

УДК 539.184.2 : 546.668

ЭНЕРГИИ И ШИРИНЫ НИЗКОЛЕЖАЩИХ
АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМА ИТТЕРБИЯ

Е. П. Видолова-Ангелова, Е. П. Иванова и Л. Н. Иванов

Релятивистская теория возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения применяется к исследованию однократно и двукратно возбужденных состояний атома Yb. Рассчитаны положения и ширины низколежащих автоионизационных состояний. Впервые наглядным расчетом предсказано существование группы низколежащих автоионизационных уровней с малой шириной. Показано также, что эта ситуация типична для сложных атомных систем. Предполагается, что использование этих узких резонансов позволит существенно повысить эффективность лазерных методов селективной ионизации атомов.

В настоящее время получает развитие новый перспективный спектроскопический метод — метод многоступенчатого лазерного возбуждения атома или молекулы с последующей ионизацией [1, 2]. Метод применяется как для исследования спектров многоэлектронных систем, так и для селективной ионизации изотопов с целью их разделения [3]. Слабым местом этого метода является малое сечение прямой фотоионизации атомов (10^{-17} — 10^{-19} см²). В [4] был предложен, а в [5] экспериментально осуществлен другой способ ионизации, в котором используется распад высоковозбужденных ридберговских состояний в относительно слабом (10^4 В/см) электрическом поле. Это позволяет повысить сечение ионизации на несколько порядков. Экспериментально представляется более удобным возбуждать не ридберговские, а достаточно узкие низколежащие автоионизационные состояния (АС), для которых сечение возбуждения оказывается порядка сечения возбуждения высоколежащих ридберговских состояний [5]. При этом интенсивный ионизационный сигнал возникает за счет спонтанного распада состояний без внешнего электрического поля. Однако в настоящее время имеется очень мало данных о положениях и ширинах АС в сложных атомах, что затрудняет выбор четкой схемы их возбуждения.

В настоящей работе предпринята попытка рассчитать положения и ширины низколежащих АС атома иттербия. Цель такого расчета предсказать положения узких АС этого атома и дать экономную схему их лазерного возбуждения, использующую возможно меньшее число ступеней. Атом иттербия — это 70-электронная система с основной конфигурацией внешних оболочек $4f^{14}6s^2$. Сложность расчета такого атома состоит в необходимости одновременного корректного учета корреляционных и релятивистских эффектов. Так, интервалы тонкой структуры для возбужденных состояний валентной оболочки в рассматриваемом случае того же порядка, что и энергии переходов. Релятивистские эффекты достаточно хорошо учитываются в приближении Хартри—Фока—Дирака [6].

Электронные корреляции в относительно простых системах можно учесть методом наложения конфигураций. Однако для сложных атомов, у которых заполняются оболочки с большими n , число конфигураций, наложение которых необходимо учитывать, становится слишком большим. Кроме того, быстро возрастает вклад состояний непрерывного спектра,

наложение которых в принципе нельзя учесть многоконфигурационным методом.

Здесь мы используем значительно более простой метод формально точной теории возмущения (ТВ) с модельным гамильтонианом нулевого приближения [7]. В качестве нулевого приближения рассматривается одночастичное уравнение Дирака с модельным потенциалом. Метод уже в нулевом порядке учитывает значительную часть корреляционных и релятивистских эффектов. Поправка первого порядка рассчитана точно. Поправки высших порядков учтены эффективно.

1. Нулевое приближение и первый порядок теории возмущений

Мы полагаем, что состояние изучаемой системы определяется гамильтонианом

$$\sum_i h(r_i) + \sum_{i>j} v(r_i, r_j), \quad (1)$$

суммирование по всем электронам, h — гамильтониан Дирака для одного электрона в поле ядра, v — кулоновское и брейтовское межэлектронное взаимодействие. Перепишем (1) в виде

$$\sum_i \{h(r_i) + V_{эл.}(r_i)\} + \left\{ \sum_{i>j} [v(r_i, r_j) - V_{эл.}(r_i)] \right\}, \quad (2)$$

где $V_{эл.}$ — некоторый модельный потенциал, имитирующий межэлектронное взаимодействие. Второй член в (2) будет рассматриваться как возмущение.

В случае многозарядного иона все электроны можно разделить на две группы: жесткий остов и валентная оболочка. При этом энергия возбуждения остова значительно больше энергии возбуждения валентной оболочки. Для нейтральных многоэлектронных атомов, однако, нет резкого скачка в энергиях возбуждения при переходе от оболочки к остову оболочки выбор остова условен. В случае атома Yb мы отнесли к остову оболочку $4f^{14}$. При этом состоянии $4f^{13}$ рассматривается как состояние с одной вакансией над остовом, а изучаемые здесь состояния $6s^2$, $6s6p$, $6s5d$, $6p^2$, $6p5d$, $5d^2$, $7s6p$ — состояния с двумя электронами над остовом $4f^{14}$. В общем случае может рассматриваться состояние с любым числом квазичастиц (вакансий и электронов) над остовом. Из [8] были взяты экспериментальные значения энергий состояния одной квазичастицы над остовом ε_{nlj} . Для электрона энергия ε_{nlj} отрицательна и по модулю равна энергии электронного сродства остова, для вакансий ε_{nlj} — положительная величина, равная энергии ионизации остова. Соотношение величин этих энергий может служить некоторым обоснованием такого определения остова: при переходе к $4f$ -оболочке наблюдается некоторый скачок в энергии связи электронов.

Модельный потенциал имеет вид

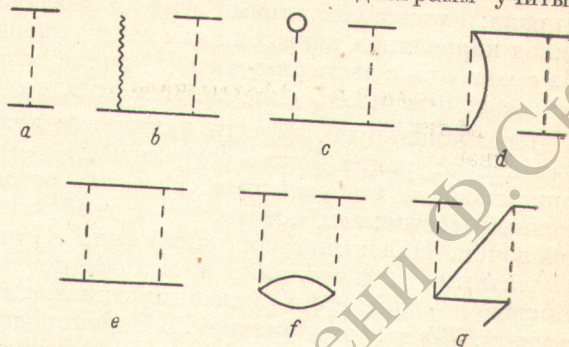
$$V = -\frac{1}{r} + V_{эл.}, \quad V_{эл.} = V_1 + V_2 + V_3. \quad (3)$$

Здесь V_1 , V_2 , V_3 — соответственно потенциалы K -оболочки, L -оболочки и остальных оболочек остова.

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \frac{2}{Zr} [1 - e^{-2r} (1 + r)], \\ V_2 &= \frac{8}{Zr} [1 - e^{-0.8r} (1 + 0.6r + 0.16r^2 + 0.032r^3)], \\ V_3(r|\beta) &= \frac{N-10}{Zr} \left(1 - \frac{1}{1 + \beta r + \beta^2 r^2 + \gamma r^3} \right), \quad \gamma = \frac{0.01(N-10)}{Z^3}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Мы пользуемся кулоновыми единицами. При построении потенциалов внутренних оболочек V_1, V_2 использован опыт расчета многозарядных ионов [7]. Электронная часть потенциала $V_{эл.}$ имеет следующие асимптотики $V_{эл.} \rightarrow N/Zr$ при $r \rightarrow \infty$; $V_{эл.} \rightarrow \text{const}$ и $dV_{эл.}/dr \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$, $N=68$ — полное число электронов остова, $Z=70$. При $r \geq 1$ $V_{эл.}$ имитирует потенциал Томаса—Ферми иона Yb^{2+} . Единственный подгоночный параметр теории β .

Как обычно, полную электронную энергию системы мы представляем в виде суммы вкладов вакуумных, одно-квазичастичных и двух-квазичастичных диаграмм. Вклад вакуумных диаграмм равен энергии остова и определяет только уровень отсчета всех энергий. Мы не рассматриваем этих диаграмм, поскольку нас интересует только взаимное расположение уровней. Вклады одночастичных диаграмм учиты-



Двух-квазичастичные диаграммы первого и второго порядков.

ваются сразу во всех порядках ТВ подстановкой экспериментальных одно-квазичастичных энергий. Рассчитывались только вклады двух-квазичастичных диаграмм, определяющих энергию взаимодействия квазичастиц. На рисунке изображены все топологически различные двух-квазичастичные диаграммы первого и второго порядка. Штриховая линия обозначает оператор межэлектронного взаимодействия, волнистая — оператор $V_{эл.}$. Число диаграмм увеличивается, если учесть все возможные перестановки пунктирных и волнистых линий (версии диаграммы) и все возможные направления внутренних электронных линий. Внешние электронные линии, обозначающие валентные электроны, всегда направлены справа налево. В ТВ с хартри-фоковским нулевым приближением вклады диаграмм b, c, d точно компенсируются. Как показывает оценочный расчет, в нашем случае суммарный вклад этих диаграмм пренебрежимо мал.

Вклады двух-квазичастичных диаграмм учитывались, только они зависят от подгоночного параметра β . В идеальном случае нулевое приближение должно давать правильные энергии для возможно большего набора состояний одной квазичастицы. Для этого необходимо построение громоздкого многопараметрического потенциала, что само по себе является сложной задачей. Мы поступили иначе. Параметр β_{nlj} в формуле (3) был определен индивидуально для каждого одно-квазичастичного состояния так, что экспериментальное значение — $|\epsilon_{nlj}|$ является собственным значением уравнения Дирака с потенциалом $V(r | \beta_{nlj})$. Оказалось, что использование в расчете любого из этих β_{nlj} дает практически одни и те же результаты для энергии взаимодействия квазичастиц. Окончательные результаты отличаются на величину порядка 10 см^{-1} , что значительно превышает точность настоящего расчета. Это свидетельствует об удачном выборе аналитической формы модельного потенциала.

В расчете использована jj -схема связывания моментов с последующей диагонализацией энергетической матрицы, рассчитанной между состояниями с одной конфигурацией $n_1 l_1 n_2 l_2$ и одним полным моментом J . Оказалось достаточным учесть только кулоновскую часть межэлектронного взаимодействия. Вклад брейтовской части взаимодействия в матричные элементы межэлектронного взаимодействия — менее 100 см^{-1} . Пренебрежимо малым оказался вклад в матричные элементы малых компонент дираковских одно-электронных функций. Таким образом, вклад релятивистских эффектов

учтен только в экспериментальных одно-квазичастичных энергиях и в форме радиальных частей одноэлектронных орбиталей. Сначала диагонализировалась энергетическая матрица первого порядка. В этом приближении расчет радиальной части матричного элемента межэлектронного взаимодействия сводится к вычислению радиальных интегралов Слэтера.

2. Наложение конфигураций

Диагонализация энергетической матрицы, вычисленной между состояниями данной конфигурации, эквивалентна расчету в одноконфигурационном приближении с использованием промежуточной схемы связывания моментов. (Заметим, однако, что наше одно-конфигурационное приближение отличается от одно-конфигурационного приближения Хартри—Фока—Дирака: экспериментальные одно- и квазичастичные энергии учитывают вклад корреляции движения каждой из квазичастиц с движением остова). Из сравнения с экспериментом [8] видно, что по крайней мере состояния $6s^2$, $6s6p$, $6s5d$ плохо описываются этим приближением.

Проанализируем эффекты наложения конфигураций различного типа. Все конфигурации можно разделить на две группы: A — конфигурации, описывающие возбужденное состояние остова, B — конфигурации с основным состоянием остова, но с возбужденным состоянием валентной оболочки. Наложение состояний типа A учитывает поляризацию остова валентными электронами, а наложение состояний типа B учитывает высшие порядки эффекта экранировки потенциала остова валентным электроном. Во втором порядке ТВ экранировка учитывается диаграммой e . Анализ экспериментальных и расчетных данных показывает, что среди состояний A существенный вклад дают только состояния с конфигурациями $4f^{13} n_1 l_1 n_2 l_2 n_3 l_3$. Некоторые из этих состояний лежат в одной энергетической области, и их наложение существенно сказывается на взаимном положении уровней.

Эффект наложения этих состояний во втором порядке ТВ учитывается поляризационной диаграммой f и обменной поляризационной диаграммой g . Наложение остальных состояний с возбужденным остовом дает малый вклад в силу малости соответствующих матричных элементов и большого расстояния между уровнями. В частности, остов практически не поляризован в основном состоянии из-за малой величины матричного элемента $\langle 6s^2 | 1/r_{12} | 4f nf \rangle$, $n > 4$.

Среди состояний группы B мы не можем выделить какого-либо набора состояний дискретного спектра, дающего основной вклад. Однако суммарный вклад всех состояний этой группы, включающий вклад состояний непрерывного спектра, оказывается значительным. Это видно на примере основного состояния $6s^2$, для которого сдвиг уровня, связанный с экранировкой потенциала остова валентным электроном, составляет 4800 см^{-1} . Известны два эквивалентных способа учета наложения конфигураций: можно, либо расширять энергетическую матрицу первого порядка, либо, сохраняя размер матрицы, вычислить поправки высших порядков к матричным элементам. Мы пользуемся вторым способом. Так, вклад экранировки для каждого из рассматриваемых состояний учитывался заменой матричного элемента первого порядка M на

$$\tilde{M} = M \left(1 - k \frac{M}{\epsilon} \right). \quad (5)$$

Здесь ϵ — энергия связи одного из двух валентных электронов, внешнего (с более диффузной орбиталью). За меру диффузности орбитали i можно принять величину радиального интеграла $G_0(ii)$. Второй член в (5) имитирует вклад диаграммы e . Эта поправка должна быть пропорциональна квадрату межэлектронного взаимодействия и иметь энергетический знаменатель порядка энергии связи внешнего электрона. Эмпирический коэффициент k ,

единый для всех состояний, определялся по экспериментальной энергии основного состояния $6s^2$ [8].

В [9] поляризация остова учитывается модификацией потенциала межэлектронного взаимодействия. Там же предложена аналитическая формула добавочного потенциала межэлектронного взаимодействия для случая, когда оба валентных электрона сильно возбуждены. Мы воспользовались этой идеей, видоизменив, однако, форму добавочного потенциала $\bar{v}(r_1, r_2)$. Мы считаем, что

$$\bar{v}(r_1, r_2) = \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} \chi_{\lambda}(r_1) \chi_{\lambda}(r_2) P_{\lambda}(\cos \widehat{r_1 r_2}), \quad (6)$$

где P_{λ} — полином Лежандра, χ_{λ} — некоторая функция, удовлетворяющая условиям

$$\chi_{\lambda} \sim \begin{cases} r^{\lambda}, & r \rightarrow 0, \\ r^{-\lambda-1}, & r \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (7)$$

Такой вид поляризационного потенциала межэлектронного взаимодействия следует из анализа вклада поляризационной диаграммы $f. r^{\lambda} V_{\text{эл.}}^{2\lambda+1}(r)$, удовлетворяющую условиям (7). Потенциал (6) имеет ту же угловую симметрию, что и кулоновское взаимодействие. Это значит, что учет поляризационного взаимодействия приводит попросту к переопределению радиальных интегралов. Анализ поляризационных диаграмм показывает, что в пределе $\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow 0$ (сильно возбужденная валентная оболочка) величины α_{λ} не зависят от состояния валентной оболочки и пропорциональны λ -полным поляризуемостям остова [9]. Здесь параметры α_{λ} считаются зависящими от конфигурации валентной оболочки. Ограничение списка смешиваемых состояний значительно упрощает расчет поляризационного эффекта. Так, для состояний $6s6p$ отличен от нуля только параметр α_1 , для $6s5d$ — параметр α_2 . Соответствующие им члены в разложении (6) и только они учитывают наложение выбранных конфигураций. Для конфигурации $6p5d$ отличны от нуля α_1 и α_3 . Окончательные результаты для дву-

Т а б л и ц а 1
Энергии двукратно возбужденных состояний (см⁻¹)

Конфигурация	J	-E _{расч.}	-E _{эксп.} [8]	Конфигурация	J	-E _{расч.}
6p _{1/2} 6p _{1/2}	0	106700	106273	6p _{1/2} 5d _{3/2}	1	107700
6p _{3/2} 6p _{3/2}	0	92000		6p _{1/2} 5d _{5/2}	2	107500
6p _{3/2} 6p _{3/2}	2	[98700]	100888?	6p _{1/2} 5d _{5/2}	2	100700
6p _{1/2} 6p _{3/2}	1	105400	104900	6p _{1/2} 5d _{5/2}	3	111900
6p _{1/2} 6p _{3/2}	2	103200	103950	6p _{3/2} 5d _{3/2}	0	102000
5d _{3/2} 5d _{3/2}	0	[98100]		6p _{3/2} 5d _{3/2}	1	101400
5d _{3/2} 5d _{3/2}	2	103400	101076?	6p _{3/2} 5d _{3/2}	2	91400
5d _{5/2} 5d _{5/2}	0	96100		6p _{3/2} 5d _{3/2}	3	103900
5d _{5/2} 5d _{5/2}	2	97000		6p _{3/2} 5d _{5/2}	1	94900
5d _{5/2} 5d _{5/2}	4	96100		6p _{3/2} 5d _{5/2}	2	111800
5d _{3/2} 5d _{5/2}	1	[98000]		6p _{3/2} 5d _{5/2}	3	96300
5d _{3/2} 5d _{5/2}	2	99400	99463*	6p _{3/2} 5d _{5/2}	4	106200
5d _{3/2} 5d _{5/2}	3	103000	103247*	7s _{1/2} 6p _{1/2}	0	88900
5d _{3/2} 5d _{5/2}	4	102400		7s _{1/2} 6p _{1/2}	1	88700
				7s _{1/2} 6p _{3/2}	1	85100
				7s _{1/2} 6p _{3/2}	2	86100

* В [8] эти уровни приписаны конфигурации $4f^{13}6s6p5d$. В [8] дана предположительная классификация уровня. Для этих уровней точность расчета не позволяет уверенно определить, лежит ли данный уровень выше или ниже границы ионизации (-98269 см⁻¹).

кратно возбужденных конфигураций приведены в табл. 1. Поляризация остова выразилась в значительном уменьшении обменных интегралов. Так, радиальные интегралы G_1 ($6s6p$) и G_2 ($6s5d$) уменьшились соответственно в 2.5 и 3.7 раза. Стали практически равны нулю интегралы G_1 ($6p5d$) и G_3 ($6p5d$). Отметим, что энергетический сдвиг, связанный с наложением изучаемых состояний $6s^2$, $6p^2$, $5d^2$, $6s6p$, $6s5d$, $6p5d$, $7s6p$ выражается через квадраты указанных обменных радиальных интегралов. Таким образом, поляризация остова подавляет эффект смешивания возбужденных конфигураций валентной оболочки. Такое упрощение расчета мы связываем со свойствами выбранного нами нулевого приближения.

3. Ширины уровней автоионизационных состояний

Состояния с энергией выше $\varepsilon(6s) = -98269 \text{ см}^{-1}$ лежат выше границы ионизации. Это — автоионизационные состояния, которые могут распадаться за счет связи с континуумом. Как следует из табл. 1, к автоионизационным состояниям относится часть состояний конфигураций $6p^2$, $5d^2$, $6p5d$ и все состояния конфигурации $7s6p$. В одночастичном приближении распад этих состояний представляется как двухэлектронный переход $n_1 n_2 [J] \rightarrow 6s_{1/2} k l j [J]$, где $|i\rangle = n_1 n_2 [J]$ — исходное состояние валентной оболочки, $|f\rangle = 6s_{1/2} k l j [J]$ — конечное, k — импульс вылетающего электрона. Возможные орбитальные моменты вылетающего электрона определяются соответствующими правилами отбора [10].

В рассматриваемых случаях $l=0 \div 4$. В первом не исчезающем приближении автоионизационная ширина уровня дается выражением

$$\Gamma = 4\pi \sum_{l,j} |\langle n_1 n_2 [J] | v(r_1, r_2) | 6s_{1/2} k l j [J] \rangle|^2. \quad (8)$$

В настоящем расчете положено $k=0$. Техника расчета матричного элемента (8) описана в [10]. Особого внимания заслуживает лишь процедура нормировки функции непрерывного спектра. Правильно нормированная функция φ_{klj} при $k=0$ имеет следующую асимптотику:

$$\left. \begin{matrix} f \\ g \end{matrix} \right\} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \left(\frac{X^6}{2^8 \pi^2} \right)^{1/4} \begin{cases} r^{-3/4} (\sin X \sqrt{r} + \Delta), & X^2 = \frac{8(Z-N)}{Z}, \\ -\frac{\alpha Z}{4} r^{-3/4} (\cos X \sqrt{r} + \Delta), \end{cases} \quad (9)$$

f и g — большая и малая компоненты функции, α — постоянная тонкой структуры. Этот результат получен подстановкой функций f и g в уравнение Дирака в виде разложения в ряд по r^{-1} . Параллельно с интегрированием уравнений Дирака вычислялась величина

$$N(r) = \frac{2^4 \pi}{X^3} \left(f^2 r^{3/2} + g^2 \frac{16}{\alpha^2 Z^2} r^{5/2} \right). \quad (10)$$

Легко видеть, что $\lim_{r \rightarrow \infty} N(r) \rightarrow N$, где N — нормировка функции Ψ_{0lj} , удовлетворяющей условиям (9).

4. Результаты расчета

Для однократно возбужденных состояний расчетные энергии совпадают с экспериментальными в пределах 500 см^{-1} . Для двукратно возбужденных состояний сравнение теоретических и экспериментальных (8) результатов весьма условно. Дело в том, что эти состояния лежат в той же энергетической области, что и состояния $4f^{13} n_1 l_1 n_2 l_2 n_3 l_3$ и поэтому наша классифика-

ция уровней может не совпадать с принятой в [8]. Например, для состояний $4f^{14}5d_{3/2}5d_{3/2}$ [$J=2, 3$] расчетные результаты значительно лучше совпадают с энергиями, приписываемыми состояниям $4f^{13}6s6p5d$ [$J=2, 3$]. Большое различие (около 2000 см^{-1}) наблюдается для двух состояний. В [8] эти числа снабжены знаком «?». На наш взгляд, пока еще не существует надежной расшифровки экспериментально наблюдаемых переходов в атоме Yb.

До некоторой степени неожиданными оказались результаты расчета ширины уровней АС. Типичная ширина для рассматриваемых АС оказалась на 2—3 порядка меньше ширины нижних АС атома He. И это, несмотря на то что характерные энергии связи и размеры орбиталей электронов, участвующих в процессе, в обоих случаях близки. Существенным различием является то, что в случае атома Yb интересующие нас орбитали имеют многократные осцилляции в основной области. Узлы осцилляций для различных орбиталей естественно не совпадают, и это приводит к еще более частым осцилляциям подынтегрального выражения в (10). Именно этими осцилляциями объясняется малая ширина уровней рассматриваемых АС. Такая картина, по-видимому, типична для валентных оболочек сложных атомов. Этот общий вывод подтверждается предварительными экспериментальными результатами, полученными в лаборатории лазерной спектроскопии Института спектроскопии АН СССР. Наличие целой группы узких низколежащих резонансов, предсказываемых в настоящей работе, — благоприятный фактор для применения лазерных методов селективной ионизации атомов.

Таблица 2
Ширины АС (см^{-1})

Конфигурация	J	Г	Конфигурация	J	Г
$6p_{3/2}6p_{3/2}$	0	5.40	$5d_{3/2}5d_{3/2}$	2	0.40
$6p_{3/2}5d_{3/2}$	2	0.20	$5d_{3/2}5d_{3/2}$	4	0.90
$6p_{3/2}5d_{3/2}$	1	5.70	$7s_{1/2}6p_{1/2}$	0	0.70
$6p_{3/2}5d_{3/2}$	3	1.60	$7s_{1/2}6p_{1/2}$	1	3.00
$5d_{3/2}5d_{3/2}$	0	[0.01]	$7s_{1/2}6p_{3/2}$	1	1.80
$5d_{3/2}5d_{3/2}$	1	[0.00010]	$7s_{1/2}6p_{3/2}$	2	0.70
$5d_{3/2}5d_{3/2}$	0	3.30			

Точность проведенного расчета положения уровней в некоторых случаях не позволяет уверенно определить, лежит ли данное состояние выше границы ионизации. Такие уровни в табл. 1 и 2 отмечены квадратными скобками. Это относится, в частности, к уровню $5d_{3/2}5d_{3/2}$ [$J=1$]. Если этот уровень действительно лежит выше границы ионизации, то он должен иметь аномально малую автоионизационную ширину. Это связано с тем, что распад такого состояния — чисто релятивистский эффект. В нерелятивистском приближении его распад запрещен.

Авторы благодарны В. С. Летохову, по инициативе которого исследовался спектр атома Yb.

Литература

- [1] Р. В. Амбарцумян, В. Л. Калихин, В. С. Летохов. Письма ЖЭТФ, 13, 305, 1971.
- [2] P. Escherick, J. A. Armstrong, R. W. Dreufus, J. J. Wunne, Phys. Rev. Lett., 36, 1296, 1976.
- [3] Р. В. Амбарцумян, Г. И. Беков, В. С. Летохов, В. И. Мишин. Письма ЖЭТФ, 21, 279, 1975.
- [4] Л. Н. Иванов, В. С. Летохов. Квант. электр., 2, 585, 1975.

- [5] Г. И. Беков, В. С. Летохов, О. И. Матвеев, В. И. Мишин. Письма ЖЭТФ, 28, 308, 1978.
- [6] J. P. Declaux, C. M. Moser, G. Verhaegen. J. Phys. B, 4, 296, 1971.
- [7] L. N. Ivanov, L. I. Podobedova. J. Phys. B, 10, 6, 1001, 1977; L. N. Ivanov, M. N. Driker. J. Phys. B, 11, 10, 1965, 1978.
- [8] W. C. Martin, R. Zalubas, L. Hagar. Atomic Energy Levels. The Rare—Earth Elements; Nat. Bur. Stand., 1978.
- [9] C. Bottcher, A. Dalgarno. Proc. R. Sci. Lond. A, 340, 187, 1974.
- [10] Л. Н. Иванов, Е. П. Иванова, У. И. Сафронова, И. А. Шавтвалишвили. Опт. и спектр., 44, 42, 1978.

Поступило в Редакцию 8 января 1980 г.
