

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ПО УШИРЕНИЮ И СДВИГУ РИДБЕРГОВСКИХ СЕРИЙ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

Б.П.Каулакис, Л.П.Пресняков, П.Д.Серапинас

Показано, что резонансное рассеяние вносит существенный вклад в уширение и сдвиг ридберговских серий атомов и объясняет наличие осцилляций. Анализ экспериментальных данных позволяет восстановить энергию связи квазидискретного уровня в отрицательном ионе, его автоионизационную ширину, орбитальный момент и мультиплетность.

Идея Ферми [1] о связи между уширением и сдвигом ридберговских серий атомов в атмосфере буферного газа и характеристиками упругого рассеяния медленных электронов на атомах в наиболее общем виде реализована Алексеевым и Собельманом [2]. Установлено, что концепция рассеяния квазисвободного электрона [1] соответствует области применимости импульсного приближения в рамках ударной теории уширения для вычисления сдвига линии Δ и ширины γ :

$$\Delta(n, l) = \sum_{L, S_T} (2L+1) C(S_T) \Delta_{L, S_T}(n, l); \quad \gamma(n, l) = \sum_{L, S_T} (2L+1) C(S_T) \gamma_{L, S_T}(n, l) \quad (1)$$

$$-2\Delta_{L, S_T}(n, l) + i\gamma_{L, S_T}(n, l) = 4\pi N \int_0^{\infty} f_L(q) |G_{n, l}(q)|^2 q^2 dq. \quad (2)$$

Здесь N — плотность буферного газа, n и l — эффективное главное и орбитальное квантовое число высоковозбужденного атомного электро-

на, $G_{n,l}$ — радиальная часть волновой функции в импульсном представлении, $C(S_T)$ — спиновой статистический вес для системы со спином S_T , f_L — амплитуда упругого рассеяния электрона с орбитальным моментом L . Расчеты [2], учитывающие потенциальное рассеяние медленных электронов на атомах, привели к хорошему описанию экспериментальных данных по уширению и сдвигу в атмосфере инертных газов [3] и поставили вопрос об исследовании характеристик упругого рассеяния медленных электронов спектроскопическими методами.

Однако эксперимент [4], выполненный в атмосфере атомов щелочных элементов, привел к неожиданным результатам: значения ширины и сдвига оказались значительно больше наилучших (в вариационном смысле) теоретических [2] и имели осциллирующую компоненту при $10 < n < 35$. Наряду с количественными различиями (поляризационное потенциалы и др.), в процессах рассеяния на атомах инертных газов и щелочных элементов существует и качественное, обусловленное возможностью образования у последних слабо связанных состояний (отрицательных ионов) при присоединении к атому в основном состоянии дополнительного электрона. На это указывалось и ранее [5], однако учет лишь s -рассеяния на дискретных [5] и квазидискретных [6] уровнях отрицательного иона не может дать полной интерпретации совокупности экспериментальных данных [4].

В данной работе общий подход (1), (2) дополнен учетом рассеяния на квазидискретных уровнях с $L > 0$. Показано, что этим полностью объясняется осциллирующая компонента величин Δ и γ и вносится существенный вклад в их монотонную составляющую. Сопоставление периодов осцилляций и амплитуд вычисленных и измеренных осциллирующих компонент Δ и γ позволяет однозначно восстановить энергию связи квазидискретного уровня, его автоионизационную ширину, орбитальный момент и мультиплетность.

Ввиду аддитивности потенциального и резонансного рассеяния, рассмотрим вклад последнего в (1), (2) отдельно. Используя общее выражение для амплитуды L -рассеяния на квазидискретном уровне [7] с энергией связи $\epsilon_r > 0$ и автоионизационной шириной $\Gamma_L \ll \epsilon_r$, а также аналитические свойства функций $G_{n,l}(q)$, можно получить вклад резонансного рассеяния в виде

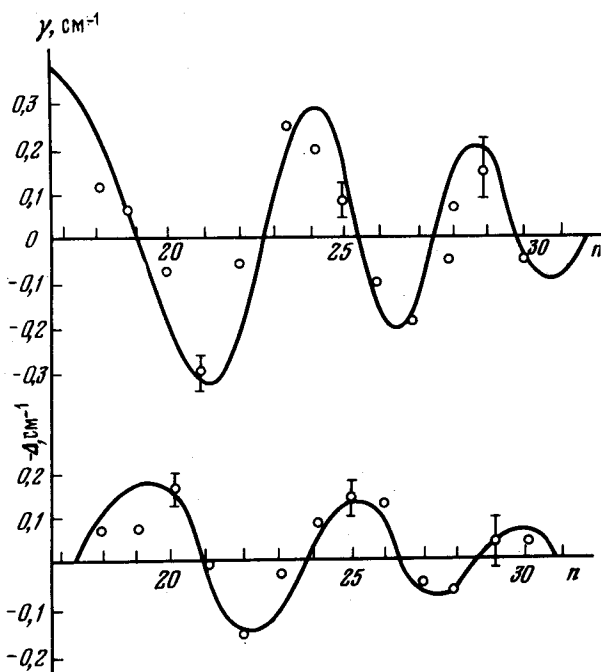
$$\frac{\Delta_{L,S_T}^{i\epsilon_s}}{4\pi N(2L+1)C(S_T)} = - \left[\frac{3\nu^{-2} + n^2}{2(\nu^{-2} + n^2)^2} \Gamma_L \nu^{-3} n^2 + (-1)^{l+1} A_L \sin(4n^2\nu) \right], \quad (3)$$

$$\frac{\gamma_{L,S_T}^{i\epsilon_s}}{8\pi N(2L+1)C(S_T)} = \left[\frac{\Gamma_L \nu^{-6} n}{(\nu^{-2} + n^2)^2} + (-1)^{l+1} A_L \cos(4n^2\nu) \right], \quad (4)$$

$$A_L = \frac{\Gamma_L \nu^{-6} n}{(\nu^{-2} + n^2)^2} \left(\frac{\nu^{-2} + n^2 - \Gamma_L \nu^{-3} n}{\nu^{-2} + n^2 + \Gamma_L \nu^{-3} n} \right)^n, \quad \nu = \sqrt{2\epsilon_r} \ll n^{-1},$$

$$\Gamma_L \ll 1/2n^2. \quad (5)$$

Здесь амплитуда осциллирующей компоненты ограничена условием $A_L \leq \nu^{-3} [2en(\nu^{-2} + n^2)]^{-1}$. Период осциллирующей компоненты однозначно связан с энергией ϵ_r , которая немедленно восстанавливается по периоду экспериментальных осцилляций. Применим полученный результат для интерпретации эксперимента [4] по уширению и сдвигу $n p$ -уровней Cs в парах Cs (концентрация $N = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Из (3) – (5) следует, что экспериментальные значения осциллирующей компоненты γ и Δ не могут быть получены при $L = 0$. Совпадение максимумов амплитуд (рисунок) имеет место при $L = 1$ и $S_T = 1$. Можно показать, что значения $L > 1$ приводят к расхождению с экспериментом по декременту затухания осцилляций. Таким образом, следует предположить наличие автоионизационного 3P -уровня в ионе Cs^- с энергией связи $\epsilon_r = 7,5 \cdot 10^{-4}$ эВ и шириной $\Gamma \approx 3,10 \cdot 10^{-4}$ эВ. Отметим, что резонансное рассеяние дает вклад и в монотонную часть γ^{res} и Δ^{res} , соответственно равный $1,33$ и $0,22 \text{ см}^{-1}$. Потенциальное рассеяние [2] дает $\gamma^{pot} = 0,40 \text{ см}^{-1}$, $\Delta^{pot} = 0,5 \text{ см}^{-1}$, а сумма потенциальной и резонансной частей удовлетворительно описывают данные [4]: $\gamma_{\text{эксп}} = 1,5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_{\text{эксп}} = 0,75 \text{ см}^{-1}$.



Осциллирующая компонента ширины γ и сдвига Δ как функция главного квантового числа: кружки — экспериментальные данные [4], сплошная линия — результат настоящей работы

Наличие автоионизационного 3P -уровня в Cs^- не является неожиданностью. Прямые вариационные расчеты [8] показали наличие подобных уровней у ионов более легких щелочных металлов Li^- , Na^- , K^- с энергиями связи соответственно равными $6,0 \cdot 10^{-2}$, $8,3 \cdot 10^{-2}$ и $2,4 \cdot 10^{-3}$ эВ и ширинами $5,7 \cdot 10^{-2}$; $8,5 \cdot 10^{-2}$ и $5,8 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Изложенные результаты открывают новые возможности исследования автоионизационных состояний спектроскопическим методом.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1979 г.

Литература

- [1] Э.Ферми. Научные труды. М., изд. Наука, т. 1 § 64, 1971.
 - [2] В.А.Алексеев, И.И.Собельман. ЖЭТФ, **49**, 1274, 1965.
 - [3] М.А.Мазинг, Н.А.Врублевская. ЖЭТФ, **50**, 343, 1965.
 - [4] М.А.Мазинг, П.Д.Серапинас. ЖЭТФ, **60**, 541, 1971.
 - [5] L.P.Preznyakov. Phys. Rev., **A2**, 5, 1720, 1970.
 - [6] M.Matsuzawa. J. Phys., **B10**, 1543, 1977.
 - [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., изд. Наука, 1974.
 - [8] A.L.Sinfailam, R.K.Nesbet. Phys. Rev., **A7**, 1987, 1973.
-