

## АЛЮМИНИЙ, ГАЛЛИЙ, ИНДИЙ, ТАЛЛИЙ. СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ЛИНИЙ, ВРЕМЕНА ЖИЗНИ УРОВНЕЙ

П. Ф. Груздев и Н. В. Афанасьева

Метод эффективного орбитального квантового числа применяется к исследованию радиационных переходов с участием уровней  $m^2S$ ,  $m^2P^0$ ,  $m^2D$  атомов Al, Ga, In и Tl. Показано, что изучение изменения эффективного орбитального параметра  $q_m$  в зависимости от энергии уровня  $\epsilon_m$  позволяет утверждать, что серии уровней  $m^2S$  и  $m^2P^0$  в атомах рассматриваемой группы не подвержены конфигурационному возмущению (за исключением уровня  $10^2S$  в спектре Tl). Серии уровней  $m^2D$  испытывают сильное конфигурационное возмущение, за исключением наиболее глубоких  $4^2D$  (Ga),  $5^2D$  (In) и  $6^2D$ ,  $7^2D$  у Tl. Приведены достоверные значения сил осцилляторов мультиплетов переходов  $n^2P^0 \rightarrow m^2S$ ,  $n^2S \rightarrow m^2P^0$  и радиационных времен жизни ряда уровней  $m^2S$ , некоторых  $m^2P^0$ ,  $m^2D$  и  $5^2F$  (Tl).  $\tau_{\text{расч.}}$  уровней  $m^2S$  с изменением  $m$  в спектрах атомов Al, Ga, In, Tl подчиняются степенной зависимости вида  $\tau = Bn^{*k}$ ,  $n^*$  — эффективное квантовое число,  $k \approx 3$ .

Изучению радиационных переходов в спектрах атомов алюминия, галлия, индия и таллия посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ. Первое исследование изменения интенсивностей спектральных линий вдоль резкой (переходы с  $ns$ -уровней) и диффузной (переходы с  $nd$ -уровней) серий в спектре атома таллия было проведено Прокофьевым и Филипповым [1]. Ими было обнаружено нарушение монотонного хода относительных сил осцилляторов вдоль резкой серии при  $n=10$ . Пенкиным совместно с Островским и Шабановой [2, 3] методом кривок Рождественского были получены наиболее полные и надежные данные о силах осцилляторов линий резкой и диффузной серий в спектрах атомов Al, Ga, In и Tl. Резонансные переходы в спектрах атомов Ga, In и Tl изучались в ряде последующих работ [4-6] различными методами: Ханле-эффект [4], двойной резонанс [5], фазовый сдвиг [6]. Систематическое изучение времен жизни уровней в спектрах атомов Ga, In и Tl проведено Андерсоном и Соренсенсом [7] методом луч-фольговой спектроскопии. В недавних работах Шимона и Эрдеви [8-10] приведены данные о временах жизни уровней атомов Ga, In и Tl, полученные методом задержанных совпадений.

Большое число работ посвящено и теоретическому изучению радиационных переходов в спектрах атомов группы алюминия. В [11] на основе полуэмпирического кулоновского приближения впервые была сделана попытка теоретической оценки сил осцилляторов как для резкой, так и для диффузной серий в спектрах атомов Al, Ga, In и Tl. В этой работе [11] на основе изучения квантовых дефектов уровней  $ns$  и  $nd$  показано, что для резкой серии влияние конфигурационного взаимодействия незначительно, а для диффузной серии — велико, причем в ряду Al, Ga, In и Tl оно проявляется по-разному. В последующей работе Андерсона с сотрудниками [12] с использованием различных приближений (в основном полуэмпирических кулоновского и приближения Дирака) получен аналогичный результат: для резкой серии  $f_{\text{расч.}}$  хорошо согласуются с  $f_{\text{эксп.}}$ , а для диффузной плохо. Такой же результат был получен и в недавно опубликованной работе Мигдалека [25], где на основе реля-



тивистского полумпирического метода были проведены расширенные расчеты сил осцилляторов линий резкой и диффузной серий в спектрах Al, Ga, In и Tl. В работе Бхалла [13] с помощью релятивистских функций и при отказе от длинноволнового приближения приведены значения сил осцилляторов некоторых переходов диффузной серии в спектрах Ga, In и Tl, которые хорошо согласуются с экспериментом. Однако, как следует из работы Андерсона [14], это лучшее согласие  $f_{\text{экс.}}$  и  $f_{\text{расч.}}$  для диффузной серии искусственное. Так как насколько улучшилось согласие  $f_{\text{расч.}}$  и  $f_{\text{экс.}}$  для диффузной серии, настолько ухудшилось соответствие между  $f_{\text{расч.}}$  и  $f_{\text{экс.}}$  для резкой серии.

Две работы Вайса [15, 16] были посвящены теоретическому расчету сил осцилляторов линий диффузной серии в спектре атома алюминия. В первой [15] приведены данные о числах  $f$ , полученные в одноконфигурационном приближении и в многоконфигурационном приближении с включением только конфигураций из дискретного спектра. Расчет не дал соответствия эксперименту. Во второй работе [16] в многоконфигурационном приближении в схему расчета были включены конфигурации не только чисто дискретного спектра, но и виртуальные из континуума; всего в рассмотрении участвовало 35 конфигураций. Расчет чисел  $f$  с 35-членной волновой функцией дал хорошее соответствие с экспериментом.

Результаты работ [15, 16] служат хорошей иллюстрацией того факта, что случай сильного конфигурационного взаимодействия в атоме предъявляет высокие требования к исходному базису конфигураций, включаемых в схему расчета атома.

Настоящая статья посвящена изучению радиационных переходов между рядом состояний  $m^2S$ ,  $m^2P$  и  $m^2D$  в спектрах атомов Al, Ga, In, Tl. В ней приведены результаты расчетов сил осцилляторов переходов  $np^2P^0 \rightarrow ms^2S$  и  $ns^2S \rightarrow mp^2P^0$ , а также радиационные времена жизни для ряда уровней  $m^2S$  и для некоторых  $m^2P$  и  $m^2D$ . Радиационные константы определялись полумпирическим методом эффективного орбитального квантового числа, предложенным одним из авторов этой статьи и Шерстюком [17]. Основным параметром расчета в этом методе является эффективный орбитальный параметр  $q$ , определяемый через экспериментальные уровни энергии

$$q = Z^* \sqrt{\frac{2}{|\epsilon|}} - 2p - 1,$$

где  $Z^*$  — эффективный заряд, равный единице для нейтрального атома,  $\epsilon$  — соответствующий ионизационный потенциал,  $p=0, 1, 2, \dots$  — радиальное квантовое число.

Как указывалось в работе [17], изучение изменения эффективного орбитального параметра  $q$  вдоль серии уровней с одним и тем же  $l$ , но различными  $n$ , дает важную информацию о конфигурационном возмущении серии, о возможности использования одноэлектронного эффективного кулоновского приближения для расчета атомных характеристик. В отсутствие конфигурационного возмущения серии орбитальный параметр  $q$  изменяется линейно вдоль серии уровней с одним и тем же  $l$ . Возможны два случая: остов не содержит электроны с тем же  $l$  — параметр  $q$  медленно уменьшается с ростом энергии возбуждения электрона; остов содержит электроны с тем же  $l$  — параметр  $q$  линейно возрастает. Другие виды изменения параметра  $q$  дают указания на существование конфигурационного возмущения серии.

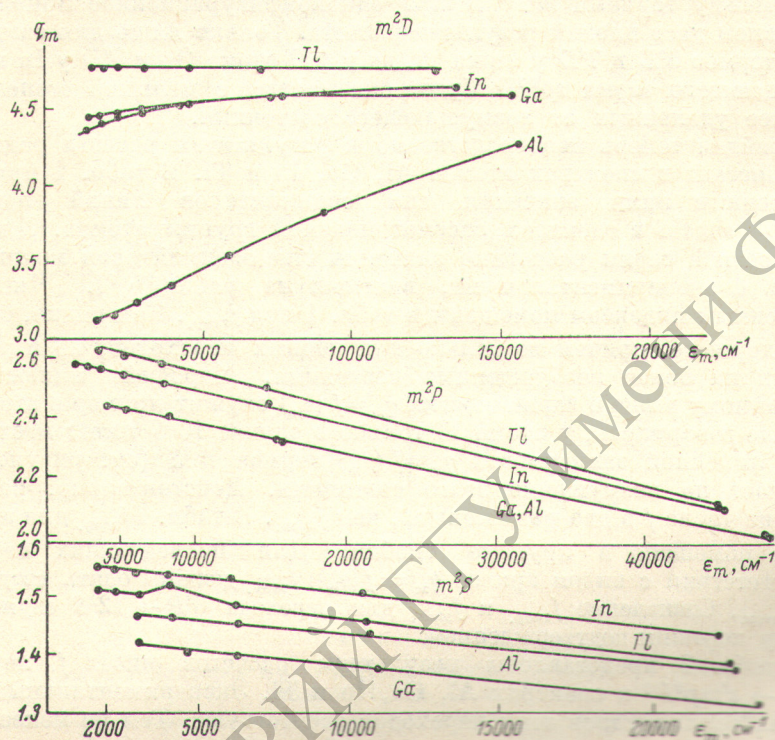
Для рассматриваемых здесь атомов Al, Ga, In и Tl были изучены зависимости изменения эффективного орбитального параметра  $q$  с энергией возбуждения электрона. На рисунке представлены соответствующие зависимости для  $m^2S$ -,  $m^2P$ - и  $m^2D$ -состояний этих атомов. По оси ординат отложены значения параметра  $q_m$  для трех групп состояний  $m^2S$ ,  $m^2P$  и  $m^2D$ , а по оси абсцисс — энергии ионизации этих состояний  $\epsilon_m$



( $\epsilon_m = T - E_m$ , где  $E_m$  — энергии из таблиц Мур [18],  $T$  — предел ионизации для данной серии уровней).

$m^2S$ . Как видно из рисунка, эффективный орбитальный параметр  $q$  состояний  $m^2S$  растет линейно с увеличением энергии возбуждения  $s$ -электрона (с уменьшением энергии ионизации  $ms$ -состояний) для всех атомов рассматриваемой группы. Только в случае атома Tl при  $m=10$  имеет место нарушение линейности. Зависимости  $q_m = f(\epsilon_m)$  наглядно показывают, что серии уровней  $m^2S$  в спектрах Al, Ga, In, Tl не возмущены (за исключением  $10^2S$  атома Tl), и, следовательно, для этих состояний должно хорошо выполняться одноконфигурационное приближение.

$m^2P$ . Так же как и у состояний  $m^2S$ , соответствующие зависимости



$q_m = f(\epsilon_m)$  для  $m^2P$  указывают, что и в данном случае нет конфигурационного возмущения серий. Для этих состояний также должно хорошо выполняться одноконфигурационное приближение.

$m^2D$ . Зависимости  $q_m = f(\epsilon_m)$  состояний  $m^2D$  совершенно отличаются от таковых для  $m^2S$  и  $m^2P$ , что указывает на существование конфигурационного возмущения серий  $m^2D$  в атомах Al, Ga, In и Tl. Если бы возмущение серии не было, то эффективный параметр  $q$  для атомов Ga, In и Tl увеличивался бы линейно с уменьшением энергии ионизации  $md$ -электрона, а для атома Al медленно линейно уменьшался (поскольку у атома Al в остове нет  $d$ -электронов). На самом деле, как видно из рисунка, картина изменения  $q_m$  от  $\epsilon_m$  иная. У Tl для  $m^2D$  ( $m=6-11$ ) параметр  $q$  принимает значения (см. табл. 3 [17]): 4.789, 4.792, 4.790, 4.788, 4.786, 4.784, т. е. при переходе от  $6d$  к  $7d$  он немного возрастает, а затем очень медленно уменьшается. У Ga и In зависимости  $q_m = f(\epsilon_m)$  похожи; параметр  $q$  уменьшается быстрее, чем для Tl. У атома Al очень быстрое изменение  $q_m$  с  $\epsilon_m$ . Как указывалось ранее [11], причина возмущения серий  $m^2D$  в спектрах атомов этой группы одна и та же — возмущающее действие термина  $sp^2^2D$ . Разный характер изменения  $q_m$  от  $\epsilon_m$  для  $m^2D$ -термов у атомов этой группы объясняется различным положением возмущающего термина  $sp^2^2D$ . У атома Tl  $6s6p^2^2D$  расположен сравнительно далеко за границей ионизации [18]. У Ga и In, как предсказывалось в [11] и



показано в [19],  $sp^2D$ -терм расположен за границей ионизации, в непосредственной близости от этой границы. У атома Al  $3s3p^2D$  должен лежать до границы ионизации алюминия [11]. Как показал Вайс [16], этот возмущающий терм действительно лежит внутри дискретного спектра, но он потерял свою индивидуальность и оказался «размазанным» по всей серии термов  $m^2D$  атома Al.

На основании анализа кривых  $q_m = f(\epsilon_m)$  для Al, Ga, In и Tl можно сделать следующее заключение. Для переходов между термами  $m^2S$  и  $m^2P^0$ , которые представлены на рисунке, расчет радиационных констант в одноконфигурационном приближении дает хороший результат (на исключенном переходе с участием терма  $10s^2S$  атома Tl). Для переходов между термами  $m^2P^0$  и  $m^2D$  одноконфигурационное приближение в основном дает плохой результат расчета. Только лишь для самых глубоких термов  $6^2D$  и  $7^2D$  у атома Tl, да у  $4^2D$  атома Ga и  $5^2D$  у In влияние возмущающего терма  $sp^2D$  будет сказываться в меньшей степени, как наиболее удаленных от возмущающего состояния.

Примеры теперь непосредственно к результатам расчета радиационных констант в спектрах атомов Al, Ga, In и Tl. В табл. 1 приведены вычисленные нами значения сил осцилляторов линий переходов  $s^2sp^2P \rightarrow s^2m^2S$  в спектрах рассматриваемой группы атомов. Для переходов линейной серии расчетные значения сил осцилляторов можно сопоставить с экспериментальными, взятыми из работ [8, 7]. Числа  $f_{\text{экс}}$  с буквенным индексом помещены в табл. 1 под  $f_{\text{теор}}$ . Как видно, согласие очень хорошее, причем не только для первых переходов, но и у последующих на более возбужденные состояния. Хорошей иллюстрацией к сказанному выше о зависимостях  $q_m = f(\epsilon_m)$  служит пример с атомом Tl. Как уже говорилось, у атома Tl только в случае  $10^2S$  имеет место нарушение линейной зависимости  $q_m = f(\epsilon_m)$  термов  $m^2S$  (см. рисунок), что указывает на возмущение этого состояния. Действительно, расчетное значение числа  $f$  в два раза меньше, чем  $f_{\text{экс}}$ . В табл. 1  $f_{\text{теор}}$  для этого перехода помещено в круглые скобки. Для последующих переходов (в соответствии с видом кривой  $q_m = f(\epsilon_m)$ )  $f_{\text{теор}}$  должны опять соответствовать  $f_{\text{экс}}$ . Совпадение  $f_{\text{теор}}$  и  $f_{\text{экс}}$  для перехода  $6^2P \rightarrow 12^2S$  служит сказанному хорошим подтверждением.

В табл. 2 представлены результаты расчетов чисел  $f$  переходов  $s^2ns^2S \rightarrow s^2mp^2P^0$  в спектрах Al, Ga, In и Tl. Экспериментальные значения сил осцилляторов этих переходов отсутствуют. Тем не менее можно утверждать (на основании зависимостей  $q_m = f(\epsilon_m)$ ), что  $f_{\text{теор}}$ , представленные в табл. 1, будут в пределах 10—15% соответствовать эксперименту (так же как и  $f_{\text{теор}}$  табл. 1).

В заключение остановимся на временах жизни уровней в спектрах атомов Al, Ga, In и Tl. В табл. 3 приведены наши расчетные значения чисел  $\tau$ . В тех случаях, когда можно сопоставить расчет с экспериментом, в табл. 3 приведены и  $\tau_{\text{экс}}$  (числа с буквенными индексами). Наиболее полно в табл. 3 представлены  $\tau_{\text{экс}}$  для уровней  $m^2S$ . Для Al, Ga и In  $\tau_{\text{расч}}$  можно сопоставить с  $\tau_{\text{экс}}$  только для наиболее глубоких термов  $^2S$ . Согласие  $\tau_{\text{расч}}$  и  $\tau_{\text{экс}}$  хорошее. Для Tl недавно в работе [10] методом задержанных совпадений измерены  $\tau_{\text{экс}}$  для четырех уровней  $^2S_{1/2}$ . Для уровней  $7^2S_{1/2}$ ,  $8^2S_{1/2}$  и  $9^2S_{1/2}$   $\tau_{\text{экс}}$  в пределах экспериментальной ошибки совпадают с  $\tau_{\text{расч}}$ , а для  $10^2S_{1/2}$  в три раза меньше, чем  $\tau_{\text{расч}}$ . [в табл. 3  $\tau_{\text{расч}}$  ( $10^2S$ ) = 90 помещено в круглые скобки]. Как и следовало ожидать из анализа зависимости  $q_m = f(\epsilon_m)$  для Tl, расчет в одноконфигурационном приближении любой атомной характеристики с участием состояния  $10^2S_{1/2}$  дает плохой результат. Это обусловлено тем, что рядом с уровнем  $10s^2S_{1/2}$  расположен уровень той же четности  $6s6p^2^4P_{1/2}$ , который и смешивается с уровнем  $10s^2S_{1/2}$ . Экспериментально это было доказано в работе [21]. Интересно отметить, что изменение  $\tau_{\text{расч}}$  уровней  $m^2S_{1/2}$  с изменением  $l$  подчиняется степенному закону. На существование степенной зависимости изменения времени жизни уровней в ряде атомов впервые было указано в работах [22—24].



Т а б л и ц а 1

Силы осцилляторов мультиплетов  $s^2np^2P \rightarrow s^2ms^2S$  в спектрах атомов Al, Ga, In, Tl

Переход	$f (np \rightarrow ms)$			
	Al	Ga	In	Tl
	$n=3, m=4$	$n=4, m=5$	$n=5, m=6$	$n=6, m=7$
$np^2P \rightarrow ms^2S$	0.13 0.15, <sup>a</sup> 0.12 <sup>б</sup>	0.14 0.13, <sup>a</sup> 0.13 <sup>б</sup>	0.14 0.14, <sup>a</sup> 0.15 <sup>б</sup>	0.15 0.13, <sup>a</sup> 0.14 <sup>б</sup>
$\rightarrow (m+1) s^2S$	0.016 0.018 <sup>a</sup>	0.016 0.014 <sup>a</sup>	0.016 0.017 <sup>a</sup>	0.016 0.014 <sup>a</sup>
$\rightarrow (m+2) s^2S$	0.0056 0.0052 <sup>a</sup>	0.0054 0.0049 <sup>a</sup>	0.0056 0.006 <sup>a</sup>	0.0056 0.005 <sup>a</sup>
$\rightarrow (m+3) s^2S$	0.0026	0.0025 0.0025 <sup>a</sup>	0.0026 0.0027 <sup>a</sup>	(0.0026) 0.005 <sup>a</sup>
$\rightarrow (m+4) s^2S$	0.0014	0.0014	0.0014	0.0014
$\rightarrow (m+5) s^2S$				0.00087 0.00087 <sup>a</sup>
$(n+1) p^2P \rightarrow (m+1) s^2S$	0.31	0.32	0.32	0.32
$\rightarrow (m+2) s^2S$	0.025	0.022	0.023	0.019
$\rightarrow (m+3) s^2S$	0.0078	0.0068	0.0072	—
$\rightarrow (m+4) s^2S$	0.0037	0.0032	0.0033	0.0027
$\rightarrow (m+5) s^2S$				0.0015
$(n+2) p^2P \rightarrow (m+2) s^2S$	0.45	0.46	0.46	0.47
$\rightarrow (m+3) s^2S$	0.032	0.028	0.029	—
$\rightarrow (m+4) s^2S$	0.010	0.0086	0.0088	0.0067
$\rightarrow (m+5) s^2S$				0.0031
$(n+3) p^2P \rightarrow (m+3) s^2S$	0.59	0.61	0.61	—
$\rightarrow (m+4) s^2S$	0.040	0.033	0.035	0.027
$\rightarrow (m+5) s^2S$				0.0078
$(n+4) p^2P \rightarrow (m+4) s^2S$	0.73		0.75	0.76
$\rightarrow (m+5) s^2S$				0.032

Примечание. а —  $f_{\text{эсп.}} [^{\circ}]$ , б —  $f_{\text{эсп.}} [^{\circ}]$ .

Т а б л и ц а 2

Силы осцилляторов мультиплетов  $s^2ns^2S \rightarrow s^2mp^2P^0$  в спектрах атомов Al, Ga, In и Tl

Переход	$f (ns \rightarrow mp)$			
	Al	Ga	In	Tl
	$n=4, m=4$	$n=5, m=5$	$n=6, m=6$	$n=7, m=7$
$ns^2S \rightarrow mp^2P^0$	1.07	1.07	1.08	1.08
$\rightarrow (m+1) p^2P^0$	0.049	0.062	0.061	0.077
$\rightarrow (m+2) p^2P^0$	0.014	0.018	0.018	0.024
$\rightarrow (m+3) p^2P^0$	0.0063		0.0080	0.011
$\rightarrow (m+4) p^2P^0$			0.0044	0.0059
$(n+1) s^2S \rightarrow (m+1) p^2P^0$	1.52	1.51	1.54	1.52
$\rightarrow (m+2) p^2P^0$	0.064	0.084	0.081	0.10
$\rightarrow (m+3) p^2P^0$	0.018		0.023	0.031
$\rightarrow (m+4) p^2P^0$			0.010	0.014
$(n+2) s^2S \rightarrow (m+2) p^2P^0$	1.95	1.93	1.97	1.93
$\rightarrow (m+3) p^2P^0$	0.087		0.10	0.13
$\rightarrow (m+4) p^2P^0$			0.029	0.039
$(n+3) s^2S \rightarrow (m+3) p^2P^0$	2.38		2.39	—
$\rightarrow (m+4) p^2P^0$			0.13	—
$(n+4) s^2S \rightarrow (m+4) p^2P^0$			2.80	2.73

В нашем случае величины  $\tau_{\text{расч.}}$  уровней  $m^2S_{1/2}$  атомов Al, Ga, In, Tl очень хорошо ложатся на степенную зависимость вида  $\tau_{\text{расч.}} = Bn^{*k}$ , где  $n^{*}$  — эффективное квантовое число уровня, а  $k$  — показатель степенной зависимости, равный в данном случае приблизительно 3 для всех рассмат-



Таблица 3

Времена жизни уровней  $m^2S_{1/2}$ ,  $m^2P_{3/2, 1/2}$ ,  $m^2D_{3/2, 1/2}$  атомов Al, Ga, In, Tl

Уровень	$\tau$ , нс			
	Al	Ga	In	Tl
	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$
$m^2S_{1/2}$	6.0 5.2, <sup>a</sup> 6.3 <sup>б</sup>	6.1 6.5, <sup>a</sup> 6.8 <sup>б</sup> , <sup>в</sup>	7.0 6.8, <sup>a</sup> 7.0, <sup>г</sup> 7.2, <sup>д</sup> 7.5 <sup>д</sup> , <sup>з</sup>	7.4 7.4 <sup>е</sup> , <sup>ж</sup>
$(m+1)^2S_{1/2}$	16.8	17.7	19.5	21.8 20 <sup>ж</sup>
$(m+2)^2S_{1/2}$	37.0	39.7	43.1	49.1 43 <sup>ж</sup>
$(m+3)^2S_{1/2}$	69.6	75.4	81.0	(90) 31 <sup>ж</sup>
$(m+4)^2S_{1/2}$	118		137	158
$(m+5)^2S_{1/2}$			214	248
$(m+6)^2S_{1/2}$			315	—
$m^2P_{3/2, 1/2}$		61	70	60
$(m+1)^2P_{3/2, 1/2}$			165	131
$(m+2)^2P_{3/2, 1/2}$				247 16.4 <sup>ж</sup>
$(m-1)^2D_{3/2, 1/2}$		6.0 6.4 <sup>б</sup> , 6.6 <sup>в</sup>	6.4 6.3, <sup>б</sup> 6.9, <sup>ж</sup> 7.6 <sup>б</sup>	6.9 6.8, <sup>б</sup> 7.2, <sup>ж</sup> 7.6 <sup>б</sup>
$m^2D_{3/2, 1/2}$			(14) 22 <sup>б</sup>	15 16, <sup>б</sup> 19 <sup>ж</sup>
$(m+1)^2D_{3/2, 1/2}$			(28) 50 <sup>ж</sup>	(28) 44, <sup>ж</sup> 50 <sup>б</sup>
$(m-2)^2F_{7/2, 5/2}$				57

Примечание. а —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>3</sup>], б —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>7</sup>], в —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>9</sup>], г —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>4</sup>], д —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>8</sup>], е —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>20</sup>], ж —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>10</sup>], з —  $\tau_{\text{эксп.}}$  [<sup>6</sup>].

риваемых атомов. Существование степенной зависимости изменения времен жизни уровней  $m^2S_{1/2}$  (за исключением  $10^2S_{1/2}$  атома Tl) как для легкого атома Al, так и для тяжелого Tl является следствием того же факта, что и существование линейной зависимости изменения параметра  $q$  уровней  $m^2S$  (см. рисунок). А именно, что для описания состояний  $m^2S$  этих атомов справедливо эффективное одноконfigurационное кулоновское приближение [<sup>17</sup>]. Для атома Tl (так же как и для In) известны экспериментальные значения энергии [<sup>18</sup>] более возбужденных состояний, чем  $12^2S$ . Величина  $q$ , вычисленная для таких уровней, показывает нарушение линейности хода изменения этого параметра. Интересно было бы проверить: будут ли экспериментальные значения времен жизни уровней  $13^2S$  и  $14^2S$  атома Tl укладываться на найденную степенную зависимость изменения  $\tau_{\text{расч.}}$  или же нет.

В табл. 3 приведены также значения  $\tau_{\text{расч.}}$  для нескольких уровней  $m^2P$  и  $m^2D$  атомов Ga, In, Tl.  $\tau_{\text{эксп.}}$  для уровней  $m^2P$  известно лишь для  $9^2P$  атома Tl [<sup>10</sup>]. Однако наше расчетное значение более чем на порядок превышает экспериментальное из работы [<sup>10</sup>]. Такое значительное расхождение трудно объяснить ошибками расчета. Для наиболее глубоких состояний  $5^2D$  у Ga,  $6^2D$  у In,  $7^2D$  и  $8^2D$  у Tl можно получить  $\tau_{\text{расч.}}$  в меньшей степени подверженных влиянию конфигурационного возмущения, однако для более возбужденных состояний  $\tau_{\text{расч.}}$  будут все в большей степени отличаться от  $\tau_{\text{эксп.}}$ . Это иллюстрируется данными для  $7^2D$ ,



$8^2D$  у In и  $9^2D$  у Tl (помещенными в круглые скобки), которые значительно отличаются от экспериментальных. В табл. 3 приведено также значение  $\tau_{\text{расч.}}$  для уровней  $5^2F_{7/2, 5/2}$  атома таллия.

#### Литература

- [1] В. К. Прокофьев, А. Н. Филиппов. ЖЭТФ, 4, 31, 1934.
- [2] Ю. И. Островский, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 4, 719, 1958.
- [3] Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 14, 12, 167, 1963; 18, 896, 1965.
- [4] N. Norton, A. Gallagher. Phys. Rev., 3, 915, 1971.
- [5] A. Gallagher, A. Lurio. Phys. Rev., 136, A 87, 1964.
- [6] P. G. Cunningham, J. K. Link. J. Opt. Soc. Am., 57, 1000, 1967.
- [7] T. Andersen, G. Sørensen. Phys. Rev., A, 5, 2447, 1972.
- [8] Н. М. Эрдевди, Л. Л. Шимон. Опт. и спектр., 40, 771, 1976.
- [9] Н. М. Эрдевди, Л. Л. Шимон. Опт. и спектр., 41, 1084, 1976.
- [10] Л. Л. Шимон, Н. М. Эрдевди. Опт. и спектр., 42, 241, 1977.
- [11] П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 20, 377, 1966.
- [12] Э. М. Андерсон, Э. К. Андерсон, Б. Ф. Трусов. Опт. и спектр., 22, 861, 1967.
- [13] С. Р. Вhalla. Nucl. Instr. and Meth., 90, 149, 1970; 110, 227, 1973.
- [14] Э. К. Андерсон, Э. М. Андерсон. В сб.: Теория атомов и атомных спектров, 1, 23, Рига. 1974.
- [15] A. W. Weiss. Phys. Rev., 178, 82, 1969.
- [16] A. W. Weiss. Phys. Rev., 9, 1525, 1974.
- [17] П. Ф. Груздев, А. И. Шерстюк. Опт. и спектр., 40, 617, 1976.
- [18] С. Е. Мооре. Atomic Energy Levels. Nat. Bur. Standards, vol. 1, 1949, vol. 2, 1952, vol. 3, 1958.
- [19] М. Г. Козлов, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 24, 8, 1968.
- [20] Н. П. Пенкин, В. П. Рузов, Л. Н. Шабанова. Опт. и спектр., 34, 1017, 1973.
- [21] Л. Л. Шимон, Э. И. Непийпов, Н. А. Гацюк, И. П. Запесочный. Опт. и спектр., 32, 1040, 1972.
- [22] Н. В. Афанасьева, П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 38, 1013, 1975.
- [23] А. Л. Ошерович, Е. Н. Борисов, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен. Опт. и спектр., 39, 820, 1975.
- [24] T. Gallagher, S. A. Edelstein, R. M. Hill. Phys. Rev. A, 11, 1504, 1975.
- [25] J. Migdalek. Canad. J. Phys., 54, 118, 1976.

Поступило в Редакцию 12 октября 1977 г.