

УШИРЕНИЕ В ПЛАЗМЕ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ СМЕЩЕННЫХ ТЕРМОВ, ЛЕЖАЩИХ НИЖЕ ГРАНИЦЫ ИОНИЗАЦИИ

А.Н.Рябцев

Приведены теоретические оценки и экспериментальные наблюдения уширения в плазме вакуумной искры уровней смещенных термов в ионах V V и Ti IV, лежащих ниже границы ионизации, свидетельствующие об обнаружении нового вида проявления взаимодействия конфигураций в атомных спектрах.

В работе ¹ исследовано прохождение через границу ионизации $3d^{10}$ дважды возбужденной конфигурации $3d^9 4p^2$ в ионах изоэлектронной последовательности меди Br VII – AsV. В соответствии с правилами отбора у ряда уровней, оказавшихся за границей ионизации, появилась автоионизационная ширина. Однако было замечено, что эти уровни уширяются и при их расположении под границей ионизации. Известные механизмы (штарковское уширение, автоионизация или туннелирование из-за понижения потенциала ионизации во внешних полях) не объясняют такое поведение уровней. Ниже приводятся теоретические оценки и экспериментальные данные, показывающие, что наблюдаемый эффект является новым видом проявле-

ния взаимодействия конфигураций в атомных спектрах: уширение обусловлено взаимодействием уровней смещенных термов с уровнями ридберговских серий, испытывающими в плазме штарковское уширение.

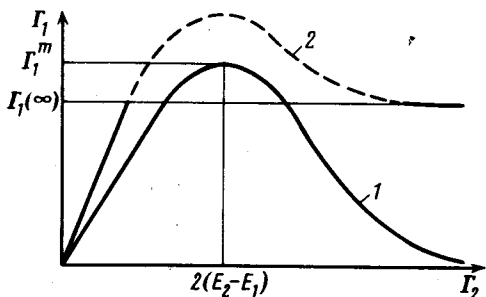
Известно, что межконфигурационное взаимодействие приводит к взаимному сдвигу уровней и смешиванию их волновых функций. Это проявляется в нарушениях серийных закономерностей в энергиях уровней, интервалах тонкой структуры и интенсивностях. Кроме того, для уровней смещенных термов, расположенных выше границы ионизации, смешивание с континуумом проявляется в автоионизации. Когда же уровни смещенных термов лежат ниже границы ионизации, то их волновые функции смешиваются с функциями ридберговских уровней. Поэтому уширение последних в плазме должно приводить к одновременному уширению уровней смещенных термов.

Рассмотрим двухуровневую задачу, в которой невозмущенное положение уровня смещенного терма и ближайшего уровня ридберговской серии соответственно E_1 и E_2 , а V_{12} — матричный элемент их электростатического взаимодействия. Если уровень E_2 является квазинепрерывным вследствие уширения в плазме, то ширина уровня E_1 дается ² соотношением: $\Gamma_1 = 2\pi |V_{1E(2)}|^2$, где $V_{1E(2)}$ — матричный элемент взаимодействия, нормированный на единичный интервал ширины уровня E_2 . Предполагая для определенности лоренцовскую форму контура уровня E_2 с полушириной Γ_2 имеем:

$$\Gamma_1 = \frac{|V_{12}|^2 \Gamma_2}{(E_2 - E_1)^2 + \Gamma_2^2/4} \quad (1)$$

Зависимость Γ_1 от Γ_2 в соответствии с (1) представлена на рисунке кривой 1. Кривая 2 дает качественное обобщение этой зависимости на случай взаимодействия с реальной ридберговской серией. Предельные значения Γ_1 здесь могут быть указаны без проведения дополнительных расчетов. При $\Gamma_n \ll E_n - E_1$ имеем $\Gamma_1 = \sum_n \frac{|V_{1n}|^2}{n(E_n - E_1)^2} \Gamma_n$. В другом предельном случае $\Gamma_1(\infty) = 2\pi |V_{1E}|^2$, причем нормировку следует проводить ³ путем деления квадрата матричного элемента взаимодействия $|V_{12}|^2$ на среднее расстояние между уровнями ридберговской серии $2RZ_c^2/(n^*)^3$, где R — постоянная Ридберга, Z_c — заряд атомного остатка, а n^* — эффективное квантовое число уровня E_2 , т. е.

$$\Gamma_1(\infty) = \pi(n^*)^3 |V_{12}|^2 / RZ_c^2 \quad (2)$$



Зависимость ширины уровня смещенного терма Γ_1 от ширины ближайшего уровня ридберговской серии (кривая 1): $\Gamma_1^m = |V_{12}|^2 / (E_2 - E_1)$. Обобщение на случай взаимодействия с полной ридберговской серией (кривая 2)

Промежуточная область на рисунке показана пунктиром, так как конкретный вид кривой зависит от расположения уровней и величины взаимодействия и, кроме того, требует сложных расчетов с учетом взаимодействия квазиконтинуумов ридберговских уровней.

Эксперимент проведен на уровнях ионов V V и Ti IV изоэлектронной последовательности KI (основное состояние $3p^6 3d$) с использованием экспериментальной методики, описанной в ¹. В V V исследованы переходы в основное состояние из конфигурации $3p^5 3d4s$, два терма которой (3D)²D и (1F)²F лежат около ридберговского терма $3p^6 10f^2 F$ с предска-

зывается по теории квантового дефекта энергией $498790 \pm 60 \text{ см}^{-1}$. Энергия ионизации $V V - 526532 \text{ см}^{-1}$ ⁴. Спектр зарегистрирован в двух режимах, холодном: $T \sim 15 \cdot 10^4 \text{ К}$, $N_e \sim 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и горячем: $T \sim 25 \cdot 10^4 \text{ К}$, $N_e = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Температура оценивалась по доплеровскому уширению линий $0 \text{ III} - 0 \text{ IV}$, присутствующих в спектре как примеси. Электронная плотность находилась по штарковскому уширению линий переходов $3p^6 3d - 3p^6 nl$, $nl = 6p, (5 - 7)f$ ⁵.

В холодном режиме самый высокий наблюдаемый уровень серии nf ($n = 9$) имел ширину 35 см^{-1} . Оценка для $10f$ дает величину 50 см^{-1} . Ожидаемая при этом ширина уровней $(^1F)^2F$ составляет $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ и не может быть обнаружена при аппаратной ширине прибора 24 см^{-1} . Действительно в спектре холодного режима все линии переходов из конфигурации $3p^5 3d4s$ имели аппаратную ширину. В горячем режиме последний зарегистрированный уровень $7f$ серии nf имел ширину 210 см^{-1} и одновременно наблюдалось заметное уширение линий переходов с обоих уровней терма $(^1F)^2F$ и с одного из уровней терма $(^3D)^2D$. При данных параметрах плазмы основным механизмом уширения уровней $9f$ и $10f$ является статистическое уширение вследствие линейного эффекта Штарка ⁶. Оценки дают, что штарковские ширины этих уровней перекрываются и для ширин уровней конфигурации $3p^5 3d4s$ следует ожидать предельных значений согласно формуле (2). Таблица показывает, что это действительно имеет место. Состав волновых функций в таблице и необходимые для расчетов матричные элементы взаимодействия находились методом Хартри - Фока. Следует обратить внимание, что иногда просто понимание механизма уширения уровней смещенных термов позволяет проводить однозначную проверку правильности идентификации спектра. Например, в случае уровней $V V (^3D)^2D$, конфигурационное взаимодействие которых с ридберговскими сериями $3p^6 nl$ равно нулю, уширяться может только уровень с заметным присутствием в составе термов 2F или 2P . Таблица показывает, что таким свойством обладает только уровень с $J = 5/2$. Это означает, что в $V V$ испытывающий уширение уровень энергии 500502 см^{-1} должен быть идентифицирован с $(^3D)^2D_{5/2}$, а не с $(^3D)^2D_{3/2}$, как это было ошибочно сделано в ⁴.

Терм	J E , см^{-1}	Состав	Γ , см^{-1}	
			расчет	эксп.
$(^1F)^2F$	7/2 497556	$0,928(^1F)^2F$	70	65_{-19}^{+8}
$(^1F)^2F$	5/2 496296	$0,762(^1F)^2F + 0,430(^3D)^2D$	47	42_{-14}^{+6}
$(^3D)^2D$	5/2 500502	$0,864(^3D)^2D + 0,456(^1F)^2F$	17	20_{-9}^{+3}
$(^3D)^2D$	3/2 500117	$0,992(^3D)^2D$	0	< 3

В $Ti IV$ в процессе работы над анализом спектра, результаты которого будут опубликованы отдельно, наблюдалось уширение линий переходов $3p^6 3d - 3p^5 3d^2 (^1G)^2F$. Уровни $(^1G)^2F$ с энергиями 283055 см^{-1} $J = 7/2$ и 281812 см^{-1} $J = 5/2$ находятся на $\sim 7000 \text{ см}^{-1}$ выше уровней $3p^6 5f$. При имевшихся параметрах плазмы максимальная ширина уровней $5f$ составляла 87 см^{-1} . Соотношение ширины и расстояния между уровнями показывает, что в данном случае уширение должно подчиняться линейной зависимости. Измерения в двух точках дали $\Gamma[(^1G)^2F] \sim 0,3 \Gamma(5f)$, причем величина коэффициента линейной зависимости согласуется с оценками взаимодействия уровней, основанными на анализе квантового дефекта серии.

Аналогичным образом из теории Фано ² может быть получено выражение для сдвига уровня смещенного терма из-за уширения уровней ридберговской серии. В исследованных экспериментально случаях сдвиг не был обнаружен. Однако с возможностью такого сдвига следует считать при точных измерениях энергий уровней смещенных термов.

В заключение отметим, что в работе ⁷ также наблюдалось уширение в плазме ударной трубы уровней дважды возбужденной конфигурации $Ba I$, лежащей ниже границы ионизации. Оно было интерпретировано как автоионизация вследствие понижения границы ионизации и привело к введению термина "насильственная автоионизация" (forced autoionization). Однако оценки показывают, что величины возможных в плазме ударной трубы постоянных электрических полей, а также плотностей заряженных частиц, недостаточны для требуемого понижения границы ионизации. Наиболее вероятно, что в ⁷ наблюдалось уширение линий в соответствии с описанной выше моделью, а обнаружение насильственной автоионизации произошло только в современных лазерноспектроскопических исследованиях ридберговских состояний атомов во внешних полях (см. ⁸ и цитированную там литературу).

Литература

1. Ryabtsev A.N., Wyart J.F., Van Kleef Th. A.M., Joshi Y.N. Physica Scripta, 1984, 30, 407.
2. Fano U. Phys. Rev., 1961, 124, 1866.
3. Cowan R.D. The Theory of Atomic Structure and Spectra, Berkley: Univ. of California Press, 1981, p. 522.
4. Van Deurzen C.H.H. J. Opt. Soc. Amer., 1977, 67, 476.
5. Dmitrijević M.S., Konjević N. Spectral Line Shapes, B. Wende Ed., Berlin: Walter de Gruyter, 1981, p. 211.
6. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.
7. Garton W.R.S., Parkinson W.H., Reeves E.M. Proc. Phys. Soc., 1962, 80, 860.
8. Sandner W., Safinya K.A., Gallagher T.F. Phys. Rev. A, 1986, 32, 1008.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июля 1986 г