P, ^3D$			0.1	0.3	0.8
		$(g, h) ^3P, ^3D$			<0.1	<0.1	0.2
$2s^2 2p^4 [^1D]$	65.73	$(s, p) ^1P$	49.9	32.4	7.5	2.5	2.5
		$(p, d) ^1P, ^1D, ^1F$			77.8	70.6	61.0
		$(d, f) ^1P, ^1D, ^1F$			6.3	15.9	24.5
		$(f, g) ^1P, ^1D, ^1F$			<0.1	0.2	0.7
		$(g, h) ^1P, ^1D, ^1F$			<0.1	<0.1	0.1
		$(s, f) ^1F$			8.0	9.6	9.2
		$(p, g) ^1F$			0.2	1.1	1.6
$2s^2 2p^4 [^1S]$	69.44	$(d, h) ^1F$			<0.1	0.1	0.4
		$(s, p) ^1P$	14.8	13.4	81.6	26.2	19.6
		$(p, d) ^1P$			11.5	44.2	39.9
		$(d, f) ^1P$			6.9	29.2	39.2
		$(f, g) ^1P$			<0.1	0.3	1.1

$2s^1 2p^5 [^3P]$	87.93	$(g,h) ^1P$	3.4	10.5	<0.1	<0.1	0.2
		$(s,s) ^3S$			<0.1	0.4	0.3
		$(p,p) ^3S, ^3P, ^3D$			89.8	79.8	78.4
		$(d,d) ^3S, ^3P, ^3D$			1.6	7.1	7.4
		$(f,f) ^3S, ^3P, ^3D$			<0.1	0.1	0.3
		$(g,g) ^3S, ^3P, ^3D$			<0.1	<0.1	<0.1
		$(h,h) ^3S, ^3P, ^3D$			<0.1	<0.1	<0.1
		$(s,d) ^3D$			8.5	10.4	9.2
		$(p,f) ^3D$			0.2	1.4	2.9
		$(d,g) ^3D$			<0.1	0.9	1.5
$2s^1 2p^5 [^1P]$	98.42	$(f,h) ^3D$	3.4	11.7	<0.1	<0.1	0.1
		$(s,s) ^1S$			1.0	1.4	1.3
		$(p,p) ^1S, ^1P, ^1D$			87.6	49.6	47.0
		$(d,d) ^1S, ^1P, ^1D$			8.9	32.7	28.6
		$(f,f) ^1S, ^1P, ^1D$			<0.1	0.3	1.0
		$(g,g) ^1S, ^1P, ^1D$			<0.1	<0.1	<0.1
		$(h,h) ^1S, ^1P, ^1D$			<0.1	<0.1	<0.1
		$(s,d) ^1D$			1.0	11.3	13.3
		$(p,f) ^1D$			0.5	4.0	6.2
		$(d,g) ^1D$			<0.1	0.8	2.5
$2s^0 2p^6 [^1S]$	121.90	$(f,h) ^1D$	0.0	4.0	<0.1	<0.1	0.1
		$(s,p) ^1P$			99.8	76.9	61.4
		$(p,d) ^1P$			0.2	22.3	36.0
		$(d,f) ^1P$			<0.1	0.8	2.6
		$(f,g) ^1P$			<0.1	<0.1	0.1
		$(g,h) ^1P$			<0.1	<0.1	<0.1

Таблица 2. Относительные вклады η_{ic} канальных сечений в полное абсолютное $V^{(N-2)}$ -сечение ДФИ неона при $\omega=111.4$ эВ и $\omega=300.0$ эВ и относительные вклады η_{q_1,q_2} компонент в сечения каналов при $\Delta E_{ic}=5$ эВ, 50 эВ и 100 эВ

Состояние конечного иона	I_{ic}^{++}	Фотоэлектронная пара $(q_1,q_2) ^{2S+1}L$	ω , эВ			ΔE_{ic} , эВ	
			111.4	300.0	5.0	50.0	100.0
			η_{ic} (%)			η_{q_1,q_2} (%)	
$2s^2 2p^4 [^3P]$	62.53	$(s,p) ^3P$	32.7	29.0	6.7	2.9	2.6
		$(p,d) ^3P, ^3D$			89.9	94.0	93.8
		$(d,f) ^3P, ^3D$			3.4	2.7	2.9
		$(f,g) ^3P, ^3D$			0.1	0.4	0.7
		$(g,h) ^3P, ^3D$			<0.1	<0.1	<0.1
$2s^2 2p^4 [^1D]$	65.73	$(s,p) ^1P$	44.9	35.4	5.8	3.2	3.4
		$(p,d) ^1P, ^1D, ^1F$			81.6	86.8	85.4
		$(d,f) ^1P, ^1D, ^1F$			4.8	3.5	3.7
		$(f,g) ^1P, ^1D, ^1F$			0.1	0.4	0.8

					(g,h) ¹ P, ¹ D, ¹ F	<0.1	<0.1	<0.1
					(s,f) ¹ F	7.4	5.2	5.2
					(P,g) ¹ F	0.3	0.8	1.2
					(d,h) ¹ F	<0.1	0.2	0.3
2s ² 2p ⁴ [¹ S]	69.44		11.6	11.3	(s,p) ¹ P	68.9	18.8	17.9
					(p,d) ¹ P	25.7	77.0	77.2
					(d,f) ¹ P	5.0	2.8	2.9
					(f,g) ¹ P	0.4	1.4	2.0
					(g,h) ¹ P	<0.1	<0.1	0.1
2s ¹ 2p ⁵ [³ P]	87.93		4.2	8.4	(s,s) ³ S	<0.1	0.3	0.4
					(p,p) ³ S, ³ P, ³ D	69.9	64.4	56.3
					(d,d) ³ S, ³ P, ³ D	28.1	19.3	17.7
					(f,f) ³ S, ³ P, ³ D	<0.1	0.3	0.5
					(g,g) ³ S, ³ P, ³ D	<0.1	<0.1	<0.1
					(h,h) ³ S, ³ P, ³ D	<0.1	<0.1	<0.1
					(s,d) ³ D	1.8	14.0	23.9
					(p,f) ³ D	0.2	1.6	0.9
					(d,g) ³ D	<0.1	0.1	0.3
					(f,h) ³ D	<0.1	<0.1	<0.1
2s ¹ 2p ⁵ [¹ P]	98.42		6.6	12.5	(s,s) ¹ S	1.0	1.5	1.6
					(p,p) ¹ S, ¹ P, ¹ D	43.3	41.4	44.3
					(d,d) ¹ S, ¹ P, ¹ D	51.3	33.4	23.8
					(f,f) ¹ S, ¹ P, ¹ D	0.1	0.5	0.7
					(g,g) ¹ S, ¹ P, ¹ D	<0.1	<0.1	0.1
					(h,h) ¹ S, ¹ P, ¹ D	<0.1	<0.1	<0.1
					(s,d) ¹ D	3.3	19.4	24.5
					(p,f) ¹ D	1.1	3.4	4.4
					(d,g) ¹ D	<0.1	0.3	0.6
					(f,h) ¹ D	<0.1	<0.1	0.1
2s ⁰ 2p ⁶ [¹ S]	121.90		0.0	3.7	(s,p) ¹ P	93.2	65.6	57.2
					(p,d) ¹ P	6.6	33.0	39.5
					(d,f) ¹ P	0.1	1.4	3.1
					(f,g) ¹ P	<0.1	0.1	0.3
					(g,h) ¹ P	<0.1	<0.1	<0.1

Видно, что пары (компоненты), включающие фотоэлектрон с орбитальным моментом $l > 5$, дают пренебрежимо малый вклад в абсолютные каналные сечения, поэтому в их расчете такие фотоэлектроны не учитывались. Однако относительный вклад $\eta_{q1,q2}$ фотоэлектронных пар с высшими моментами имеет тенденцию к возрастанию с увеличением энергии фотона. Так, при $\omega=320$ эВ некоторые компоненты еще не достигают своего максимума. Таким образом, абсолютные сечения несколько недооценены для высоких энергий фотона. Рассчитанные

полные абсолютные $V^{(N-1)}$ и $V^{(N-2)}$ -сечения ДФИ в формах длины и скорости в сравнении с экспериментальными и теоретическими данными других авторов приведены на рис.2.

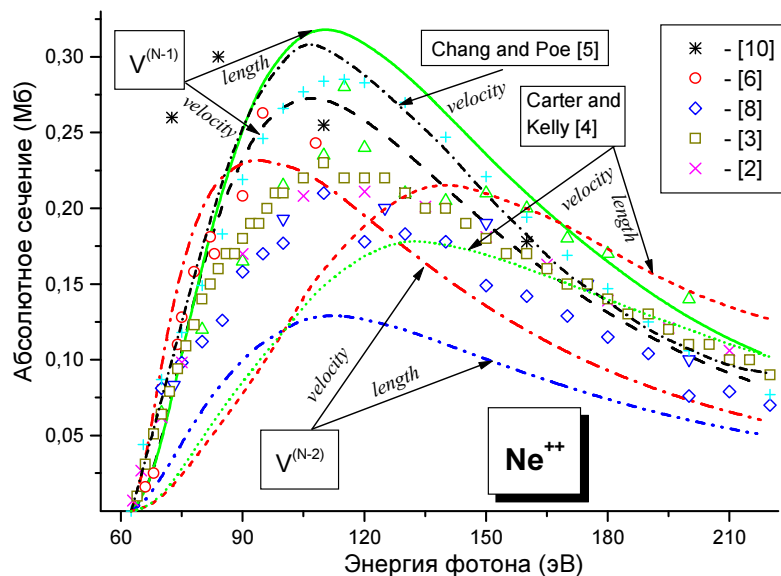


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные сечения ДФИ

следствие, более сильным притяжением фотоэлектронов к иону-остатку. Наименьшим оказалось $V^{(N-2)}$ -сечение в форме длины ($\sigma_{\max}^{++}=0.13$ Мб при $\omega=112$ эВ), в 2–2.5 раза меньше $V^{(N-1)}$ -сечения. Подводя итог, нужно отметить большое различие между полными абсолютными сечениями 4-х вариантов расчета, особенно между $V^{(N-1)}$ - и $V^{(N-2)}$ -сечениями в форме длины. При этом выявляются следующие характерные черты:

- обе формы $V^{(N-2)}$ -сечений заметно меньше сечений $V^{(N-1)}$;
- $V^{(N-1)}$ - и $V^{(N-2)}$ -сечения в форме длины отличаются наиболее значительно, в 2 – 2.5 раза, однако имеют близкое к экспериментальному положение максимумов по энергии;
- значение максимума $V^{(N-2)}$ -сечения в форме скорости (0.23 Мб при 94 эВ для) хорошо соответствует эксперименту, однако максимум смещен в сторону меньших энергий фотона;
- в области непосредственно за порогом двукратной ионизации $V^{(N-2)}$ -сечение в форме скорости лежит выше, а за максимумом – ниже экспериментального;
- почти все экспериментальные точки лежат между $V^{(N-1)}$ - и $V^{(N-2)}$ -сечениями в форме длины;
- полные (и каналные) $V^{(N-1)}$ - и $V^{(N-2)}$ -сечения в форме скорости лежат между $V^{(N-1)}$ - и $V^{(N-2)}$ -сечениями в форме длины.

Таким образом, ни один из вариантов расчета сечений ДФИ не дал полностью удовлетворительного согласия с имеющимися экспериментальными данными. По-видимому, в расчете необходимо учитывать корреляционные поправки высших порядков ТВ. Однако их прямой расчет встречает значительные трудности из-за стремительного увеличения числа диаграмм и многократного интегрирования по промежуточным состояниям. Поэтому имеет

Отметим, что $V^{(N-1)}$ -потенциал дает хорошее согласие с экспериментом по энергетическому положению максимума сечения, но значительно переоценивает как само сечение в области от 30–150 эВ выше порога, так и его максимум. Вычисленные $V^{(N-2)}$ -сечения оказались значительно меньше $V^{(N-1)}$ -сечений, что физически вполне оправдано большей локализацией $V^{(N-2)}$ -потенциала и, как

смысл разработать метод эффективного учета корреляций высших порядков, оставаясь формально в рамках низшего неисчезающего порядка ТВ. Таковым может быть метод, основанный на использовании потенциала $V^{(N-q)}$ с вариационным параметром q ($1 < q < 2$), ответственным за взаимное экранирование фотоэлектронами кулоновского поля иона-остатка.

Список литературы

1. Килин В. А. Методика расчета амплитуд и вероятностей переходов в атомах с учетом корреляций в рамках многочастичной нестационарной теории возмущений // Вестник ТПУ. – 2004. – Т. 307, № 6. – С. 5–13.
2. Barlett R. J. Single-photon double ionization of He and Ne / Walsh P. J., He Z. X., Chung Y., Lee E. M. and Samson J. A. R. // Phys. Rev. A. – 1992. – V. 46. – P. 5574–5579.
3. Bizau J. M., Wuilleumier F. J. // J. Electr. Spectr. Rel. Phenomena. – 1995. – V. 71. – P. 205–224.
4. Carter S. L. and Kelly H. P. Double photoionization of neon and argon // Phys. Rev. A. – 1977. – V. 16. – № 4. – P. 1525–1534.
5. Chang T. N., Poe R. T. Double photoionization of neon // Phys. Rev. A. – 1975. – V. 12. – № 4. – P. 1432–1435.
6. Holland D. M. P., Codling K., West J. B. Multiple photoionisation in the rare gases from threshold to 280 eV // J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. – 1979. – V. 12. – № 15. – P. 2465–2484.
7. Samson J. A. R. and Haddad G. N. Multiple Photoionization of the Rare Gases // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – № 15. – P. 875–878.
8. Samson J. A. R. and Angel G. C. Double-photoionization studies of Ne, O and N from threshold to 280 eV // Phys. Rev. A. – 1990. – V. 42. – P. 5328–5334.
9. Schartner K.-H., Mentzel G., Magel B., Moebus B., Ehresmann A., Vollweiler F. and Schmoranzner H. State-selective study of the direct double photoionization of the Ne valence shell // J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. – 1993. – V. 26. – № 15. – L445–L450.
10. Schmidt V., Sander N., Kuntzemuller H., and others. E. Double photoionization of rare gases. II. Ion formation by electron impact // Phys. Rev. – 1976. – V. 13. – P. 1748–1755.

Рецензенты:

Шаповалов А. В., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой теоретической физики Физического факультета Национального исследовательского Томского государственного университета, г. Томск.

Гриняев С. Н., д.ф.-м.н., доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики Физико-технического института Национального исследовательского Томского политехнического университета, г. Томск.