

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ КАНАЛОВ ЗАСЕЛЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ В $KrIII$

Килин В.А., Килин Р.Ю.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет (634050, г. Томск, проспект Ленина, дом 30), e-mail: vak@tpu.ru

В работе обсуждаются возможные каналы заселения флуоресцентных ионных состояний $KrIII 4s^{-1}4p^{-1}$ из возбужденных состояний $KrIII 4p^{-3} nl$. Показано, что при вычислении полной радиационной ширины возбужденных состояний должны быть приняты во внимание, наряду с очевидно существующими переходами $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4p^{-3}n'l'$ или $KrIII 4p^{-3}np \rightarrow KrIII 4p^{-2}$ видимого диапазона длин волн, нетривиальные дипольные переходы $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4s^{-1}4p^{-1}$. Эти переходы имеют существенно корреляционную природу, поскольку излучение одного фотона вызвано изменением состояний, по крайней мере, двух электронов. Вычисления выполнены в низшем не исчезающем порядке теории возмущений (ТВ) в базе нерелятивистских ХФ волновых функций в приближении LS-связи. Часть корреляционных поправок высших порядков учтена эффективным образом за счет выбора потенциалов при расчете одноэлектронных функций и энергий. Установлено, что нетривиальные корреляционные переходы дают весьма заметный вклад в полную радиационную ширину начального состояния, а некоторые из них вполне могут конкурировать с переходами видимого диапазона длин волн.

Ключевые слова: радиационные переходы, многоэлектронные переходы, корреляционное взаимодействие, теория возмущений, флуоресцентные состояния.

THEORETICAL STUDY OF CORRELATIVE CHANNELS POPULATING THE FLUORESCENT $KrIII$ STATES

Kilin V.A., Kilin R.Y.

National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia (634050, Tomsk, Lenin av., 30), e-mail: vak@tpu.ru

Possible channels of populating the fluorescent ionic states $KrIII 4s^{-1}4p^{-1}$ from the excited $KrIII 4p^{-3} nl$ states are discussed. It is shown that the non-trivial $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4s^{-1}4p^{-1}$ dipole transitions should be taken into account equally with the obvious transitions $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4p^{-3}n'l'$ and $KrIII 4p^{-3}np \rightarrow KrIII 4p^{-2}$ of the visible frequency range. These transitions are of essentially correlative nature since the radiation of a single photon occurs owing to change of two one-electron states, at least. The lowest non-vanishing order of the perturbation theory (PT) based on non-relativistic HF wave functions and LS coupling scheme have been used in calculations. A part of the higher order correlative interactions is taken into account through the use of ionic potentials in calculating the single electron wave functions and energies. It is found that non-trivial correlative transitions significantly contribute in the total radiation width of the initial states. Some of such transitions successfully compete with those of the visible frequency range.

Keywords: radiation transitions, many-electron transitions, correlative interaction, perturbation theory, fluorescent states.

Для достоверной интерпретации экспериментальных спектроскопических данных требуется знать ширину каналов заселения флуоресцентных состояний и, следовательно, полную ширину промежуточных состояний, если таковые существуют. В частности, представляют интерес полные ширины промежуточных ионных состояний типа $KrIII 4p^{-3} nl$, которые могут проявляться во флуоресцентных спектрах после $3d$ ионизации атома Kr или его возбуждения в резонансное $KrI 3d^{-1} np$ состояние после их автоионизационных распадов. Вполне очевидны радиационные каналы, представленные одноэлектронными дипольными переходами типа $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4p^{-3}n'l'$ или $KrIII 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII 4p^{-2}$, в которых меняет состояние только оптический электрон nl . Однако можно указать на существование и других

не столь тривиальных дипольных переходов из $KrIII\ 4p^{-3}nl$, именно $KrIII\ 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII\ 4s^{-1}4p^{-1}$, в которых изменяются состояния сразу двух электронов благодаря корреляционным

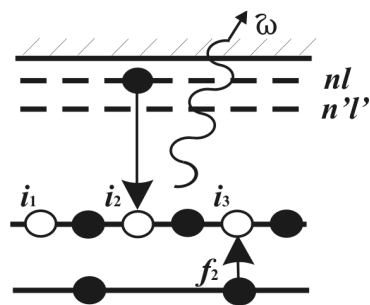


Рис. 1. Двухэлектронный радиационный переход

взаимодействиям. Схематическое изображение двухэлектронного корреляционного перехода типа $i_1 i_2 i_3\ nl \rightarrow i_{1,2,3}\ f\ n'l'$ (например, $KrIII\ 4p^{-3}nl \rightarrow KrIII\ 4s^{-1}4p^{-1}$) с участием возбужденного электрона nl представлено на рис.1. В этих переходах одна из конечных вакансий, а именно $4s$ -вакансия, лежит в более глубокой оболочке, чем начальные $4p$ -вакансии, т.е. реализуется предсказанный нами ранее работах в [1,2] механизм «углубления» или «встречного движения» вакансий. Заметим, что одна из начальных $4p$ -дырок не принимает непосредственного

участия в этих переходах – остается «наблюдателем», в то время как две другие $4p$ -дырки заполняются внешним np - и внутренним $4s$ -электронами. Поскольку конечная $4s$ -вакансия лежит ниже по энергии, чем начальные $4p$ -дырки, излучаемый фотон имеет меньшую энергию, чем в обычном однофотонном распаде двухдырочного состояния [3].

Для анализа относительной ширины двухэлектронных переходов рассмотрены также «некорреляционные» переходы типа $KrIII\ 4p^{-3}\ np \rightarrow KrIII\ 4p^{-3}\ n's/d$, в которых меняется состояние только оптического электрона. Показано, что ширина некоторых корреляционных переходов сравнима с «некорреляционными» (далее c - и nc -переходы, соответственно).

Вообще говоря, каналы заселения могут содержать и более сложные корреляционные переходы, в которых сразу три электрона меняют свои состояния, например, трехэлектронные радиационные переходы [8] типа $KrII\ 4s^{-2}\ nl \rightarrow 4p^{-2}\ n'l'$.

Основные положения теории

Вероятность радиационного перехода между состояниями $|\gamma LS\rangle$ и $|\gamma' L'S'\rangle$ (здесь γ обозначает весь остальной набор квантовых чисел) выражается известным соотношением

$$W = \frac{4\alpha^3 \omega^3}{3(2L+1)} |\langle \gamma LS \| D \| \gamma' L'S' \rangle|^2 \delta(E_{\gamma LS} - E_{\gamma' L'S'} + \omega),$$

где ω – энергия излучаемого фотона, $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $\langle \gamma LS \| D \| \gamma' L'S' \rangle$ – приведенный дипольный матричный элемент. Согласно известным правилам отбора для дипольных переходов, орбитальный момент оптического электрона меняется на единицу, ($\Delta l = |l - l'| = 1$), а изменение полных угловых моментов системы удовлетворяет соотношениям $\Delta L = |L - L'| = 0, 1$ и $\Delta S = |S - S'| = 0$.

Суммарная ширина nc -переходов $KrIII 4p^{-3} nl \rightarrow KrIII 4p^{-3} n'l'$ видимого диапазона может быть с достаточной степенью точности вычислена в низшем порядке ТВ по межэлектронному взаимодействию как сумма вероятностей переходов оптического электрона nl при неизменном терме ионного остова $KrIII 4p^{-3}[L_iS_i=L_fS_f]$. Переходы с изменением терма остова ($L_iS_i \neq L_fS_f$) определяются диаграммами более высокого порядка ТВ, вклад которых значительно меньше. Поэтому здесь учтены только nc -переходы без изменения терма. Тем не менее количество различных nc -переходов с изменением терма остова довольно велико, так что их суммарный вклад в полную ширину, несмотря на малость их парциальных ширин, может оказаться заметным. Это следует учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

Рассмотрим c -переходы вида $i_1i_2i_3 n \rightarrow i_{1,2,3} f n'$. Заметим, что в этих переходах одна из начальных вакансий не меняется, т.е. является «наблюдателем». Парциальным амплитудам низшего неисчезающего порядка ТВ

$$M_1 = \sum_k \langle i_1 | \hat{d} | k \rangle \frac{\langle i_2 k | u | fn \rangle}{E_{i_2 k f n}}$$

$$M_2 = \sum_k \langle i_2 | \hat{d} | k \rangle \frac{\langle i_1 k | u | fn \rangle}{E_{i_1 k f n}}$$

$$M_3 = \sum_k \langle k | \hat{d} | n \rangle \frac{\langle i_2 i_1 | u | fk \rangle}{E_{i_2 i_1 f k}}$$

$$M_4 = \sum_k \langle k | \hat{d} | f \rangle \frac{\langle i_2 i_1 | u | kn \rangle}{E_{i_2 i_1 k n}}$$

соответствуют фейнмановские диаграммы на рис. 2.

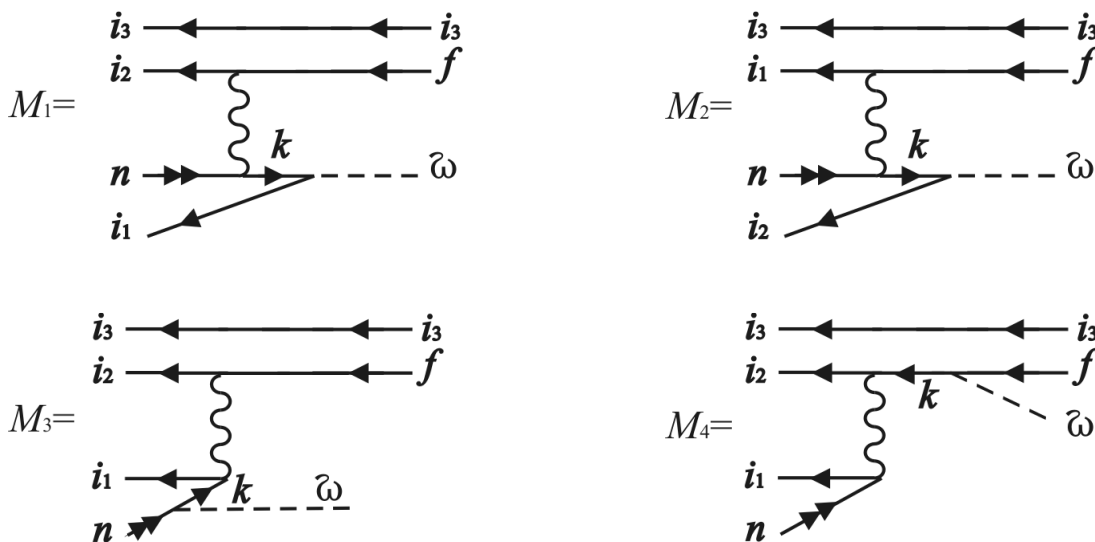


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы (плюс обменные к ним) для c -переходов типа $i_1i_2i_3 n \rightarrow i_{1,2,3} f n'$. Вакансия i_3 выступает в роли «наблюдателя»

Суммирование проводится по промежуточным дырочным и дискретным возбужденным состояниям и включает интегрирование по состояниям непрерывного спектра. Так как любая из трех i_1, i_2, i_3 вакансий может играть роль «наблюдателя» в переходе типа $i_1i_2i_3 n \rightarrow i_{1,2,3} f n'$, к

диаграммам рис. 2 добавляются аналогичные диаграммы, получаемые циклической перестановкой индексов начальных вакансий. Для переходов $4p^{-3} nl \rightarrow 4s^{-1} 4p^{-1}$ с тремя эквивалентными $4p$ -вакансиями расчет упрощается введением множителя 3 на этапе вычисления ширины переходов. Диаграммы учитывают корреляции в начальном и конечном состояниях в рамках первого порядка ТВ. Определенная часть корреляционных взаимодействий высших порядков ТВ может быть учтена эффективно [4] выбором потенциала, в котором вычисляются волновые функции.

Формулы для вычисления угловых множителей парциальных амплитуд получены в приближении LS -связи при следующей схеме сложения моментов:

$$\Psi_{in} = N_{in} \sum_{L_1 S_1} G_{L_1 S_1}^{L_i S_i} |i_1 i_2 [L_1 S_1] i_3 [L_i S_i] n [LS]\rangle \quad \Psi_{fn} = N_{fn} |i_3 f [L_f S_f] n' [L' S']\rangle, \text{ где}$$

N – нормировочные множители, $G_{L_1 S_1}^{L_i S_i}$ – генеалогические коэффициенты. Для исследуемых переходов $4p^{-3} nl \rightarrow 4s^{-1} 4p^{-1}$ нормировочные множители равны $N_{in}=1/\sqrt{3}$, $N_{fn}=1$. Так что ВФ начального состояния, в зависимости от терма ионного остова $L_i S_i$, приобретают вид:

$$\Psi_{in} [{}^4S] = \frac{1}{\sqrt{3}} 4p^{-2} [{}^3P] 4p^{-1} [{}^4S] \quad np [{}^{3,5}P],$$

$$\Psi_{in} [{}^2P] = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{\sqrt{2}}{3} 4p^{-2} [{}^1S] - \frac{1}{\sqrt{2}} 4p^{-2} [{}^3P] - \frac{\sqrt{15}}{18} 4p^{-2} [{}^1D] \right] 4p^{-1} [{}^2P] \quad np [{}^{1,3}SPD],$$

$$\Psi_{in} [{}^2D] = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} 4p^{-2} [{}^3P] - \frac{1}{\sqrt{2}} 4p^{-2} [{}^1D] - \frac{\sqrt{15}}{18} 4p^{-2} [{}^1D] \right] 4p^{-1} [{}^2D] \quad np [{}^{1,3}PD].$$

Окончательные выражения для орбитальных Y_α и спиновых A, B множителей парциальных амплитуд M_α , полученные в рамках изложенной в [6] методики имеют вид:

$$Y_1 = (-1)^{l_1 + l_2 + L + M'} [L_1][L_i][L][L'] \begin{pmatrix} L' & 1 & L \\ -M' & m & M \end{pmatrix} \sum_{l, l_k, \lambda, x, y} (-1)^\lambda [x]^2 [y]^2 \left\{ \begin{matrix} \lambda & L_i & x \\ L & l_k & l \end{matrix} \right\} \times$$

$$\left\{ \begin{matrix} l_i & L_i & y \\ l_i & l_i & L_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} y & L' & \lambda \\ l_f & l_i & l_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L_i & \lambda & x \\ L' & l_i & y \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & 1 & L' \\ l_i & x & l_k \end{matrix} \right\},$$

$$Y_2 = (-1)^{l_1 + l_2 + L + M'} [L_1][L_i][L][L'] \begin{pmatrix} L' & 1 & L \\ -M' & m & M \end{pmatrix} \sum_{l, l_k, \lambda, x, y} (-1)^\lambda [x]^2 [y]^2 \left\{ \begin{matrix} l_k & L' & x \\ l_i & \lambda & l_f \end{matrix} \right\} \times$$

$$\left\{ \begin{matrix} l_i & L_i & y \\ l_i & l_i & L_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} y & L & \lambda \\ l & l_i & L_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & x & l_i \\ l_i & y & \lambda \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & 1 & L' \\ l_k & x & l_i \end{matrix} \right\},$$

$$Y_3 = (-1)^{l_2 + l_3 + L_1 + M'} [L_1][L_i][L][L'] \begin{pmatrix} L' & 1 & L \\ -M' & m & M \end{pmatrix} \times$$

$$\sum_{l, \lambda, l_k} \left\{ \begin{matrix} l_i & \lambda & l_f \\ l_k & L_1 & l_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L_i & L' & l_k \\ l_f & L_1 & l_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_k & l & 1 \\ L & L' & L_i \end{matrix} \right\}$$

$$Y_4 = (-1)^{l_{i_1}+L_1+L_i+L+L'+M'} [L_1][L_i][L][L'] \begin{pmatrix} L' & 1 & L \\ -M' & m & M \end{pmatrix} \times$$

$$\sum_{l, \lambda, l_k} \begin{Bmatrix} l_{i_2} & \lambda & l_k \\ l & L_1 & l_{i_1} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_{i_3} & L & l_k \\ l & L_1 & L_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_k & l_f & 1 \\ L' & L & l_{i_3} \end{Bmatrix}$$

$$A = (-1)^{S_i - 1/2} [S_1][S_i] \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & S \\ 1/2 & S_i & S_1 \end{Bmatrix} \delta_{SS'} \delta_{M_S M_{S'}}, \quad B = (-1)^{1+S_1} A.$$

Основные результаты и обсуждение

При вычислении амплитуд переходов волновые функции возбужденных электронов nl каждого состояния $KrIII 4p^{-3}[L_i S_i] nl [LS]$ рассчитаны в «замороженном» поле ионного остова $4p^{-3}[L_i S_i]$. При суммировании по k учтены, кроме дырочных, по 4 дискретных возбуждения, а также состояния непрерывного спектра, рассчитанные в 35 точках по энергии для каждого разрешенного правилами отбора значения орбитального момента l_k . Для вычисления энергии переходов использованы энергии LS -состояний, полученные на основе статистического усреднения экспериментальных [9] энергий LSJ -состояний. Достоверность вычисления приведенных дипольных матричных элементов $\langle \gamma LS \| D \| \gamma L' S \rangle$ протестирована расчетом матричных элементов для переходов $2p^{-1} 3s \rightarrow 2p^{-1} 3p$ в Ne и сравнением с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными ([5] и ссылки в ней).

Проведен расчет характеристик дипольных переходов из состояний $KrIII 4p^{-3}[L_i S_i] 5p [LS]$ в состояния $KrIII 4p^{-3}[L_f S_f = L_i S_i] 5s[L' S]$, $KrIII 4p^{-3}[L_f S_f = L_i S_i] 4d[L' S]$ (всего 55 nc -переходов) и $KrIII 4s^{-1} 4p^{-1} [L' S]$ (всего 11 nc -переходов), а также из $KrIII 4p^{-3}[L_i S_i] 6p [LS]$ в состояния $KrIII 4p^{-3}[L_f S_f = L_i S_i] ns[L' S]$ ($n=5,6$), $KrIII 4p^{-3}[L_f S_f = L_i S_i] nd[L' S]$, $n=4,5$ (всего 92 nc -перехода) и $KrIII 4s^{-1} 4p^{-1} [L' S]$ (всего 11 nc -переходов). В Таблице 1 приведены энергия ω (эВ) и ширина Γ (эВ) только c -переходов, вычисленная в форме длины и в форме скорости, и относительная ширина η (% от суммарной рассчитанной радиационной ширины начального состояния). Анализируя ширину переходов из $4p^{-3}[L_i S_i] 5p [LS]$, можно сделать следующие выводы:

- большинство nc -переходов в состоянии конфигурации $4p^{-3}5s$ более вероятны, чем в $4p^{-3}4d$;
- более вероятны nc -переходы в состоянии с большим статистическим весом $(2L'+1)(2S+1)$;
- вероятности c -переходов сравнительно малы, их относительный вклад составляет от десятых до нескольких процентов полной ширины соответствующей группы переходов;
- ширина c -переходов примерно соответствует таковым из наиболее слабых nc -переходов;

- ширина переходов, вычисленная в форме длины и в форме скорости, иногда заметно отличается (что естественно при использовании приближения ХФ), однако величина относительного вклада мало зависит от формы вычисления.

Экспериментальная энергия ω (эВ) [9,10] и вычисленная ширина Γ (эВ) дипольных корреляционных переходов в форме длины (R) и в форме скорости (V) и относительная ширина η (%) s -перехода

$4p^{-3}[L_iS_i]$ $5p[LS]$	Терм $4s4p^5$	$\omega_{\text{эксп}}$ (эВ)		Γ (10^{-6} эВ) R - форма	η (%)	Γ (10^{-6} эВ) V -форма	η (%)
		[10]	[9]				
$^4S\ 5p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	8.064	7.717	0.0003	0.1	0.0000	0.0
$^2P\ 5p\ ^1S$	$4s4p^5\ ^1P$	8.612		0.0067	0.5	0.0003	0.1
$^2P\ 5p\ ^1P$	$4s4p^5\ ^1P$	8.372	8.727	0.0142	1.7	0.0033	0.4
$^2P\ 5p\ ^1D$	$4s4p^5\ ^1P$	8.722	8.709	0.0034	0.3	0.0017	0.1
$^2P\ 5p\ ^3S$	$4s4p^5\ ^3P$	11.612	11.270	0.3190	30.0	0.1321	12.6
$^2P\ 5p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	12.081	11.620	0.0409	2.9	0.0038	0.4
$^2P\ 5p\ ^3D$	$4s4p^5\ ^3P$	11.649	11.305	0.0104	0.8	0.0066	0.7
$^2D\ 5p\ ^1P$	$4s4p^5\ ^1P$	6.492	6.477	0.0835	9.0	0.0338	4.5
$^2D\ 5p\ ^1D$	$4s4p^5\ ^1P$	7.572	7.565	0.0165	1.1	0.0017	0.2
$^2D\ 5p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	10.908	10.007	0.36451	15.1	0.0454	3.3
$^2D\ 5p\ ^3D$	$4s4p^5\ ^3P$	9.659	9.457	0.0560	4.6	0.0184	1.9
$^4S\ 6p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	13.761	13.414	0.0118	5.8	0.0016	1.0
$^2P\ 6p\ ^1S$	$4s4p^5\ ^1P$	12.644		0.1605	25.5	0.0401	12.4
$^2P\ 6p\ ^1P$	$4s4p^5\ ^1P$	14.358	14.713	0.0736	19.3	0.0395	15.5
$^2P\ 6p\ ^1D$	$4s4p^5\ ^1P$	14.473	14.460	0.0020	0.5	0.0006	0.2
$^2P\ 6p\ ^3S$	$4s4p^5\ ^3P$	17.686	17.344	0.3090	51.3	0.1765	37.0
$^2P\ 6p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	17.920	17.459	0.1986	31.0	0.0832	23.7
$^2P\ 6p\ ^3D$	$4s4p^5\ ^3P$	17.670	17.326	0.0000	0.0	0.0000	0.0
$^2D\ 6p\ ^1P$	$4s4p^5\ ^1P$	12.517	12.502	0.2370	45.4	0.1225	36.5
$^2D\ 6p\ ^1D$	$4s4p^5\ ^1P$	12.903	12.896	0.0483	9.8	0.0164	5.3
$^2D\ 6p\ ^3P$	$4s4p^5\ ^3P$	16.637	15.736	0.5612	58.8	0.2146	47.2
$^2D\ 6p\ ^3D$	$4s4p^5\ ^3P$	15.722	15.520	0.0864	25.3	0.0438	13.0

В таблице также приведены результаты для переходов из более высоко возбужденных состояний $KrIII\ 4p^{-3}[L_iS_i]\ 6p\ [LS]$. Переходы из этих состояний энергетически разрешены во все нижележащие состояния $KrIII\ 4p^{-3}[L_fS_f=L_iS_i]\ 5s,6s\ [L'S]$, $KrIII\ 4p^{-3}[L_fS_f=L_iS_i]\ 4d,5d[L'S]$ и $KrIII\ 4s^{-1}\ 4p^{-1}\ [L'S]$, так что общее количество nc -переходов практически вдвое больше, чем

при распаде конфигурации $4p^{-3}[L_iS_i] 5p$. Наиболее сильными из nc -переходов оказались те, в которых не изменяется главное квантовое число возбужденного электрона. К ним относятся переходы в состояния $4p^{-3} 6s$, несмотря на более высокие энергии фотона в переходах $4p^{-3} 6p \rightarrow 4p^{-3} 5s$. Среди переходов в $4p^{-3} nd$ более вероятны переходы в $4p^{-3} 4d$, чем в $4p^{-3} 5d$. Это означает, что, по крайней мере, некоторые из состояний $4p^{-3} 4d$ могут довольно вероятно заселяться посредством nc -переходов не только из $4p^{-3} 5p$, но и из состояний $4p^{-3} 6p$.

Вероятность c -переходов $4p^{-3} 6p \rightarrow 4s^{-1}4p^{-1}$ больше вероятности таких же переходов из $4p^{-3} 5p$ в основном из-за больших энергий фотона. Это приводит и к большему относительному весу c -переходов при распаде $4p^{-3} 6p \rightarrow 4s^{-1}4p^{-1}$. Однако при оценке полных ширин не учтены nc -переходы с изменением терма ионного остова, количество которых вдвое больше. Предположительно, их учет может привести к примерно такому же относительному вкладу c -переходов в полную ширину состояний $4p^{-3} 6p$, как и в таковую состояний $4p^{-3} 5p$.

В заключение отметим, что полученные результаты однозначно свидетельствуют о важности учета корреляционных взаимодействий при рассмотрении флуоресцентных распадов возбужденных состояний двукратных ионов. Нетривиальные корреляционные переходы типа $KrIII 4p^{-3} nl \rightarrow 4s^{-1} 4p^{-1}$ дают весьма заметный вклад в полную радиационную ширину начального состояния, а некоторые из них вполне могут конкурировать с переходами типа $KrIII 4p^{-3} nl \rightarrow Kr III 4p^{-3} n'l'$ видимого диапазона длин волн.

Список литературы

1. Амусья М.Я., Килин В.А., Ли И.С. Углубление вакансий в корреляционных распадах двухдырочных состояний атомов // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10. – № 17. – С. 1029–1033.
2. Амусья М.Я., Килин В.А., Ли И.С., Колесникова А.Н. Встречное движение вакансий при корреляционных распадах двухдырочных состояний // Письма в ЖТФ. – 1985. – Т. 11. – С. 343–346.
3. Амусья М.Я., Колесникова А.Н., Ли И.С. Излучение низкоэнергетических фотонов при совместном распаде двух вакансий // Известия АН СССР, Сер. Физ. – 1986. – № 7. – С. 1279–1284.
4. Амусья М.Я. Атомный фотоэффект. – М.: Наука, 1987. – 272 с.
5. Зеличенко В.М., Килин В.А., Конев В.В., Корюкина Е.В. Сравнение аналитического и численного методов в приложении к расчету возбужденных состояний атомов // Известия ВУЗов. Физика. – 1998. – Т. 7. – С. 120–128.

6. 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.
7. Ehresmann A., Kilin V.A., Chernysheva L.V., Schmoranzer H., Amusia M.Ya., and Schartner K-H. Three-electron radiative transitions // J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. – 1993. – V. 26. – P. L97-L102.
8. Ehresmann A., Kilin V.A., Chernysheva L.V., Schmoranzer H., Amusia M.Ya., and Schartner K-H. Three-electron radiative transitions // J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. – 1993. – V. 26. – P. L97-L102.
9. Moore C.E. Atomic Energy Levels.-National Bureau of Standards (U.S.) Circ. No. 467, (U.S. Government Printing Office, Washington, DC, 1949–1952–1971).
10. Striganov A.R. and Sventitskii N.S. Table of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms // New York, Plenum. – 1968. – P. 291.

Рецензенты:

Шаповалов А.В., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой теоретической физики, Физический факультет, Научно-исследовательский Томский государственный университет, г. Томск;

Гриняев С.Н., д.ф.-м.н., профессор, кафедра теоретической и экспериментальной физики, Физико-технический институт, Научно-исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск.